INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

Tombo: 3969ex.1

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física

*Estudo Fenomenológico dos Neutrinos
em
Experimentos que utilizam Fontes Terrestres*

Walter José da Costa Teves

Tese apresentada ao Instituto de Física
da Universidade de São Paulo para
a obtenção do título de Doutor em
Ciências.

Orientadora: *Renata Funchal*
Profa. Dra. Renata Zukanovich Funchal

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Antonio Fernando Ribeiro de Toledo Piza - IFUSP

Prof. Dr. Francisco Krmpotic - IFUSP

Prof. Dr. Marcelo Moraes Guzzo - UNICAMP

Prof. Dr. Orlando Luis Goulart Peres - UNICAMP

Profa. Dra. Renata Zukanovich Funchal - IFUSP

São Paulo
2003

Armando Corbani Ferraz
Prof. Armando Corbani Ferraz
Presidente da Comissão de Pós Graduação

SBI-IFUSP

305M810T3969

du: 17/12/05

539.721

T353e

12

ex. 1

FICHA CATALOGRÁFICA

**Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo**

Teves, Walter José da Costa

Estudo Fenomenológico dos Neutrinos em
Experimentos que utilizam Fontes Terrestres.
São Paulo, 2003

Tese (Doutoramento) Universidade de São Paulo
Instituto de Física - Depto. de Física Matemática

Orientador: Profa. Dra. Renata Zukanovich Funchal
Área de Concentração: Física de Partículas
Elementares

Unitermos: 1. Oscilações de neutrinos;
2. Experimentos de neutrinos terrestres;
3. Efeitos de matéria;
4. Duplo decaimento β sem neutrinos

USP/IF/SBI-078/2003

"It is difficult to find a case where the word 'intuition' characterises a human achievement better than in the case of the neutrino invention by Pauli."

Bruno Pontecorvo

Dedico meu trabalho,

*Aos meus pais, Walter e Laura, pelo amor, carinho e
compreensão que dedicaram durante toda a minha vida.*

*À minha irmã, Maria Ester, pelo incentivo e ajuda nos
momentos mais difíceis.*

Agradecimentos

À Renata, pela orientação segura durante todo este período de Doutorado, juntamente com seu entusiasmo e pela forma de trabalho inovadora que introduziu em nosso grupo de pesquisa foram ingredientes fundamentais na minha formação e, também, por sua amizade e pela confiança que depositou em mim.

Ao Hiroshi, por sua valiosa ajuda que foi fundamental para a realização desta tese, não só pelos trabalhos que realizamos juntos como também pelo considerável conhecimento adquirido com ele em física de neutrinos.

Ao Alberto, pelo companherismo e seu importante auxílio no início do Doutorado transmitindo com clareza conceitos e técnicas essenciais para a concretização dos trabalhos.

Ao Edivaldo, pela amizade e pelo período frutífero que trabalhamos juntos no início do Doutorado e deram início as nossas pesquisas.

Ao Everton, por sua amizade e ajuda na fase de redação da tese.

Ao Dr. Dombrady e família, pelo apoio e incentivo que sempre me dedicaram desde que nos conhecemos.

Ao Dr. Luciano, cujos conselhos e lições de vida me mostraram uma forma mais saudável de encarar a vida.

À Dr.^a Andréia, por me fazer refletir melhor sobre como enfrentar os problemas e conseguir administrá-los da melhor forma possível.

Finalmente, gostaria de agradecer a todos que direta ou indiretamente me ajudaram a realizar este trabalho.

À Fapesp, pelo apoio financeiro e respeito que guarda aos seus bolsistas.

Resumo

Nesta tese, realizamos dois tipos de estudos fenomenológicos através de uma análise detalhada de alguns experimentos terrestres atuais e futuros. No primeiro, estudamos dois mecanismos exóticos de conversão de sabor: descoerência quântica e interações não padrão do neutrino com a matéria. Para descoerência, vinculamos o parâmetro de descoerência bem como testamos como distinguir a solução de descoerência pura do mecanismo padrão de oscilação no contexto de duas gerações. No caso das interações não padrão, assumimos que esta é subdominante frente ao mecanismo de oscilação padrão, e encontramos os possíveis limites que poderão ser obtidos para essas interações utilizando uma “*fábrica*” de neutrinos futura. No segundo tipo de estudo, determinamos os parâmetros de oscilação solares pela análise combinada dos dados dos neutrinos solares e de KamLAND, e estimamos a precisão nos parâmetros de mistura atmosféricos que poderá ser atingida pelos experimentos de “*LongBaseLine*” futuros MINOS, ICARUS e OPERA. Por fim, investigamos a possibilidade dos experimentos futuros do duplo decaimento β sem neutrinos de determinar os parâmetros de “*não oscilação*”.

Abstract

In this thesis, we have done two kinds of phenomenological studies through a detailed analysis of present and future terrestrial experiments. In the first study, we analyze two exotic mechanisms of flavour conversion: quantum decoherence and non-standard neutrino-matter interactions. In the case of decoherence, we impose constraints on the decoherence parameter and test how to distinguish between the pure decoherence solution and the standard neutrino oscillation mechanism in the context of two neutrino generations. For non-standard interactions, assuming it as a sub-leading process compared to the standard oscillation, we find the possible limits that can be achieved on the strength of these interactions using a future neutrino factory. In the second part of the study, we determine the solar oscillation parameters using a combined analysis of solar neutrino and KamLAND data, and estimate the precision on the atmospheric mixing parameters by that can be accomplished by the “*LongBaseline*” experiments MINOS, ICARUS and OPERA. Finally, we investigate the capability of future neutrinoless double beta decay experiments to determine the “non-oscillation” parameters.

Conteúdo

Introdução	1
1 Aspectos Gerais da Física de Neutrinos Massivos	7
1.1 Uma breve história dos neutrinos	8
1.2 Neutrinos e suas propriedades	10
1.3 Neutrinos de Weyl, de Dirac e de Majorana	12
1.4 Mecanismo de OIM no vácuo	15
1.5 Mecanismo de OIM na matéria	22
1.5.1 Potenciais efetivos na matéria	23
1.5.2 Efeitos de matéria em duas gerações	24
1.5.3 Efeitos de matéria em três gerações	26
1.6 Simetrias CP, T e CPT e suas implicações	30
1.7 Duplo decaimento β sem neutrinos	32
1.7.1 Massa Efetiva de Majorana	33
1.7.2 Decaimento $0\nu\beta\beta$ e Parâmetros de Oscilação	36
2 Descrição dos Experimentos e de seus Observáveis	39
2.1 Experimentos de Neutrinos em Reatores	40
2.1.1 CHOOZ	44
2.1.2 KamLAND	47
2.2 Experimentos de Neutrinos em Aceleradores	49
2.2.1 CCFR	51
2.2.2 E776	56
2.2.3 CHORUS	60
2.2.4 K2K	65
2.2.5 MINOS	69
2.2.6 Experimentos de “CERN-Gran Sasso”	74
2.2.7 “Fábrica” de Neutrinos	77

3	Mecanismos Exóticos de Conversão de Sabor	83
3.1	Descoerência Quântica	84
3.1.1	Descrição fenomenológica da DQ	85
3.2	Vínculos para o parâmetro de DQ	88
3.2.1	Análise dos Dados Experimentais	89
3.2.2	Limites em γ_0 através dos dados atuais	94
3.2.3	Vínculos em γ_0 : perspectivas dos experimentos futuros	98
3.3	Investigando a Dinâmica de Conversão de Sabor $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	102
3.3.1	Teste de Significância Estatística	103
3.3.2	Capacidade dos experimentos de LBL distinguirem os mecanismos OIM e DQP	103
3.4	Interações de Neutrinos que Trocam de Sabor	115
3.4.1	Conversão de Sabor de Neutrinos via $OIM \oplus INPN$	116
3.5	Explorando INPN através das “Fábricas” de Neutrinos	119
3.5.1	Mecanismo de $OIM \oplus INPN$ no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	121
3.5.2	Mecanismo de $OIM \oplus INPN$ no canal $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$	122
3.5.3	Observáveis investigados na “Fábrica” de Neutrinos	122
3.5.4	Efeitos de INPN no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	123
3.5.5	Efeitos de INPN no canal $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$	126
4	Determinação dos Parâmetros de OIM e de <i>Não Oscilação</i>	133
4.1	Parâmetros de OIM via KamLAND e Dados Solares	134
4.1.1	Determinação dos Parâmetros de Oscilação	135
4.1.2	Perspectivas Futuras	140
4.2	Parâmetros de OIM através de MINOS, ICARUS & OPERA	142
4.2.1	Considerações sobre Oscilação em 3 gerações de Neutrinos na Matéria	143
4.2.2	Análise dos Experimentos	145
4.2.3	Cálculo das Curvas de Sensibilidade	146
4.2.4	Simulação dos Dados e Determinação das Regiões Permitidas	147
4.2.5	Resultados	149
4.3	Vínculos nos Parâmetros de <i>Não Oscilação</i> via $0\nu\beta\beta$	154
4.3.1	Massa Efetiva de Majorana e o Decaimento $0\nu\beta\beta$	158
4.3.2	Limites Máximo e Mínimo para m_{ee}	160
4.3.3	Dependência na Massa do Neutrino mais Leve	161
4.3.4	Dependência na Massa do Neutrino mais Leve e nas Fases de CP	162
4.3.5	Dependência na Massa do Neutrino mais Leve e em θ_{13}	166
4.3.6	Vinculando m_0 usando os Dados de Neutrinos Solares	168

Conclusões & Perspectivas	177
A Expressões Analíticas das Probabilidades de OIM no Vácuo	185
B Taxas e Número de Eventos em uma “Fábrica” de Neutrinos	187
B.1 Taxa de Eventos	187
B.1.1 Anel de Armazenamento contendo μ^-	190
B.1.2 Anel de Armazenamento contendo μ^+	190
C Glossário	191
Referências	195

Lista de Figuras

1.1	<i>Gráfico de Kurie para o decaimento β do ^3H.</i>	12
1.2	<i>Diagrama esquemático de oscilações de neutrinos.</i>	16
1.3	<i>A relação entre os auto-estados de sabor do neutrino ν_e, ν_μ, e ν_τ e os auto-estados de massa ν_1, ν_2, e ν_3 em termos dos três ângulos de mistura θ_{12}, θ_{13}, θ_{23}.</i>	21
1.4	<i>Os dois tipos de hierarquias de massas consistentes com os dados dos neutrinos solares e atmosféricos ($\Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{\text{atm}}^2$).</i>	22
1.5	<i>Diagramas de espalhamento do neutrino através de interações de corrente carregada e de corrente neutra.</i>	23
1.6	<i>Perfil de Densidade da Terra.</i>	28
1.7	<i>Esquema simplificado de transições $\beta\beta$.</i>	32
1.8	<i>Diagrama do duplo decaimento β.</i>	33
2.1	<i>Esquema da localização do experimento CHOOZ indicando o “baseline” e o detector sob a rocha.</i>	45
2.2	<i>Representação esquemática do detector KamLAND mostrando um corte do balão central, revestido por uma região contendo óleo parafínico contida numa esfera de aço inoxidável e um detector externo preenchido por água. As cerca de 2.000 fotomultiplicadoras do detector estão mostradas no interior da esfera.</i>	48
2.3	<i>Espectro da energia do neutrino para ν_μ, $\bar{\nu}_\mu$, ν_e, e $\bar{\nu}_e$ no detector CCFR a partir da Ref. [5].</i>	52
2.4	<i>Número de ν_e em função da energia visível a partir da Ref. [5]. A faixa preenchida mostra a previsão de Monte Carlo na ausência de oscilação. A curva tracejada (pontilhada) correspondendo ao efeito das oscilações de neutrinos para $\sin^2 2\theta = 1$ com $\Delta m^2 = 150 \text{ eV}^2$ ($\Delta m^2 = 10.000 \text{ eV}^2$).</i>	54
2.5	<i>Espectro de energia de ν_μ medido obtido a partir da Ref. [6] para os dois casos: (a) polaridade positiva; (b) polaridade negativa. A linha contínua corresponde a previsão de Monte Carlo do espectro.</i>	57

2.6	<i>As contribuições de ruído a partir de eventos de π^0 induzidos por ν_μ (linha tracejada) e do feixe de ν_e mais $\bar{\nu}_e$ (linha contínua) são mostradas em (a) e (c). Em (b) e (d), o espectro de energia do elétron medido para eventos de ν_e onde a linha contínua representa a soma dos ruídos a partir da Ref. [6].</i>	60
2.7	<i>Configuração esperada de uma interação de CC de ν_τ típica na emulsão CHORUS.</i>	61
2.8	<i>Esquema de K2K, mostrando o feixe e sua monitoração, nos detectores DF e DR, e o sistema de sincronização GPS.</i>	66
2.9	<i>Esquema do detector DR do experimento MINOS. A área octogonal é constituída principalmente de ferro; o furo central acomoda uma bobina para gerar o campo magnético toroidal. As cremalheiras em ambos os lados do detetor abrigam as fotomultiplicadoras.</i>	70
2.10	<i>Estrutura esquemática do alvo de OPERA.</i>	75
2.11	<i>Esquema de uma “fábrica” de neutrinos baseada em um anel armazenador de múons</i>	78
3.1	<i>Limites obtidos para (a) CCFR, (b) E776, (c) CHORUS e (d) CHOOZ para os parâmetros de oscilações de neutrinos em duas gerações a partir de nossas análises [11]. A região excluída à 90% N.C. está a direita de cada curva.</i>	93
3.2	<i>Limites em γ_0 como uma função de $\sin^2 2\theta$ no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, para $n = -1, 0, 1$ e 2. A região excluída à 99 % N.C. está a direita de cada curva.</i>	95
3.3	<i>Limites em γ_0 como uma função de $\sin^2 2\theta$ no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, para $n = -1$ (PA, GA), 0, 1 e 2 à 99 % N.C.</i>	97
3.4	<i>Limites em γ_0 como uma função de $\sin^2 2\theta$ no modo $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$, para $n = -1, 0, 1$ e 2 à 99 % N.C.</i>	99
3.5	<i>Limites em γ_0 para alguns experimentos de próxima geração assumindo a sensibilidade proposta para cada experimento e nenhum sinal de oscilação observado nos canais $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$.</i>	100
3.6	<i>Limites atingíveis em γ_0 para experimentos de LBL de próxima geração assumindo que estes observem oscilação.</i>	101
3.7	<i>Distorção espectral esperada para eventos 1-anel tipo-μ em K2K assumindo conversão de sabor com $\sin^2 2\theta = 1$ e diferentes valores de Δm^2 (OIM) e $\gamma_0 = 0,6 \times 10^{-21}$ GeV (DQP) após 10^{20} POT.</i>	105

- 3.8 Regiões em K2K após 10^{20} POT: (a) no plano $\sin^2 2\theta \times \Delta m^2$ com $\gamma_0 = \gamma_0^{MA}$; (b) no plano $\Delta m^2 \times \gamma_0$ onde $\otimes \equiv (3, 0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, 0, 6 \times 10^{-21} \text{ GeV})$ indica o ponto de MA para OIM [39] e DQP [20] soluções para o PNA com $\sin^2 2\theta = 1$ 106
- 3.9 Distorção espectral esperada em MINOS para os pontos de melhor ajuste para as soluções de OIM no vácuo e descoerência pura para o PNA nas três configurações de energia possíveis do feixe: : (a) “alta”; (b) “média” e (c) “baixa”. 107
- 3.10 Idem à Fig. 3.8, mas somente no plano $\sin^2 2\theta \times \Delta m^2$ para eventos $N_{1\mu}$ em MINOS após 10 kton-ano de exposição nas três configurações de energia: (a) “baixa”; (b) “média” e (c) “alta”. 109
- 3.11 Distorção espectral esperada para OPERA para diferentes valores de Δm^2 (linhas tracejadas) bem como para o ponto de melhor ajuste para DQP (linha contínua), para 5 anos de exposição. Em todos os casos $\sin^2 2\theta = 1$ 110
- 3.12 Idem à Fig. 3.8, mas para eventos N_τ em OPERA após 5 anos. . . . 112
- 3.13 Distorção espectral esperada numa “fábrica” de neutrinos, após 5 anos de tomada de dados, para $E_\mu = 10 \text{ GeV}$, $L = 3.096 \text{ km}$ e alguns valores de Δm^2 bem como para o caso de não oscilação e para DQP no ponto de MA. 114
- 3.14 Idem à Fig. 3.8, mas para eventos N_μ após 5 anos de tomada de dados numa “fábrica” de neutrinos no cenário (1) da Tabela 3.4. . . . 115
- 3.15 Diagrama das Interações: INTS (à esquerda) e INDS (à direita). . . 116
- 3.16 Razão entre o número $\bar{\nu}_\tau$ esperado sobre o de ν_τ como função de L para alguns valores de $\epsilon_{\mu\tau}$ com $\epsilon'_{\mu\tau} = 0$ 124
- 3.17 Região no plano $|\epsilon_{\mu\tau}| \times |\epsilon'_{\mu\tau}|$ que pode ser investigada por uma “fábrica” de neutrinos. As regiões que foram determinadas exigindo uma separação de $n_\sigma = 3, 5$ estão à direita de cada linha. 125
- 3.18 Idem à Fig. 3.16, mas para o modo $\nu_e \rightarrow \nu_\tau / \bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$, onde mostramos também os casos de $\delta = \pi/2, -\pi/2$ 127
- 3.19 Idem à Fig. 3.17, mas para o modo $\nu_e \rightarrow \nu_\tau / \bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$ e dois valores distintos de δ . Aqui, $\epsilon_{e\tau}, \epsilon'_{e\tau} > 0$ 129
- 3.20 Idem à Fig. 3.19, mas neste caso com $\epsilon_{e\tau}, \epsilon'_{e\tau} < 0$ 130
- 4.1 Regiões permitidas: (a) pelos dados de neutrinos solares atuais; (b) utilizando os mesmos dados de (a), mas com a diminuição do erro dos dados de CN em SNO em 50% de seu valor atual. Aqui, $\otimes$ indica o ponto de melhor ajuste. 136

4.2	Regiões no plano ($\sin^2 2\theta, \Delta m^2$) permitidas pelos dados de KamLAND apenas. Aqui, $\otimes$ indica o ponto de melhor ajuste.	138
4.3	Regiões permitidas em: (a) por todos os experimentos solares combinados com os dados de KL. A região abaixo (acima) de $\Delta m^2 = 10^{-4} \text{ eV}^2$ denominada região 1 (2); (b) idem ao caso (a), mas com a diminuição do erro dos dados de CN em SNO para 50% de seu valor atual.	139
4.4	Espectro de energia de e^+ esperado em KL para: não oscilação; oscilação no ponto de melhor ajuste para KL e nos pontos de melhor ajuste global região 1 e 2 da Fig. 4.3.	140
4.5	Idem à Fig. 4.3, mas para o espectro de KL simulado para 1 ano, compatível com o ponto de melhor ajuste de KL ($\Delta m^2 = 7 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta = 0,99$).	141
4.6	(a) Idem à Fig. 4.5, mas para o ponto de melhor ajuste global dos dados KL + Solar na região 1 ($\Delta m^2 = 7,1 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta = 0,83$). (b) Idem ao caso (a), mas para o ponto de melhor ajuste global dos dados KL + Solar na região 2 ($\Delta m^2 = 1,5 \times 10^{-4} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta = 0,82$).	142
4.7	Curvas de sensibilidade para MINOS nos canais $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ à 90% N.C. Os outros parâmetros de OIM estão fixos em $\Delta m_{21}^2 = 5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta_{12} = 0,8$, próximo do ponto de melhor ajuste do problema do neutrino solar.	148
4.8	Regiões permitidas esperadas para MINOS à 90% e 99% N.C.	149
4.9	Idem à Fig. 4.7, mas para ICARUS nos modos de oscilação $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (ν_τ).	150
4.10	O mesmo que a Fig. 4.8, mas para ICARUS.	151
4.11	O mesmo que a Fig. 4.9, mas para OPERA.	152
4.12	O mesmo que a Fig. 4.10, mas para OPERA.	153
4.13	Curvas de sensibilidade globais à 90% N.C. em (a) no modo $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$; (b) A sensibilidade para $\sin^2 2\theta_{23}$ e Δm_{32}^2 é a combinação da sensibilidade de MINOS no canal de desaparecimento e as de ICARUS e OPERA no modo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	154
4.14	Idem à Fig. 4.8, mas para a combinação dos três experimentos.	155
4.15	Valores máximos e mínimos de m_{ee} como uma função de m_0 para dois valores de $\sin^2 \theta_{13}$ tanto para hierarquia normal quanto invertida mostrando as contribuições individuais de $m_{ee}^{(1)}$, $m_{ee}^{(2)}$ e $m_{ee}^{(3)}$	161
4.16	Isolinhas de m_{ee} no plano $\alpha_1 - m_0$ para $\sin^2 \theta_{13} = 0$ no caso de hierarquia normal.	163

- 4.17 *Idem à Fig. 4.16 (b), mas para $\sin^2 \theta_{13} = 0,01$ (painéis esquerdos) e $0,02$ (painéis direitos), para $\alpha_3 = 0$ (painéis superiores), $\pi/4$ (painéis centrais) e $\pi/2$ (painéis centrais). A linha tracejada vertical indica $\alpha_1/\pi = 0,5$ 164*
- 4.18 *Idem à Fig. 4.16, mas para hierarquia invertida. Aqui, fixamos a escala atmosférica em $\Delta m_{23}^2 = -3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ em (a); $\Delta m_{23}^2 = -2,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ em (b) e (c) e $\Delta m_{23}^2 = -1,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ em (d). 165*
- 4.19 *Região no plano $(\Delta m_{12}^2, \tan^2 \theta_{12})$ onde α_1 pode ser vinculado para um valor não nulo, indicado por uma seta, para $m_{ee} = 1, 2, 3 \text{ meV}$. O conjunto dos parâmetros solares usados na Fig. 4.16 (a)-(d) estão indicados como $\otimes$ e a região permitida para a solução LMA-MSW à $1, 2$ e 3σ está sobreposta [22]. 166*
- 4.20 *Curvas de isolinhas de $m_{ee}^{\min}$ no plano (s_{13}^2, m_0) para diferentes escolhas dos parâmetros de mistura para hierarquia normal. Notemos que $m_{ee}^{\min} = 0$ na região delimitada por linhas contínuas. 167*
- 4.21 *Curvas de isolinhas para os limites superior, $m_0^{\max}$ e inferior $m_0^{\min}$ de m_0 em unidades de meV no plano $(\tan^2 \theta_{12}, \Delta m_{12}^2)$ para o caso de sinal positivo de $0\nu\beta\beta$ para observado com os valores centrais $m_{ee} = 10 \text{ meV}$ (a), 5 meV (b), 3 meV (c) e 1 meV (d). Fixamos os outros parâmetros A região permitida pela solução LMA-MSW é a mesma que a da Fig. 4.19. 170*
- 4.22 *Idem a Fig. 4.21 com sinal positivo observado para $m_{ee} = 10 \text{ meV}$ (a), 5 meV (b), 3 meV (c) e 1 meV (d), mas para $\sin^2 \theta_{13} = 0,02$ 171*
- 4.23 *Idem a Fig. 4.21 onde nenhum sinal positivo observado abaixo de $m_{ee} = 10 \text{ meV}$ (a), 5 meV (b), 3 meV (c) and 1 meV (d), mas para $\sin^2 \theta_{13} = 0,02$ 172*

Lista de Tabelas

1.1	<i>Densidade para as diferentes camadas da Terra.</i>	29
1.2	<i>Sensibilidades para m_{ee} nos projetos futuros para o decaimento $0\nu\beta\beta$.</i>	36
2.1	<i>Parâmetros dos isótopos para o ajuste do espectro dN_ν/dE_ν em unidades de $\bar{\nu}_e/(MeV\text{-fissão})$ [15].</i>	42
2.2	<i>A fração de fissões no começo e no final de cada ciclo e um valor típico extraídos da Ref. [19], e a energia por fissão [20] para os quatro isótopos fissíveis num reator nuclear.</i>	43
2.3	<i>Parâmetros de normalização e erros a partir da Ref. [3].</i>	46
2.4	<i>Sumário dos resultados obtidos pelo experimento CHOOZ para os três períodos de tomada de dados a partir da Ref. [3].</i>	47
2.5	<i>Parâmetros dos reatores obtido da Ref. [24].</i>	50
2.6	<i>Composição do feixe de neutrino de banda larga do CERN usado no experimento CHORUS a partir da Ref. [7].</i>	62
2.7	<i>Quantidades usadas para a determinação do número teórico de eventos de ν_τ para os canais de oscilação $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ e $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ a partir da Ref. [29].</i>	64
2.8	<i>Características da linha e propriedades do feixe de neutrinos de acordo com a Ref. [30].</i>	67
2.9	<i>Número de eventos esperados em SuperK na ausência de oscilação estimada a partir de cada um dos “detectores frontais” e da razão entre os eventos medidos e teóricos, R, em KEK para da Ref. [31].</i>	69
2.10	<i>Observáveis das “fábricas” de neutrinos nos canais de aparecimento: $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$, $\bar{\nu}_e \rightarrow \nu_\tau$ $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$.</i>	82
3.1	<i>Número esperado de eventos de ν_μ calculados para o “detector remoto” de K2K de 22,5 kton. Em todos os casos $\sin^2 2\theta = 1$.</i>	104
3.2	<i>Taxa esperada de $R_{0\mu/1\mu}$ em MINOS para 10 kton-ano de exposição, onde o erro é somente estatístico. Em todos os casos, $\sin^2 2\theta = 1$.</i>	108

3.3	Número esperado de eventos de ν_τ calculados para OPERA assumindo 5 anos de exposição, usando 8,7% para a eficiência total de seleção do τ^- . Em todos os casos de OIM, $\sin^2 2\theta = 1$	111
3.4	Número de eventos esperados de μ^- , N_μ , para algumas configurações de “fábricas” de neutrinos sob três hipóteses de conversão de sabor para os cenários (1) e (2).	113
3.5	Número de eventos de ν_τ e $\bar{\nu}_\tau$ esperados para uma “fábrica” de neutrinos no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ para $E_\mu = 20$ GeV e 50 GeV com $L = 732$ km e 2×10^{20} decaimentos de μ^- , assumindo um detector de 10 kton após 5 anos de tomada de dados. Aqui, $\epsilon'_{\mu\tau} = \epsilon'_{e\tau} = 0$ e $\epsilon_{\mu\tau}, \epsilon_{e\tau} > 0$	126
3.6	Idem à Tabela 3.5, mas no canal $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$	128
4.1	Meia-Vida do decaimento $0\nu\beta\beta$ para vários isótopos calculadas teoricamente (em unidades de 10^{26} anos correspondendo à $m_{ee} = 50$ meV) para os elementos de matriz nuclear segundo a Ref. [57].	158
B.1	Funções de Fluxo $f_i(x)$ e $h_i(x)$	188

Introdução

A física de neutrinos apresenta-se como uma das janelas mais promissoras que poderá nos conduzir além do Modelo Padrão (MP). O setor de neutrinos oferece condições excepcionais para o estudo das questões fundamentais da física de partículas pois, ao contrário do setor de quarks, este apresenta-se inerte às complicações oriundas da interação forte.

Nos últimos cinco anos, houve um enorme progresso nesta área, onde os resultados provenientes dos experimentos de neutrinos atmosféricos [1, 2], solares [3]-[7], em reatores [8, 9, 13] e em aceleradores [14, 15, 17], apontam de forma quase irrefutável para a existência de conversão de sabor dos neutrinos.

Os neutrinos atmosféricos são produzidos em chuviros hadrônicos induzidos por raios cósmicos primários na atmosfera terrestre. Os resultados dos experimentos atmosféricos [1, 2] mostram que existe um déficit razoável dos fluxos de ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ em relação às previsões teóricas. Esta discrepância entre os fluxos previstos e os observados foi denominado de problema do neutrino atmosférico. Em 1998, o experimento Super-Kamiokande (SuperK) [2] forneceu uma forte evidência, independente de modelo, das transições do desaparecimento de ν_μ atmosféricos.

Por sua vez, os neutrinos solares são produzidos em reações de fusão nuclear no interior do Sol. Os experimentos de neutrinos solares [3]-[7], que se iniciaram a cerca de 30 anos com o experimento de Davis, têm medido de forma consistente os fluxos de ν_e solares, os quais parecem ser muito menores do que aqueles previstos pelo Modelo Solar Padrão (MSP) [10]. Desta forma, é igualmente difícil explicar este problema do neutrino solar pelos meios tradicionais (modificando drasticamente os modelos solares atualmente aceitos, questionando a estimativa dos erros sistemáticos para alguns dos experimentos, etc.) uma vez que a razão entre o fluxo de ν_e medido experimentalmente e o teórico varia entre 1/3 e 1/2. Em 2001, os resultados destes experimentos juntos, em especial os dados de SuperK [4] e do “*Sudbury Neutrino Observatory*” (SNO) [5], indicavam que os neutrinos eletrônicos oriundos do Sol sofriam conversão de sabor. Em 2002, o experimento SNO [6] mediu o fluxo total dos neutrinos ativos vindos do Sol, fornecendo uma evidência contundente para estas conversões que foram confirmadas pelos últimos resultados deste experimento [7].

O fenômeno de oscilação induzida por massa (OIM) fornece a solução mais simples e elegante para *ambos* os enigmas referentes aos neutrinos atmosféricos e solares. Embora existam soluções exóticas que possam ser especuladas, nenhuma destas isoladamente é satisfatória para explicar o problema do neutrino atmosférico e solar juntos ao contrário da OIM. Tal mecanismo ocorre somente se os neutrinos tiverem massas não degeneradas e, de forma similar ao que ocorre no setor de quarks, os auto-estados de massa dos neutrinos diferirem daqueles de interação fraca ou de sabor. Todos os dados existentes, incluindo os astrofísicos, sugerem que as massas dos neutrinos sejam muito menores do que as massas dos léptons carregados e dos quarks. A pequena magnitude das massas destas partículas representa mais um possível traço de física nova além do MP, sugerindo que o mecanismo de geração de massa dos neutrinos possa ser diferente daquele dos léptons carregados e dos quarks.

Os dados dos neutrinos atmosféricos [1, 2] indicam fortemente para oscilações de ν_μ em um neutrino ativo (principalmente ν_τ), compatível com uma transição de ν_μ para ν_τ quase máxima. Por sua vez, os dados atuais de neutrinos solares [3]-[7] são consistentes com a solução de Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein para grande ângulo de mistura (LMA-MSW) ¹ com conversões dos neutrinos solares ν_e em neutrinos ativos ν_μ (ν_τ).

A OIM bem como outros mecanismos exóticos de conversão de sabor, também são investigados em experimentos envolvendo neutrinos terrestres que podem ser classificados em dois tipos: reatores e aceleradores.

Nos experimentos de reatores, estuda-se o fluxo de $\bar{\nu}_e$ proveniente de reatores nucleares sendo que a reação produzida no decaimento β inverso é usada para detectar estes antineutrinos. Estes são experimentos de desaparecimento, pois as energias dos antineutrinos de reatores ($\langle E_\nu \rangle \simeq 3$ MeV) são muito pequenas para permitir a detecção de $\bar{\nu}_\mu$ ou $\bar{\nu}_\tau$ em reações de corrente carregada. Devido ao fato da energia de $\bar{\nu}_e$ ser pequena, os experimentos de reatores são sensíveis às transições de sabor com pequenos valores das diferenças de massas quadradas dos antineutrinos. Num trabalho recente [13], o experimento “*Kamioka Liquid scintillator AntiNeutrino Detector*” (KamLAND) encontrou a primeira forte evidência do desaparecimento de antineutrinos oriundos de reatores num detector situado na mina de Kamioka. A maior parte do fluxo incidente de $\bar{\nu}_e$ é proveniente de reatores localizados a uma distância média de 180 km do detector, grande o suficiente para ser sensível à solução LMA-MSW para o problema do neutrino solar. Portanto, estes resultados de KamLAND constituem o primeiro teste da hipótese de oscilação dos neutrinos solares em um experimento que utiliza antineutrinos produzidos artificialmente.

Os experimentos de aceleradores produzem tipicamente feixes de neutrinos fa-

¹O neutrino que se propaga na matéria pode sofrer o efeito MSW [11, 12], que será discutido em detalhe no Capítulo 1.

zendo prótons colidir com um alvo fixo. Os píons e káons secundários produzidos decaem e criam um feixe de neutrinos consistindo predominantemente de ν_μ sendo, em sua maioria, experimentos tipo aparecimento. Convém mencionar, que o único experimento em que foi observado um sinal de aparecimento foi o “*Liquid Scintillator Neutrino Detector*” (LSND) [15] relatando um fluxo anômalo de $\bar{\nu}_e$ (ν_e) a partir do decaimento de μ^+ (μ^-) podendo ser interpretado como uma evidência para transições de sabor $\bar{\nu}_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_e$ ($\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$). Esta evidência experimental ainda não foi confirmada de forma independente, mas está sendo testada pelo experimento “*Mini Booster Neutrino Experiment*” (MiniBooNE) [16].

Apesar das descobertas de conversão de sabor dos neutrinos terem sido quase que totalmente realizadas a partir de fontes naturais (solar e atmosférica), a maioria dos estudos futuros serão feitos com neutrinos terrestres. Em particular, os experimentos de aceleradores com grande distância entre a fonte e o detector ² (L), denominados de “*Long BaseLine*” (LBL), terão um papel fundamental na determinação precisa dos parâmetros de oscilação e da fase de violação de CP no setor leptônico. Além disto, estes podem testar soluções exóticas além do MP que, mesmo de forma subdominante, atuem juntamente com o mecanismo padrão de OIM. O primeiro desses projetos “*KEK to Super-Kamiokande*” (K2K) [17] com $\langle E_\nu \rangle \simeq 1,8$ GeV e $L \simeq 250$ km, já começou a tomada de dados confirmando o déficit de ν_μ como indicado pelos resultados dos experimentos com neutrinos atmosféricos. Os experimentos “*Main Injector Neutrino Oscillation Search*” (MINOS) [18] e os de “*CERN-Gran Sasso*” (CNGS) [19] estão em construção sendo que tanto MINOS quanto os de CNGS, cada um com $L \simeq 730$ km, serão sensíveis à escala atmosférica e capazes de testar toda a região permitida por SuperK. Por um lado, temos MINOS que basicamente procurará o desaparecimento de ν_μ e poderá funcionar em três regimes de energia: $\langle E_\nu \rangle \simeq 3$ GeV (“*baixa*”), 6 GeV (“*média*”) e 12 GeV (“*alta*”). Por outro, temos os experimentos de CNGS que utilizam o mesmo feixe de neutrinos com $\langle E_\nu \rangle \simeq 17$ GeV, mas usando dois detectores que constituirão os experimentos “*Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus*” (OPERA) [20] e “*Imaging Cosmic And Rare Underground Signals*” (ICARUS) [21]. Estes são experimentos tipo aparecimento investigando especificamente as conversões $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ podendo pesquisar também o desaparecimento de ν_μ e o aparecimento de ν_e no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

Além destes, temos vários projetos de “*próxima geração*” envolvendo superfeixes [22] (feixes de neutrinos muito mais intensos que os convencionais) e “*fábrica*” de neutrinos [23] que produzem feixes bem controlados a partir do decaimento do múon ($\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \nu_e + e^+$, $\mu^- \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_e + e^-$). Devido a elevada estatística de eventos bem como ao baixíssimo ruído planejado nestes experimentos, estes podem

²Aqui, adotaremos a terminologia “*baseline*” que significa distância entre a fonte e o detector.

fornecer de maneira única o conhecimento preciso dos parâmetros de OIM, que ainda não foram completamente determinados, bem como vincular e testar mecanismos exóticos de conversão de sabor além do mecanismo padrão de OIM.

Entretanto, nenhum destes experimentos de oscilação serão capazes de determinar a escala de massa absoluta do neutrino. Tal escala somente pode ser testada pelos experimentos de “*não oscilação*”, tais como, os do decaimento β do ^3H e outros que tentam medir a massa dos neutrinos através pesquisas cinemáticas diretas, bem como o duplo decaimento β sem neutrinos ($0\nu\beta\beta$), ou observações astrofísicas. Caso o neutrino seja uma partícula de Majorana ³, existem duas fases de violação de CP ($\mathcal{CP}$) adicionais que somente poderão ser investigadas pelos experimentos que procuram o $0\nu\beta\beta$. Assim, o $0\nu\beta\beta$ torna-se uma ferramenta poderosa afim de se desvendar a natureza dos neutrinos. No futuro, estes experimentos mencionados acima, bem como as observações astrofísicas poderão atingir sensibilidades algumas ordens de magnitude menor que as atuais e, espera-se chegar a resultados conclusivos quanto a tais questões.

Com isso, podemos dizer que a física de neutrinos está vivendo uma “*era dourada*”, onde os esforços estão direcionados em determinar:

- Se a evolução dos neutrinos auto-estados de sabor pode ser descrita totalmente num modelo de três gerações, ou envolvendo dinâmicas mais complexas, tais como: transições entre estados estéreis adicionais, novas interações do neutrino com a matéria, violação da invariância de Lorentz, do princípio de equivalência, dimensões extras, descoerência quântica e decaimento do neutrino.
- O conjunto total de parâmetros (duas diferenças de massa quadradas, três ângulos de mistura e uma fase de $\mathcal{CP}$) que descrevem a evolução dos auto-estados de sabor dos neutrinos num cenário de três espécies de neutrinos pelo mecanismo padrão de OIM.
- O espectro de massa dos neutrinos, afim de se estabelecer a hierarquia de massa dos mesmos bem como sua natureza (se são partículas de Dirac ou de Majorana) e, se estes forem partículas de Majorana, as duas fases de $\mathcal{CP}$ adicionais.

Dentro deste contexto de como encontra-se a física de neutrinos atualmente, nosso estudo fenomenológico de neutrinos em experimentos utilizando fontes terrestres concentrou-se basicamente em duas classes distintas:

³Ettore Majorana [24] introduziu o conceito que uma partícula possa ser idêntica a sua antipartícula.

(i) Estudar dois tipos mecanismos exóticos responsáveis pelas conversões de sabor dos neutrinos em experimentos de reatores e aceleradores;

(ii) Estabelecer com que precisão é possível determinar os parâmetros de OIM a partir dos experimentos de LBL futuros de aceleradores e de reator, bem como os de “*não oscilação*” através dos experimentos futuros do duplo decaimento β sem neutrinos.

Esta tese se divide em quatro capítulos, sendo que os dois primeiros contém o suporte teórico, bem como a descrição dos experimentos estudados e de seus observáveis afim de efetuarmos nossos estudos fenomenológicos dos neutrinos que encontram-se nos Capítulos 3 e 4.

No Capítulo 1, mostramos os aspectos teóricos da física de neutrinos massivos descrevendo suas propriedades, os tipos de interação, os termos de massa de Dirac, Majorana e Dirac+Majorana. Neste capítulo, enfocamos um fenômeno fundamental em nossas análises, que foi a oscilação de neutrinos induzida por massa tanto no vácuo quanto na matéria. Discutimos, também, as implicações das transformações sob CP, T e CPT no mecanismo de OIM. Por fim, analisamos o duplo decaimento β sem neutrinos.

No Capítulo 2, descrevemos os experimentos de neutrinos utilizando fontes terrestres, no caso reatores e aceleradores, bem como seus observáveis que usamos em nossos estudos fenomenológicos. Tais observáveis foram de extrema importância no estudo de mecanismos exóticos de conversão de sabor, bem como, para estabelecer com que precisão será possível medir os parâmetros de OIM que serão mostrados nos capítulos 3 e 4.

No Capítulo 3, que se enquadra em nossa abordagem fenomenológica (i), realizamos três tipos de estudos: (1) vinculamos o parâmetro de descoerência quântica utilizando os dados de experimentos terrestres atuais considerando contribuições simultâneas dos mecanismos de OIM e descoerência. Além disso, discutimos as perspectivas dos experimentos futuros para o estudo da descoerência quântica (vide Refs. [25, 26]); (2) testamos dois mecanismos de conversão de sabor, no caso descoerência quântica pura e OIM, que são soluções para o problema dos neutrinos atmosféricos, afim de tentar distingui-las a partir dos experimentos K2K, MINOS, OPERA e “*fábrica*” de neutrinos como pode ser visto na Ref. [27]; (3) colocamos limites nas interações não padrão dos neutrinos com a matéria considerando estas como um efeito subdominante em relação ao mecanismo de OIM através de feixes de neutrinos produzidos em uma “*fábrica*” de neutrinos [28, 29].

No Capítulo 4, que situa-se na categoria (ii), mostramos nossos estudos que consistiram basicamente em estimar com que precisão podemos determinar os parâmetros

de OIM e de *não oscilação* dos neutrinos no futuro. Inicialmente, analisamos os dados mais recentes dos neutrinos solares e combinamos com os resultados do experimento KamLAND e, com isso, vinculamos os parâmetros solares assumindo duas gerações de neutrinos como pode ser visto na Ref. [30]. Além disso, analisamos a possibilidade de se vincular ainda mais estes parâmetros num futuro próximo através da redução de 50% nas incertezas dos dados de corrente neutra de SNO ou pela projeção de 1 ano de tomada de dados por KamLAND. Em seguida, estudamos detalhadamente a precisão que poderá ser obtida na determinação dos parâmetros de oscilação no contexto de três gerações de neutrinos, nos experimentos de aceleradores de LBL futuros MINOS, OPERA e ICARUS (veja Ref. [31]). Por fim, estudamos como será possível vincular os parâmetros de “*não oscilação*” (escala de massa absoluta do neutrino, e duas fases de $\mathcal{CP}$ de Majorana) através dos experimentos futuros do $0\nu\beta\beta$ assumindo que os parâmetros de OIM estejam na faixa permitida pelos experimentos de neutrinos solares, atmosféricos, de reatores e de aceleradores [32].

Finalmente, nas conclusões discutiremos os principais resultados obtidos por estes estudos e as perspectivas futuras, tendo em vista o cenário em que se encontra a física de neutrinos com base nos dados mais recentes dos experimentos de oscilação de neutrinos, bem como as implicações, no setor de neutrinos, das observações astrofísicas.

Capítulo 1

Aspectos Gerais da Física de Neutrinos Massivos

Desde a descoberta do antineutrino do elétron em 1956, a física de neutrinos tem conseguido um grande progresso na elucidação dos fenômenos subnucleares. Estas partículas desempenham um importante papel na física nuclear, física de partículas, astrofísica e cosmologia. Apesar das numerosas pesquisas tanto teóricas quanto experimentais, se conhece muito pouco sobre suas propriedades: não se sabe nem suas massas ou seus momentos magnéticos, se são partículas de Dirac ou de Majorana. Os resultados dos experimentos de neutrinos indicam vários tipos de desenvolvimentos teóricos e fenomenológicos que poderão ajudar a responder tais questões fundamentais.

Os resultados dos experimentos de neutrinos atmosféricos [1], solares [2], em reatores [3, 4, 5] e aceleradores [6, 7] mostram evidências contundentes para a existência de conversão de sabor dos neutrinos. Convém salientar, que o único mecanismo que consegue explicar simultaneamente todos os dados experimentais, com exceção do experimento LSND, é o da oscilação induzida por massa com, no mínimo, duas frequências distintas de oscilação (solar e atmosférica). Isto implica em massas não nulas e numa matriz de mistura leptônica análoga ao setor de quarks. Existem várias razões que tornam a física de neutrinos interessante, em particular, a pequena magnitude das massas dos neutrinos pode estar relacionada ao fato destas serem partículas de Majorana com suas massas originadas a partir de teorias de grande unificação e com a violação do número leptônico.

A oscilação de neutrinos pode dar uma idéia sobre o valor de suas massas ¹. Experimentos de neutrinos solares e de supernovas podem atingir uma escala da ordem de 10^{-5} eV ou ainda menor, muito além dos experimentos que medem a massa

¹De fato, elas investigam as diferenças de massas quadradas dos neutrinos.

diretamente através de pesquisas cinemáticas. A idéia de oscilações de neutrinos foi originalmente introduzida por Bruno Pontecorvo [8]. Este consitui um fenômeno de interferência quântica, no qual pequenas separações entre as diferenças de massas destas partículas podem conduzir a diferenças de fases mensuráveis nas amplitudes de interferência quântica.

Neste capítulo, abordaremos os principais aspectos teóricos envolvendo a física de neutrinos: inicialmente descreveremos sucintamente a história dos neutrinos; depois, discutiremos suas propriedades gerais, dentre as quais mostraremos os termos de massa que podem surgir, mencionando o mecanismo “*see-saw*” de geração de massa para os neutrinos. Em seguida, analisaremos um tópico de extrema importância em nossos estudos, no caso, o fenômeno de oscilação de neutrinos induzida por massa. Inicialmente, trataremos o mecanismo de OIM no vácuo no contexto de duas e três gerações de neutrinos e, depois estenderemos para o caso em que o neutrino se propaga na matéria. Posteriormente, mostraremos as consequências das transformações sob CP, T e CPT nas probabilidades de oscilação padrão do mecanismo de OIM. Por fim, estudaremos o duplo decaimento β sem neutrinos.

1.1 Uma breve história dos neutrinos

Em 1914, James Chadwick realizou experimentos onde demonstrou que o espectro do decaimento β ² era contínuo e não discreto, como se esperava [9]. Isto significava que alguma energia foi perdida, ao contrário dos espectros do decaimento α e raio γ . Posteriormente, C. D. Ellis e B. A. Wooster [10] e, Lise Meitner e W. Orthmann [11] mediram a energia total do espectro do decaimento β . Meitner mostrou que a energia perdida não poderia estar relacionada com os raios γ 's neutros. Tal energia perdida poderia ser explicada pela existência de uma nova partícula ou, como Niels Bohr sugeriu, pela proposta que a conservação de energia somente estaria assegurada estatisticamente.

Em 4 de dezembro de 1930 no “*Eidgenössische Technische Hochschule*” em Zurique, Wolfgang Pauli escreveu uma carta ao “*Gruppe der Radioaktives*” (dirigido principalmente para Hans Geiger e Lise Meitner) com o começo “*Dear Radioactive Ladies and Gentlemen ...*”, onde ele resolveu o problema do espectro do decaimento β através da proposta de um novo férmion neutro, que ele chamou de “*nêutron*”. Além disso, ele escreveu que esses “*nêutrons*” deveriam ter uma massa da ordem da massa do elétron (no mínimo, menor que 0,01 da massa do próton) e uma capacidade de penetração da ordem de uma magnitude maior que a do fóton. Este

²A reação de decaimento β é: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, onde n , p , e^- (β) denotam o nêutron, próton e elétron respectivamente, e $\bar{\nu}_e$ é o antineutrino do elétron.

foi o nascimento da física de neutrinos, apesar de Pauli ter chamado o neutrino de “*nêutron*”.

Em junho de 1931, durante uma conferência em Pasadena, Pauli mostrou suas idéias numa palestra. No ano seguinte, em 1932, Chadwick descobriu a partícula, que hoje conhecemos como nêutron [12] e, em 1933, Enrico Fermi denominou o “*nêutron*” de Pauli de neutrino para distinguir daquele descoberto por Chadwick. Também em 1933, Fermi e Francis Perrin [13] concluíram independentemente que o neutrino não tinha massa. Em 1934, Fermi construiu sua famosa teoria do decaimento β [14].

Pouco após a publicação da teoria do decaimento β de Fermi, Hans A. Bethe e Rudolf Peiels [15] estimaram a seção de choque para captura de neutrinos produzidos no decaimento β de núcleos radioativos, afim de saber da possibilidade de fazer uma medição direta do neutrino.

Em 1946, Bruno Pontecorvo propôs que os neutrinos podiam ser detectados através da seguinte reação [16]:

Esta proposta não foi publicada e a razão para isto não parece clara.

Em 1956, Clyde L. Cowan Jr. e Frederick Reines descobriram o neutrino (ν_e), ou melhor o antineutrino do elétron ($\bar{\nu}_e$) [17] usando um experimento de reator que haviam proposto três anos antes [18]. Eles detectaram estes antineutrinos através do decaimento β inverso:

Em 14 de junho deste ano, Cowan e Reines enviaram um telegrama a Pauli, na qual eles o informaram sobre sua descoberta. O telegrama começa com “*We are happy to inform you that we have definitely detected neutrinos ...*”.

Em 1962, o segundo neutrino (ν_μ), foi detectado em Brookhaven pelo grupo de L. M. Lederman, M. Schwartz e J. Steinberg [19]. Este neutrino já havia sido previsto há muito tempo atrás, em 1946, por S. Sakata e T. Inoué [20].

No mesmo ano, Maki, Nakagawa e Sakata [21] introduziram duas idéias cruciais; uma é que estes dois neutrinos poderiam se misturar, e a segunda que esta mistura poderia induzir um tipo de neutrino oscilar para o outro (hoje, denominado de oscilação de neutrinos). Isto somente é possível se os dois neutrinos de sabor tiverem massas diferentes.

Em 1964, usando o resultado de Bahcall [22] da taxa de captura dos neutrinos solares do ${}^8\text{B}$ através de estados excitados de ${}^{37}\text{Ar}$, Davis [23] propôs pesquisar estes neutrinos solares usando um tanque subterrâneo cheio de líquido. Logo depois, R. Davis começou seu experimento na mina de Homestake, marcando o início das

observações dos neutrinos solares. Davis e colaboradores [24] relataram um déficit no fluxo de neutrino solar, sendo que este resultado permanece válido até hoje. Este déficit foi interpretado por Gribov e Pontecorvo [25] como uma evidência das oscilações de neutrinos.

Em 2001, o terceiro neutrino (ν_τ), que até pouco tempo atrás apresentava somente evidência indireta³, foi descoberto pelo experimento DONUT [27] no Fermilab.

1.2 Neutrinos e suas propriedades

No Modelo Padrão eletrofraco [28], existem três espécies (ou sabores) de neutrinos leves (ν_e , ν_μ e ν_τ), que são de mão-esquerda, eletricamente neutros e de spin 1/2, com spin antiparalelo ao momento ($\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} = -\mathbf{p}$), enquanto suas antipartículas ($\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$ e $\bar{\nu}_\tau$), são de mão-direita. Os neutrinos e antineutrinos do elétron são produzidos nos decaimentos β nucleares,

$$\begin{aligned} A(Z, N) &\rightarrow A(Z+1, N-1) + e^- + \bar{\nu}_e, \\ A(Z, N) &\rightarrow A(Z-1, N+1) + e^+ + \nu_e, \end{aligned}$$

e, em particular, no processo do decaimento do nêutron $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. Eles, também, são originados nos decaimentos do múon $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) + \nu_e(\bar{\nu}_e)$ e, como um modo subdominante, nos decaimentos dos píons $\pi^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e)$. À nível de quark, estes processos são transições $u \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ e $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$. Por sua vez, os neutrinos e antineutrinos do múon são gerados principalmente pelos decaimentos de píons $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$. Finalmente, os neutrinos do táu são obtidos a partir dos decaimentos do $\tau^\pm$.

Os neutrinos são férmions que não sofrem interações forte ou eletromagnética, mas somente interação fraca, e são dubletos de $SU(2)_L$ agrupados como,

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

As interações fracas são devido aos acoplamentos dos quarks e dos léptons com os bósons de gauge $W^\pm$ e Z^0 via reações de corrente carregada (CC) e corrente neutra (CN). De acordo com o Modelo Padrão eletrofraco $SU(2)_L \times U(1)_Y$ [28], o neutrino é afetado somente pela interação fraca, através das interações de corrente carregada descritas pela Lagrangeana [28, 29]:

$$-\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_{\ell L} \gamma^\mu \ell_L^- W_\mu^+ + \text{h.c.}, \quad (1.1)$$

³O terceiro lépton carregado, o táu, havia sido detectado pelo grupo de L. Perl [26] em 1975.

e de corrente neutra

$$-\mathcal{L}_{\text{CN}} = \frac{g}{2 \cos \theta_W} \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_{\ell L} \gamma^\mu \nu_{\ell L} Z_\mu^0, \quad (1.2)$$

onde somente são considerados interações de campos de mão esquerda (L). Isto está apoiado no fato de existir evidência experimental para que o neutrino seja considerado uma partícula com helicidade definida, isto é, neutrinos de mão esquerda e anti-neutrinos de mão direita.

O número de sabores de neutrinos leves ⁴, n_{ν_f} , foi determinado à partir da medida da largura do decaimento $Z^0 \rightarrow \nu_\ell + \bar{\nu}_\ell$ [31]:

$$n_{\nu_f} = 2,994 \pm 0,012 \quad (\text{Ajuste do MP para os dados do LEP}), \quad (1.3)$$

$$n_{\nu_f} = 3,00 \pm 0,06 \quad (\text{Medida direta da largura invisível do } Z^0). \quad (1.4)$$

Com o propósito de medir de forma direta a massa absoluta do neutrino, têm sido elaborados experimentos, que procuram por esta massa a partir da análise dos parâmetros cinemáticos dos produtos de um decaimento conhecido, onde aparecem os neutrinos. Os limites atuais nas massas dos neutrinos foram obtidos a partir de pesquisas cinemáticas diretas ⁵, são os seguintes [32, 33, 34]:

$$\begin{aligned} m_{\nu_e} &< 2,2 \text{ eV} & (95\% \text{ N.C.}), \\ m_{\nu_\mu} &< 170 \text{ keV} & (90\% \text{ N.C.}), \\ m_{\nu_\tau} &< 15,5 \text{ MeV} & (95\% \text{ N.C.}), \end{aligned} \quad (1.5)$$

onde colocamos entre parênteses o nível de confiança (N.C.) do resultado.

O limite superior em m_{ν_e} foi obtido a partir dos experimentos do decaimento β do ^3H , que são baseados na reação:

Os dados destes experimentos são analisados pelo denominado gráfico de Kurie (veja Fig. 1.1). A função de Kurie é dada por:

$$K(E_e) \propto \sqrt{(E_0 - E_e)} \sqrt{(E_0 - E_e)^2 - m_{\nu_e}^2}, \quad (1.6)$$

onde $E_0 = m_{^3\text{H}} - m_{^3\text{He}} - m_e \approx 18,6 \text{ keV}$ é a energia emitida, E_e é a energia cinética do elétron, e m_{ν_e} é a massa do neutrino do elétron. Se $m_{\nu_e} = 0$, então

⁴Os neutrinos leves são aqueles que $m_\nu \lesssim m_{Z^0}/2$.

⁵Assumindo que os auto-estados de sabor e auto-estados de massa são essencialmente os mesmos.

Figura 1.1: Gráfico de Kurie para o decaimento β do ^3H .

a função de Kurie é uma linha reta $K(E_e) \propto (E_0 - E_e)$ e $E_e^{\max} = E_0$. No caso de $m_{\nu_e} \neq 0$, então $E_e^{\max} = E_0 - m_{\nu_e}$ e a função de Kurie desvia da linha reta próxima do ponto final do espectro onde $E_e = E_e^{\max}$. Por algum tempo, estes experimentos obtinham um valor negativo para $m_{\nu_e}^2$, mas este problema foi resolvido. O experimento proposto KATRIN [35] pretende melhorar a sensibilidade para um valor abaixo de $m_{\nu_e} \sim 200$ meV.

Os outros dois limites são obtidos estudando a cinemática dos decaimentos:

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, & (\text{para } m_{\nu_\mu}), \\ \tau^- &\rightarrow n\pi + \nu_\tau, & (\text{para } m_{\nu_\tau}).\end{aligned}$$

1.3 Neutrinos de Weyl, de Dirac e de Majorana

Os estados dos neutrinos e antineutrinos observados nas interações fracas têm helicidades $+1$ e -1 respectivamente ⁶. Para neutrinos sem massa e na ausência de correntes de mão-direita, não existe possibilidade de distinguir entre neutrinos de Dirac e de Majorana. Pelo fato da violação de paridade ser máxima na teoria $V-A$, os outros dois estados com helicidades opostas, se existirem não seriam observáveis. Se os neutrinos tiverem massa nula, logo um espinor de duas componentes (de Weyl) é suficiente para descrevê-los ⁷, que são as projeções da helicidade -1 ($+1$)

⁶A helicidade é definida como a projeção do spin da partícula na direção do seu momento. Os operadores de projeção correspondentes são: $P_\mp = \frac{1}{2} \left(1 \mp \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{p}|} \right)$.

⁷Isto foi originalmente discutido por Weyl [36] no caso de partículas sem massa de spin $1/2$.

para partículas com espinor de quatro componentes Ψ ,

$$\Psi_{L(R)} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)\Psi, \quad (1.7)$$

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

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

$$\begin{aligned} i(\hat{\sigma}^\mu \partial_\mu)\psi_R - m\psi_L &= 0, \\ i(\sigma^\mu \partial_\mu)\psi_L - m\psi_R &= 0, \end{aligned} \quad (1.8)$$

onde $\hat{\sigma}^\mu = (\sigma^0, \vec{\sigma})$, $\sigma^\mu = (\sigma^0, -\vec{\sigma})$, na qual σ^0 e $\vec{\sigma}$ denotam a matriz identidade e as matrizes de Pauli, respectivamente. Na equação acima, $\psi_{L(R)}$ são espinores de duas componentes podendo ser reescritos como,

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_R \\ \psi_L \end{pmatrix}, \quad \text{com} \quad \Psi_R = \begin{pmatrix} \psi_R \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad \Psi_L = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_L \end{pmatrix}. \quad (1.9)$$

Uma descrição alternativa foi desenvolvida por Majorana [37] no caso de uma partícula idêntica a sua antipartícula. Neste caso, ψ_R (massa m), ou ψ_L (massa m'), que obedecem a equações independentes,

$$\begin{aligned} i(\hat{\sigma}^\mu \partial_\mu)\psi_R - m\epsilon\psi_R^* &= 0, \\ i(\sigma^\mu \partial_\mu)\psi_L + m'\epsilon\psi_L^* &= 0, \end{aligned} \quad (1.10)$$

onde $\epsilon = i\sigma_y$.

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

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} -\epsilon\psi_L^* \\ \psi_L \end{pmatrix}, \quad \Psi_R = \begin{pmatrix} \psi_R \\ \epsilon\psi_R^* \end{pmatrix}. \quad (1.11)$$

Pode-se constatar que o campo de Dirac Ψ da Eq. (1.9) é equivalente ao par de campos de Majorana com $m = m'$ e $\psi_L = \epsilon\psi_R^*$.

Os campos de Majorana (1.11), são autoconjugados, $\Psi_{L(R)}^c = \Psi_{L(R)}$ (condição de Majorana), onde a conjugação de carga é definida como $\Psi_{L(R)}^c = C\bar{\Psi}_{L(R)}^T$ com $C \equiv i\gamma^2\gamma^0$. Os campos Ψ_L e Ψ_R são auto-estados de CP com autovalores opostos.

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

$$m_D[\bar{\psi}_R\psi_L + (\bar{\psi}_L)^c\psi_R^c], \quad m_M^L[(\bar{\psi}_L)^c\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_L^c], \quad m_M^R[(\bar{\psi}_R)^c\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_R^c]. \quad (1.12)$$

A primeira expressão na Eq. (1.12) é o termo de massa de Dirac (com o parâmetro de massa m_D) requer a existência de tanto auto-estados de quiralidade ψ_L quanto ψ_R e conserva o número quântico leptônico. No caso do termo de massa de Dirac, este é originado pelo mesmo mecanismo de Higgs padrão, responsável pela geração da massa dos quarks e léptons carregados. Este termo pode ser reescrito como:

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}^D &= m_D [\bar{\psi}_R\psi_L + (\bar{\psi}_L)^c\psi_R^c] \\ &= m_D\bar{\psi}_R\psi_L + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (1.13)$$

O segundo e o terceiro termos de massa, que violam o número leptônico em duas unidades, podem estar presentes mesmo sem a existência de ψ_R ou ψ_L para os parâmetros de massa m_M^L e m_M^R , respectivamente. Estes termos podem ser gerados em modelos além do MP, como nos modelos simétricos “*left-right*” ou em teorias de grande unificação (GUT) ⁸. Os dois termos de massa de Majorana são:

$$-\mathcal{L}_L^M = \frac{1}{2} m_M^L [(\bar{\psi}_L)^c\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_L^c], \quad (1.14)$$

$$-\mathcal{L}_R^M = \frac{1}{2} m_M^R [(\bar{\psi}_R)^c\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_R^c]. \quad (1.15)$$

Assim, a partir dos termos de massa de Dirac (1.13) e, de Majorana (1.14) e (1.15) temos que o termo de Dirac + Majorana (D+M) é dado por:

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}^{D+M} &= m_D [\bar{\psi}_R\psi_L + (\bar{\psi}_L)^c\psi_R^c] + \frac{1}{2} m_M^L [(\bar{\psi}_L)^c\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_L^c] \\ &\quad + \frac{1}{2} m_M^R [(\bar{\psi}_R)^c\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_R^c]. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Em termos dos campos de Majorana,

$$\nu_L = (1/\sqrt{2})(\psi_L + (\psi_L)^c), \quad (1.17)$$

$$\nu_R = (1/\sqrt{2})(\psi_R + (\psi_R)^c), \quad (1.18)$$

onde $\nu_L^c = \nu_L, \nu_R^c = \nu_R$. A Lagrangeana $\mathcal{L}^{D+M}$ da Eq. (1.16) poder ser reescrita como:

$$-\mathcal{L}^{D+M} = m_D\bar{\nu}_R\nu_L + \frac{1}{2} m_M^L(\bar{\nu}_L)^c\nu_L + \frac{1}{2} m_M^R(\bar{\nu}_R)^c\nu_R + \text{h.c.} \quad (1.19)$$

⁸Veja, por exemplo, as Refs. [38, 39, 40] para maiores detalhes.

Finalmente, o termo de massa para o caso de n espécies de neutrinos de mão-direita e de mão-esquerda é dado por:

$$-\mathcal{L}^{D+M} = \frac{1}{2} \overline{(n_L)^c} \mathcal{M} n_L + \text{h.c.} \quad (1.20)$$

onde $n_L = (\nu_L, (\nu_R)^c) = (\nu_L, \nu_L^c)$ é um vetor de $2n$ campos de mão-esquerda e a matriz $\mathcal{M}$ tem a forma geral,

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} \mathcal{M}_M^L & \mathcal{M}_D \\ \mathcal{M}_D^T & \mathcal{M}_M^R \end{pmatrix}, \quad (1.21)$$

e $\mathcal{M}_M^L$, $\mathcal{M}_M^R$ e $\mathcal{M}_D$ são matrizes complexas, e introduzimos as matrizes de massa de Majorana de mão-direita e seus complexos conjugados para simplificar a notação. Em particular, no caso de uma geração, temos os elementos da matriz de massa dada pela Eq. (1.21) são apenas números, ou seja, $\mathcal{M}_M^L \equiv m_M^L$, $\mathcal{M}_M^R \equiv m_M^R$ e $\mathcal{M}_D \equiv m_D$, e $\mathcal{M}$ uma matriz real 2×2 .

Convém mencionar, um mecanismo capaz de explicar os pequenos valores esperados para as massas dos neutrinos que é o denominado mecanismo “*see-saw*” [41]. Este mecanismo supõe que $M \equiv m_M^R \gg M_D \equiv m$ com $m_M^L = 0$. Logo, diagonalizando a matriz $\mathcal{M}$ da Eq. (1.21), no contexto deste mecanismo, temos o aparecimento de dois autovalores $m_1 \simeq M$ e $m_2 \simeq m^2/M$. O mais massivo, m_1 , coincidiria com o auto-estado aproximadamente de mão-direita e o m_2 , muito menos massivo, com o auto-estado quase de mão-esquerda. Sendo que, o único auto-estado observável é o menos massivo, dado que no mecanismo “*see-saw*” se considera que M é da ordem da escala na qual se quebra a simetria de grande unificação ($10^{10} \text{ GeV} \lesssim M \lesssim 10^{15} \text{ GeV}$), e o m é da ordem da massa dos quarks ou léptons. Logo, este mecanismo permite explicar porque as massas dos neutrino são tão pequenas, já que estas são da ordem de m^2/M .

1.4 Mecanismo de OIM no vácuo

Nesta seção, discutiremos o fenômeno de OIM no vácuo, e aplicaremos estes resultados no caso de duas e três gerações de neutrinos que, como já mencionamos anteriormente, é o único mecanismo de conversão de sabor com respaldo simultâneo de todos os dados experimentais.

Considere, por exemplo, um sistema quântico de dois níveis. Se o sistema é um dos estados estacionários $|\Psi_i\rangle$ (auto-estados da Hamiltoniana), este permanecerá neste estado e a evolução temporal é muito simples (basta adicionar um fator de fase: $|\Psi_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\Psi_i(0)\rangle$.) Caso contrário, a probabilidade de encontrar o sistema

Figura 1.2: Diagrama esquemático de oscilações de neutrinos.

neste estado oscilará no tempo com a frequência $\omega_{21} = E_2 - E_1$ onde E_1 e E_2 são as auto-energias do sistema.

Como os neutrinos são produzidos em processos fracos juntamente com seus léptons carregados, estes são auto-estados da interação fraca. Entretanto, a matriz de massa dos neutrinos nesta base, em geral, não é diagonal e, conseqüentemente, os neutrinos auto-estados de massa (ν_1, ν_2, ν_3) e de interação fraca (ν_e, ν_μ, ν_τ) não coincidem necessariamente. Neste caso, pode ocorrer o mecanismo de OIM (vide Fig. 1.2).

Inicialmente, estudaremos o mecanismo de OIM no caso de Dirac e, depois comentaremos os casos de Majorana e de Dirac + Majorana. A parte da Lagrangeana que descreve as massas dos léptons e as interações da CC obtida a partir das Eqs. (1.1) e (1.13) é dada por:

$$-\mathcal{L}_{CC}^D = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{E}'_{\alpha L} \gamma^\mu \nu'_{\alpha L} W_\mu^- + (m_\ell)_{\alpha\beta} \bar{E}'_{\alpha L} E'_{\beta R} + (m_D)_{\alpha\beta} \bar{\nu}'_{\alpha L} \nu'_{\beta R} + \text{h.c.}, \quad (1.22)$$

onde $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$. Aqui os índices ' denotam os campos auto-estados de sabor. Segue desta expressão, que os sabores dos léptons individuais L_e, L_μ e L_τ não são conservados quando o termo de massa do neutrino de Dirac está presente, mas o número leptônico total $L = L_e + L_\mu + L_\tau$ ainda é conservado. As formas explícitas de E', ν' são dadas por:

$$E' = \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix}, \quad \nu' = \begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix}. \quad (1.23)$$

As matrizes de massa dos léptons m_ℓ carregados e dos neutrinos m_D são geralmente complexas e podem ser diagonalizadas através de transformações biunitárias,

$$E'_L = V_L E_L, \quad E'_R = V_R E_R, \quad \nu'_L = U_L \nu_L, \quad \nu'_R = U_R \nu_R, \quad (1.24)$$

e escolhendo-se V_L , V_R , U_L e U_R de forma que estas diagonalizem as matrizes de massa dos léptons,

$$V_L^\dagger m_\ell V_R = (m_\ell)_{\text{diag}}, \quad U_L^\dagger m_D U_R = (m_D)_{\text{diag}}. \quad (1.25)$$

Os campos sem o índice ' (E_{iL} , E_{iR} , ν_{iL} e ν_{iR}) são as componentes dos campos auto-estados de massa $E_i = E_{iL} + E_{iR}$ e $\nu_i = \nu_{iL} + \nu_{iR}$ dos léptons carregados e dos neutrinos, respectivamente. A Lagrangeana da Eq. (1.22) pode ser reescrita na base dos auto-estados de massa como,

$$-\mathcal{L}_{\text{CC}}^{\text{D}} = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{E}_i \gamma^\mu (V_L^\dagger U_L)_{ij} \nu_{Lj} W_\mu^- + m_{\ell i} \bar{E}_{Li} E_{Ri} + m_{Di} \bar{\nu}_{Li} \nu_{Ri} + \text{h.c.}, \quad (1.26)$$

onde $m_{\ell i}$ e m_{Di} são as massas dos léptons carregados (m_e , m_μ , m_τ) e dos neutrinos (m_{ν_e} , m_{ν_μ} , m_{ν_τ}) respectivamente. Desta forma, os neutrinos de sabor, que são de mão esquerda, podem ser representados como uma superposição coerente dos auto-estados de massa através da matriz $U = V_L^\dagger U_L$ ⁹. Ela relaciona o neutrino de sabor $|\nu'_\alpha\rangle$ com os auto-estados de massa $|\nu_i\rangle$ da seguinte forma:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (\alpha = e, \mu, \tau), \quad (1.27)$$

onde i varia sobre todos os auto-estados de massa existentes e $U_{\alpha i}^*$ são os elementos de uma matriz unitária¹⁰.

Assumindo que o auto-estado de sabor $|\nu_\alpha\rangle$ foi produzido no instante $t = 0$, a probabilidade de encontrarmos um estado $|\nu_\beta\rangle$ no instante t é obtida a partir da evolução do sistema na base de auto-estados de massa (discutiremos a evolução na base de sabor na seção 1.5). Com isso, temos que a evolução temporal do neutrino no vácuo é governada pelo análogo relativístico da equação de Schrödinger¹¹:

$$i \left(\frac{d}{dt} \right) |\nu_{\text{massa}}\rangle = \mathcal{H}_{\text{massa}}^{\text{vac}} |\nu_{\text{massa}}\rangle, \quad (1.28)$$

onde

$$\mathcal{H}_{\text{massa}}^{\text{vac}} = \begin{pmatrix} E_1 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & E_2 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & E_3 & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix}, \quad |\nu_{\text{massa}}\rangle = \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \\ \vdots \end{pmatrix}. \quad (1.29)$$

⁹Daqui em diante, o índice L no campo dos neutrinos será omitido.

¹⁰Adotamos a convenção de usar letras gregas para identificar auto-estados de sabor e letras latinas para denotar auto-estados de massa e omitimos o índice ' para simplificar a notação.

¹¹Note que usaremos o sistema de unidades onde $\hbar = c = 1$.

Os autovalores são dados por:

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \simeq p + m_i^2/2p \simeq p + m_i^2/2E_\nu. \quad (1.30)$$

A Eq. (1.28) é uma aproximação, pois desprezamos a estrutura de spin do estado do neutrino e, além disso, assumimos que todos os neutrinos auto-estados de massa têm o mesmo momento. Entretanto, tal aproximação é bastante razoável para neutrinos ultrarelativísticos ($E_\nu \gg m$). Note que, nesta base, a Hamiltoniana para a propagação no vácuo é diagonal.

Desta forma, temos que o estado do neutrino num instante t pode ser descrito como:

$$|\nu_\alpha(t > 0)\rangle = \sum_i e^{-iE_i t} U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle. \quad (1.31)$$

A amplitude de probabilidade de encontrar o neutrino no instante t num estado de sabor $|\nu_\beta\rangle$ pode ser expressa da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t) &= \sum_i \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} \langle \nu_\beta | \nu_i \rangle \\ &= \sum_{i,j} U_{\beta j} U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} \langle \nu_j | \nu_i \rangle = \sum_i U_{\beta i} e^{-iE_i t} U_{\alpha i}^*. \end{aligned} \quad (1.32)$$

A probabilidade de oscilação, ou seja, a probabilidade de conversão de um auto-estado de sabor ν_α em outro ν_β , é então

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t) = |A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t)|^2 = \left| \sum_j U_{\beta j} e^{-iE_j t} U_{\alpha j}^* \right|^2. \quad (1.33)$$

Usando a condição de unitariedade para U , após alguma álgebra a probabilidade (1.33) tem a seguinte forma oscilatória:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i < j} \Re(U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 t}{4E_\nu} \right) \\ &\quad - 2 \sum_{i < j} \Im(U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j}) \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 t}{2E_\nu} \right), \end{aligned} \quad (1.34)$$

onde $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$. Para antineutrinos, temos simplesmente que substituir $U \leftrightarrow U^*$, implicando na troca do sinal no último termo na Eq. (1.34).

O comprimento de oscilação é definido como:

$$l_{\text{osc}}^{ij} = \frac{4\pi E_\nu}{\Delta m_{ij}^2}. \quad (1.35)$$

Este termo corresponde a escala na qual ocorre a interferência quântica. Devido ao fato das diferenças de massas dos neutrinos serem pequenas, os comprimentos de oscilação podem ser macroscópicos. Entretanto, a informação da fase que está contida no segundo termo da Eq. (1.34) terá um efeito médio se a região de produção ou de detecção for maior que o comprimento de onda, ou se os neutrinos não forem monocromáticos com uma largura de energia δE percorrendo uma distância $L > l \delta E_\nu / E_\nu$. Neste caso, obtemos a probabilidade clássica,

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i |U_{\beta i}|^2 |U_{\alpha i}|^2. \quad (1.36)$$

Apesar da descrição mais geral da mistura entre neutrinos implicar no tratamento em três sabores de neutrinos, muitos resultados experimentais podem ser expressos em termos de duas espécies de neutrinos. Neste caso, a matriz de mistura tem a forma de uma rotação no espaço bidimensional:

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (1.37)$$

onde θ é o ângulo de mistura, análogo ao ângulo de Cabibbo para os quarks. Os auto-estados de massa e o de sabor dos neutrinos estão relacionados da seguinte forma:

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha\rangle &= \cos \theta |\nu_1\rangle + \sin \theta |\nu_2\rangle, \\ |\nu_\beta\rangle &= -\sin \theta |\nu_1\rangle + \cos \theta |\nu_2\rangle. \end{aligned} \quad (1.38)$$

Neste esquema de duas gerações, a expressão de probabilidade (1.34) se reduz a

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha; t) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E_\nu} t \right), \quad (1.39)$$

onde E_ν é a energia do neutrino e $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$. A probabilidade de sobrevivência pode ser escrita como:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha; t) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\beta; t) = 1 - P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t). \quad (1.40)$$

É conveniente reescrever a probabilidade de transição em termos da distância L percorrida pelos neutrinos. Para neutrinos relativísticos $t \simeq L$, temos:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\pi \frac{L}{l_{\text{osc}}} \right), \quad (1.41)$$

onde, neste caso, l_{osc} é dado por:

$$l_{\text{osc}} = \frac{4\pi E_\nu}{\Delta m^2} \simeq 2,48 \text{ m} \frac{E_\nu (\text{MeV})}{\Delta m^2 (\text{eV}^2)} = 2,48 \text{ km} \frac{E_\nu (\text{GeV})}{\Delta m^2 (\text{eV}^2)}. \quad (1.42)$$

A probabilidade de oscilação (1.41) é o produto de dois fatores. O primeiro, $\sin^2 2\theta$ não depende das condições experimentais, mas é um parâmetro intrínseco que descreve a magnitude da mistura entre os auto-estados de sabor em termos dos auto-estados de massa, sendo máxima quando $\sin^2 2\theta = 1$ ($\theta = \pi/4$). O segundo fator é outro termo oscilatório, cujo período é determinado por $\Delta m^2 L/4E_\nu$. Quando a propagação é “incoerente”, perde-se a informação da fase ($\Delta m^2 L/4E_\nu$) uma vez que é observado uma média, ou seja, $\langle \sin^2(\pi L/l_{\text{osc}}) \rangle = 1/2$. Neste caso, a probabilidade de transição (1.41) observada é

$$\langle P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \rangle = \langle P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) \rangle = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta, \quad (1.43)$$

que corresponde a expressão obtida pela probabilidade clássica (1.36).

No contexto de três gerações de neutrinos, a matriz de mistura leptônica U , também conhecida como matriz de Maki-Nakagawa-Sakata (MNS) [21], é a análoga leptônica da matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) no setor de quarks [42]. Desta forma, a relação entre os auto-estados de sabor e de massa é dada por:

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1}^* & U_{e2}^* & U_{e3}^* \\ U_{\mu 1}^* & U_{\mu 2}^* & U_{\mu 3}^* \\ U_{\tau 1}^* & U_{\tau 2}^* & U_{\tau 3}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix}. \quad (1.44)$$

No caso de neutrinos de Dirac, a matriz de mistura leptônica U da Eq. (1.44) depende de três ângulos de mistura θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} e uma fase de $Q\bar{P}$ (δ)¹². Ignorando as fases, a relação entre os neutrinos de sabor, ν_e , ν_μ , e ν_τ , e os de massa, ν_1 , ν_2 , e ν_3 , é somente dada como um produto de três dos ângulos de mistura como mostrado Fig. 1.3. Na representação MNS [21], a matriz U é escrita como:

$$U = \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix}, \quad (1.45)$$

onde $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$. As probabilidades de oscilação entre vários estados de sabor são dadas pelas expressões gerais (1.33). Diferente das expressões

¹²Se os neutrinos forem de Majorana, existem duas fases de $Q\bar{P}$ adicionais como veremos nas seções 1.6 e 1.7

Figura 1.3: A relação entre os auto-estados de sabor do neutrino ν_e , ν_μ , e ν_τ e os auto-estados de massa ν_1 , ν_2 , e ν_3 em termos dos três ângulos de mistura θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} .

do caso de duas de gerações, em geral, não existem formas simples neste contexto. Assumiremos que as diferenças de massa quadradas para os neutrinos têm a seguinte hierarquia:

$$|\Delta m_{21}^2| \ll |\Delta m_{31}^2| \simeq |\Delta m_{32}^2|. \quad (1.46)$$

Isto significa que temos $m_1 \lesssim m_2 \ll m_3$ ou $m_3 \ll m_1 \lesssim m_2$ que corresponde ao caso de hierarquia normal e invertida, respectivamente (vide Fig. 1.4). Isto é bastante razoável, visto que são consistentes com os dados atmosféricos ($\Delta m_{\text{atm}}^2 \sim 10^{-3} \text{ eV}^2$) e solares ($\Delta m_{\odot}^2 \sim 10^{-5} \text{ eV}^2$)¹³. No Apêndice A, mostramos alguns casos em que uma escala de massa é dominante, onde as expressões de probabilidades em três gerações se assemelha com as de duas gerações.

Em geral, quando consideramos a propagação dos neutrinos solares, atmosféricos e experimentos de aceleradores de LBL, deve-se levar em conta os efeitos de matéria nas oscilações de neutrinos. Tais efeitos nas oscilações $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ são relativamente pequenos (estes se anulam na aproximação de duas gerações), mas podem ser apreciáveis para as oscilações $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ e $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$. Discutiremos estes efeitos na seção 1.5 e, como veremos, a Eq. (A.8) permanece válida no caso de oscilações de neutrinos na matéria, mas a expressão (A.9) tem que ser modificada bem como as Eqs. (A.3) - (A.5), (A.6) e (A.10) - (A.12) como será visto na seção 1.5.3.

Até o momento, discutimos o fenômeno de oscilações de neutrinos no caso de Dirac. Se os neutrinos tiver um termo de massa de Majorana a Eq. (1.22) deve ser modificada como:

$$(m_D)_{\alpha\beta} \bar{\nu}'_{\alpha L} \nu'_{\beta R} + \text{h.c.} \rightarrow (m_M)_{\alpha\beta} \bar{\nu}'_{\alpha L} \nu'_{\beta L} + \text{h.c.} \quad (1.47)$$

Esse termo de massa (1.47) quebra não somente os números leptônicos individuais, como também, o número leptônico total. O termo de massa de Majorana simétrico é

¹³ Adotaremos a seguinte notação: $\Delta m_{\odot}^2 \equiv \Delta m_{21}^2$, $\Delta m_{\text{atm}}^2 \equiv \Delta m_{32}^2$.

Figura 1.4: Os dois tipos de hierarquias de massas consistentes com os dados dos neutrinos solares e atmosféricos ($\Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{\text{atm}}^2$).

diagonalizado pela transformação $U_L^T m_M U_L = (m_M)_{\text{diag}}$, onde usaremos novamente as transformações do campo (1.24). Portanto, a estrutura das interações da corrente carregada é a mesma que no caso de neutrinos de Dirac e a diagonalização da matriz de massa do neutrino no caso de n gerações de férmions fornece de novo o termo de massa de Dirac. Em particular, isto significa que não podemos distinguir entre neutrinos de Dirac e Majorana através do estudo de oscilações de neutrinos. Essencialmente, isto se deve ao fato de que o número leptônico total não ser violado através de oscilações de sabor dos neutrinos. No caso mais geral da forma Dirac + Majorana onde o número leptônico total é violado e a situação é diferente, pois além das oscilações usuais $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$, podem existir oscilações em estados “estéreis” ($\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta^c$) que, em princípio, poderiam ocorrer e os experimentos de oscilação seriam capazes de distinguir os casos de Dirac e de Majorana puros (veja Ref. [43] para maiores detalhes.)¹⁴.

1.5 Mecanismo de OIM na matéria

O fenômeno de oscilações de neutrinos na matéria podem diferir das oscilações no vácuo de forma significativa. A manifestação mais evidente destes efeitos de matéria é a amplificação da ressonância da probabilidade de oscilação denominado de efeito Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) [46, 47]. No vácuo, a probabilidade de oscilação em duas gerações não pode exceder $\sin^2 2\theta$ e, para pequenos ângulos de

¹⁴Os neutrinos denominados “estéreis” são singletos do grupo de gauge do MP.

Figura 1.5: Diagramas de espalhamento do neutrino através de interações de corrente carregada e de corrente neutra.

mistura, é sempre muito pequena. A matéria pode amplificar as oscilações de neutrinos fornecendo uma forma elegante para explicar o problema do neutrino solar; os efeitos de matéria nas oscilações de neutrinos solares e atmosféricos no interior da Terra podem ser importantes, como também, em supernovas e no universo primordial.

1.5.1 Potenciais efetivos na matéria

Vamos considerar as oscilações de neutrinos na matéria com algum detalhe. Os neutrinos auto-estados de sabor (ν_e , ν_μ e ν_τ) interagem com os elétrons, prótons e nêutrons através das interações de CN mediadas pelo bóson Z^0 . Além disso, os neutrinos do elétron sofrem interações de CC com os elétrons do meio, que são mediados pela troca dos bósons $W^\pm$ (veja Fig. 1.5).

Em baixas energias, as interações de CC são descritas pela Hamiltoniana efetiva abaixo:

$$\begin{aligned}\mathcal{H}_{CC} &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{e}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)\nu_e][\bar{\nu}_e\gamma^\mu(1 - \gamma_5)e], \\ &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{e}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)e][\bar{\nu}_e\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\nu_e],\end{aligned}\quad (1.48)$$

onde usamos a transformação de Fierz. Afim de explicar a contribuição de espalhamento coerente de ν_e com a matéria (ou seja, o potencial induzido pela matéria para ν_e), fixamos as variáveis correspondentes a ν_e e integramos sobre todas as outras correspondentes ao elétron:

$$\mathcal{H}_{\text{ef}}(\nu_e) = \langle \mathcal{H}_{CC} \rangle_{\text{elétron}} \equiv \bar{\nu}_e V_e \nu_e. \quad (1.49)$$

Além disso, temos:

$$\begin{aligned}\langle \bar{e}\gamma_0 e \rangle &= \langle e^\dagger e \rangle = n_e, & \langle \bar{e}\gamma e \rangle &= \langle \mathbf{v}_e \rangle, \\ \langle \bar{e}\gamma_0 \gamma_5 e \rangle &= \left\langle \frac{\boldsymbol{\sigma}_e \cdot \mathbf{p}_e}{E_e} \right\rangle, & \langle \bar{e}\gamma \gamma_5 e \rangle &= \langle \boldsymbol{\sigma}_e \rangle,\end{aligned}\quad (1.50)$$

sendo n_e a densidade do número de elétrons. Para um meio não polarizado de momento total zero, somente os primeiros termos permanecem,

$$(V_e)_{CC} = V_{CC} = \sqrt{2} G_F n_e. \quad (1.51)$$

Analogamente, encontramos as contribuições de CN (V_{CN}) para os potenciais do neutrino induzidos pela matéria. Desde que as interações de CN são independentes de sabor, tais contribuições são as mesmas para os neutrinos de todas as três espécies de sabores. Num meio eletricamente neutro, as densidades do número de prótons e elétrons coincidem, e as contribuições correspondentes para V_{CN} se cancelam. O cálculo direto da contribuição devido ao espalhamento de CN dos neutrinos pelos nêutrons fornece $(V_\alpha)_{NC} = -G_F n_n / \sqrt{2}$, onde n_n é a densidade do número de nêutrons. Juntamente com a Eq. (1.51), obtemos:

$$V_e = \sqrt{2} G_F \left(n_e - \frac{n_n}{2} \right), \quad V_\mu = V_\tau = \sqrt{2} G_F \left(-\frac{n_n}{2} \right). \quad (1.52)$$

Para antineutrinos, basta substituir $V_\alpha \rightarrow -V_\alpha$.

1.5.2 Efeitos de matéria em duas gerações

Neste tópico, consideraremos a evolução das oscilações de neutrinos na matéria no contexto de duas gerações, sem perda de generalidade, para a transição $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$. Enquanto no vácuo a evolução é mais facilmente obtida na base dos auto-estados de massa, na matéria é mais conveniente escrevê-la na base de sabor ¹⁵. Assim, podemos reescrever a evolução no vácuo dado pela Eq. (1.28) na base de interação como:

$$i \left(\frac{d}{dt} \right) |\nu_{\text{sabor}}\rangle = \mathcal{H}_{\text{sabor}}^{\text{vac}} |\nu_{\text{sabor}}\rangle, \quad (1.53)$$

onde U é dada pela Eq. (1.37), $\mathcal{H}_{\text{sabor}}^{\text{vac}}$ é dada por:

$$\begin{aligned}\mathcal{H}_{\text{sabor}}^{\text{vac}} &= U \mathcal{H}_{\text{massa}}^{\text{vac}} U^\dagger \\ &= \frac{\Delta m^2}{4E_\nu} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix},\end{aligned}\quad (1.54)$$

¹⁵Isto se deve ao fato que os potenciais efetivos dos neutrinos serem diagonais nesta base.

e $|\nu_{\text{sabor}}\rangle$ é um vetor de duas componentes dos campos dos neutrinos na base de interação dado por:

$$|\nu_{\text{sabor}}\rangle = \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix}. \quad (1.55)$$

Convém salientar, que todos os elementos diagonais que aparecem na Hamiltoniana efetiva foram removidos, pois estes não afetam as oscilações de neutrinos que dependem somente das diferenças de fases.

Agora, deduziremos a equação de evolução do neutrino na matéria. Para isto, temos que adicionar os potenciais induzidos pela matéria V_e e V_μ nos elementos diagonais da Hamiltoniana efetiva $\mathcal{H}_{\text{sabor}}^{\text{vac}}$ na Eq. (1.53). Note que V_e e V_μ contém um termo comum devidos as interações da CN. Como sabemos, tais termos nos elementos da diagonal não acarretam quaisquer consequências para as oscilações dos neutrinos e, portanto, podemos omiti-los¹⁶. Assim, obtemos:

$$\begin{aligned} i \left(\frac{d}{dt} \right) |\nu_{\text{sabor}}\rangle &= \mathcal{H}_{\text{sabor}}^{\text{mat}} |\nu_{\text{sabor}}\rangle \\ &= \frac{1}{4E_\nu} \begin{pmatrix} -\Delta m^2 \cos 2\theta + 2A_e & \Delta m^2 \sin 2\theta \\ \Delta m^2 \sin 2\theta & \Delta m^2 \cos 2\theta \end{pmatrix} |\nu_{\text{sabor}}\rangle, \end{aligned} \quad (1.56)$$

onde $A_e = 2\sqrt{2}G_F n_e E_\nu$ é a massa quadrada induzida, que será conveniente para escrever a equação de onda para a propagação do neutrino na matéria. Esta equação é muito similar a descrição de muitos problemas em mecânica quântica (por exemplo, precessão do spin num campo magnético). Novamente, podemos adicionar uma matriz proporcional à matriz identidade afim de obter uma expressão análoga à Hamiltoniana da Eq. (1.54):

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{\text{sabor}}^{\text{mat}} &= \frac{1}{4E_\nu} \begin{pmatrix} -\Delta m^2 \cos 2\theta + A_e & \Delta m^2 \sin 2\theta \\ \Delta m^2 \sin 2\theta & \Delta m^2 \cos 2\theta - A_e \end{pmatrix} \\ &= \frac{\Delta_m}{4E_\nu} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_m & \sin 2\theta_m \\ \sin 2\theta_m & \cos 2\theta_m \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (1.57)$$

onde introduzimos as quantidades efetivas Δ_m e θ_m que são definidas por:

$$\frac{\Delta_m}{\cos 2\theta_m} = \frac{1}{4E_\nu} (\Delta m^2 \cos 2\theta - A_e), \quad (1.58)$$

$$\frac{\Delta_m}{\sin 2\theta_m} = \frac{\Delta m^2}{4E_\nu} \sin 2\theta. \quad (1.59)$$

¹⁶Entretanto, as contribuições de CN afetam as oscilações entre os neutrinos usuais e “estéreis” (singleto eletrofraco) na matéria.

Resolvendo as equações acima obtemos:

$$\Delta_m = \Delta m^2 \frac{\sin 2\theta}{\sin 2\theta_m}, \quad (1.60)$$

$$\tan 2\theta_m = \frac{\Delta m^2 \sin 2\theta}{\Delta m^2 \cos 2\theta - A_e}. \quad (1.61)$$

Analisando qualitativamente os resultados acima, constatamos que quando $A_e \rightarrow 0$ então $\theta_m \rightarrow \theta$ e obtem-se a mistura no vácuo. Por outro lado, se $A_e \gg \Delta m^2$, então $\theta_m \rightarrow \pi/2$ e o auto-estado do neutrino do elétron é igual ao auto-estado de massa mais pesado (enquanto $|\nu_\mu\rangle = |\nu_1\rangle$) e não há mistura. O ângulo efetivo de mistura será máximo para $\theta_m = \pi/2$. A partir da Eq. (1.61), pode-se constatar que mesmo para um pequeno ângulo de mistura θ pode-se sempre atingir a condição de ressonância:

$$A_e = A_e^{\text{res}} = \Delta m^2 \cos 2\theta, \quad (1.62)$$

sendo denominada de condição de ressonância MSW. O comportamento ressonante da mistura efetiva é melhor mostrado pela função abaixo:

$$\sin^2 2\theta_m = \frac{(\Delta m^2 \sin 2\theta)^2}{(A_e - \Delta m^2 \cos 2\theta)^2 + \Delta m^2 \sin^2 2\theta}, \quad (1.63)$$

que é uma Lorentziana com um máximo em A_e^{res} e uma largura $\delta A_e = \Delta m^2 \sin 2\theta$.

Para que as oscilações dos neutrinos amplificadas pela ressonância na matéria sejam possíveis, o termo no interior da raiz na Eq. (1.62) deve ser positivo:

$$\Delta m^2 \cos 2\theta = (m_2^2 - m_1^2)(\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) > 0, \quad (1.64)$$

ou seja, se ν_2 for mais pesado que ν_1 , necessita-se que $\cos^2 \theta > \sin^2 \theta$, e vice versa. Se escolhermos a convenção de que $\cos 2\theta > 0$ (como usualmente feito), então a Eq. (1.64) se reduz a $\Delta m^2 \equiv \Delta m_{21}^2 > 0$. A condição de ressonância para antineutrinos é $\Delta m^2 < 0$. Portanto, para um dado sinal de Δm^2 , os neutrinos ou antineutrinos (mas não ambos simultaneamente) podem sofrer oscilações amplificadas pela ressonância na matéria.

1.5.3 Efeitos de matéria em três gerações

A equação de evolução descrevendo as oscilações de neutrinos na matéria no contexto de três gerações de neutrinos ν_e , ν_μ e ν_τ é a seguinte:

$$i \frac{d}{dr} \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \left[U \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta_{21} & 0 \\ 0 & 0 & \Delta_{31} \end{pmatrix} U^\dagger + \begin{pmatrix} V_e(r) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix}, \quad (1.65)$$

sendo $\Delta_{ij} = \Delta m_{ij}^2 / 2E_\nu = (m_i^2 - m_j^2) / 2E_\nu$ ($i, j = 1, 2, 3$) e U corresponde a matriz de mistura no vácuo em três gerações definida na Eq. (1.45). Aqui, temos que $V_e(r) = \sqrt{2} G_F n_e(r)$, onde $n_e(r)$ é a densidade do número de elétrons que varia com r .

A Eq. (1.65) pode ser reescrita como

$$i \frac{d|\nu_\alpha\rangle}{dr} = \sum_\beta \left[\left(\sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \frac{m_j^2}{2E_\nu} \right) + \frac{A_e(r)}{2E_\nu} \delta_{\alpha e} \delta_{\beta e} \right] |\nu_\beta\rangle, \quad (1.66)$$

onde $A_e(r)/(2E_\nu)$ é a amplitude para o espalhamento de corrente carregada coerente frontal de ν_e nos elétrons,

$$A_e(r) = 2\sqrt{2} G_F n_e(r) E_\nu = 1,52 \times 10^{-4} \text{ eV}^2 Y_e \rho(r) E_\nu (\text{GeV}). \quad (1.67)$$

Aqui Y_e é a fração de elétron e $\rho(r)$ é a densidade de matéria expressa em unidades de g/cm^3 . No caso de $\bar{\nu}_e$, $A_e(r)$ é substituído por $-A_e(r)$. O perfil de densidade da Terra pode ser calculado a partir do Modelo Terrestre [48], como mostrado na Fig. 1.6. Para trajetórias de neutrinos que atravessam a crosta terrestre, a densidade típica é da ordem de 3 gm/cm^3 , e $Y_e \simeq 0,5$. Para grandes distâncias entre a fonte e o detector, a aproximação de densidade constante não é suficiente e o cálculo das oscilações deve levar em conta explicitamente $\rho(r)$. Entretanto, tal aproximação é muito útil para entender a propagação dos neutrinos através da Terra desde que a variação da densidade da Terra não seja muito grande.

A equação de propagação (1.66) pode ser expressa em termos das diferenças de massa quadradas da seguinte forma:

$$i \frac{d|\nu_\alpha\rangle}{dr} = \sum_\beta \frac{1}{2E_\nu} [\Delta m_{32}^2 U_{\alpha 3} U_{\beta 3}^* + \Delta m_{21}^2 U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* + A_e \delta_{\alpha e} \delta_{\beta e}] |\nu_\beta\rangle. \quad (1.68)$$

Na aproximação de uma escala de massa dominante ($\Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{32}^2$), ou seja, quando podemos considerar somente $\Delta m_{32}^2 = \Delta m^2$, a equação de evolução é dada por:

$$i \frac{d}{dr} \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \frac{\Delta m^2}{2E_\nu} \begin{pmatrix} \frac{A_e}{\Delta m^2} + |U_{e3}|^2 & U_{e3} U_{\mu 3}^* & U_{e3} U_{\tau 3}^* \\ U_{e3}^* U_{\mu 3} & |U_{\mu 3}|^2 & U_{\mu 3} U_{\tau 3}^* \\ U_{e3}^* U_{\tau 3} & U_{\mu 3}^* U_{\tau 3} & |U_{\tau 3}|^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix}. \quad (1.69)$$

Para a propagação através da matéria de densidade constante, os auto-estados de sabor estão relacionados com os auto-estados de massa $|\nu_j^m\rangle$ por:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_j U_{\alpha j}^* |\nu_j^m\rangle, \quad (1.70)$$

Figura 1.6: Perfil de Densidade da Terra.

onde

$$U^m = \begin{pmatrix} 0 & c_{13}^m & s_{13}^m \\ -c_{23} & -s_{13}^m s_{23} & c_{13}^m s_{23} \\ s_{23} & -s_{13}^m c_{23} & c_{13}^m c_{23} \end{pmatrix}, \quad (1.71)$$

e θ_{13}^m está relacionado com θ_{13} da seguinte forma:

$$\tan 2\theta_{13}^m = \frac{\sin 2\theta_{13}}{(\cos 2\theta_{13} - \frac{A_e}{\Delta m^2})}. \quad (1.72)$$

Notemos que U^m tem a forma do vácuo U com as seguintes substituições:

$$\theta_{13} \rightarrow \theta_{13}^m, \quad \theta_{23} \rightarrow \theta_{23}, \quad \theta_{12} \rightarrow \pi/2, \quad \delta = 0. \quad (1.73)$$

A equação (1.72) implica que

$$\sin^2 2\theta_{13}^m = \frac{\sin^2 2\theta_{13}}{\left[\left(\frac{A_e}{\Delta m^2} - \cos 2\theta_{13} \right)^2 + \sin^2 2\theta_{13} \right]}. \quad (1.74)$$

Logo, há uma amplificação ressonante para

$$A_e = \Delta m^2 \cos 2\theta_{13}, \quad (1.75)$$

ou, equivalentemente,

$$E_\nu \approx 15 \text{ GeV} \left(\frac{\Delta m^2}{3,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2} \right) \left(\frac{1,5 \text{ g/cm}^3}{\rho Y_e} \right) \cos 2\theta_{13}. \quad (1.76)$$

Raio (km)	Densidade (g/cm ³)
0 – 1.221,5	13,0885 – 8,8381x ²
1.221,5 – 3.480,0	12,5815 – 1,2638x – 3,6426x ² – 5,5281x ³
3.480,0 – 5.701,0	7,9565 – 6,4761x + 5,5283x ² – 3,0807x ³
5.701,0 – 5.771,0	5,3197 – 1,4836x
5.771,0 – 5.971,0	11,2494 – 8,0298x
5.971,0 – 6.151,0	7,1089 – 3,8045x
6.151,0 – 6.346,6	2,6910 + 0,6924x
6.346,6 – 6.356,0	2,900
6.356,0 – 6.371,0	2,600

Tabela 1.1: *Densidade para as diferentes camadas da Terra.*

Como a ressonância ocorre somente para Δm^2 positivo no caso de neutrinos e Δm^2 negativo para antineutrinos¹⁷, logo os efeitos de matéria fornecem uma maneira, em princípio, de determinar o sinal de Δm^2 . Note, que para Δm^2 negativo, a amplitude de oscilação na Eq. (1.74) é menor que a probabilidade de oscilação no vácuo.

Para nossos propósitos, a Terra é composta por um núcleo, manto, núcleo exterior líquido e interior sólido, juntamente com subcamadas no manto, com mudanças particularmente bruscas na densidade entre a camada interna e externa. A densidade das diferentes camadas da Terra são dadas na Tabela 1.1 como função do raio normalizado com $x = R/R_T$ e $R_T = 6.371$ km sendo o raio da Terra e o seu perfil de densidade é mostrado na Fig. 1.6. O núcleo tem densidade média $\rho_{\text{núcleo}} = 11,83$ g/cm³ e fração de elétron $Y_{e,\text{núcleo}} = 0,466$, enquanto o manto tem densidade média $\rho_{\text{manto}} = 4,66$ g/cm³ e $Y_{e,\text{manto}} = 0,494$. Desde que, com uma precisão muito boa, a Terra é esfericamente simétrica (Fig. 1.6), a trajetória do neutrino é descrita somente pelo ângulo zenital θ_z (ou $\eta = \pi - \theta_z$). Para

$$\frac{R_{i+1}}{R} < \sin \eta < \frac{R_i}{R}, \quad (1.77)$$

os neutrinos atravessam $2i + 1$ camadas na Terra. As distâncias percorridas pelos neutrinos em cada uma destas camadas são:

$$L_1 = R \cos \eta - \sqrt{R_1^2 - R^2 \sin^2 \eta}, \quad (1.78)$$

$$L_k = L_{2i+2-k} = \sqrt{R_{k-1}^2 - R^2 \sin^2 \eta} - \sqrt{R_k^2 - R^2 \sin^2 \eta}, \quad 2 \leq k \leq i \quad (1.79)$$

$$L_{i+1} = 2\sqrt{R_i^2 - R^2 \sin^2 \eta}. \quad (1.80)$$

¹⁷Se o efeito LSND for devido a oscilações de neutrinos então $\Delta m^2 \gg \mathcal{O}(10^{-3})$ eV² e a ressonância ocorre em energias muito maiores que as propostas para uma “fábrica” de neutrinos.

Com base neste perfil de densidade da Terra [48], é que resolvemos numericamente a equação de evolução (1.65) em nossos estudos que fizemos e que serão descritos nos Capítulos 3 e 4. Através destes cálculos, podemos obter as probabilidades de oscilação para valores não nulos de todos os seis parâmetros de oscilação (três ângulos, uma fase e duas diferenças de massa).

1.6 Simetrias CP, T e CPT e suas implicações

Analisaremos, as conseqüências das simetrias CP, T e CPT para as os oscilações de neutrinos. A operação CP atua essencialmente como uma conjugação partícula-antipartícula convertendo um neutrino de mão esquerda ν_L num antineutrino de mão-direita de $\bar{\nu}_L$. Se CP for conservada as probabilidades de oscilações entre partículas e suas antipartículas coincidem:

$$\text{CP :} \quad P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t) = P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta; t). \quad (1.81)$$

Portanto, sob transformação de CP a matriz de mistura leptônica U é substituída por U^* ($U \rightarrow U^*$). Isto significa que CP somente é conservada no setor leptônico se U for real ou transformada em real através da redefinição das fases dos campos leptônicos.

Em geral, uma matriz $n \times n$ unitária depende de $n(n-1)/2$ ângulos e $n(n+1)/2$ fases. No caso de Dirac, $2n-1$ podem ser absorvidas pelos campos de mão-esquerda, deixando $n(n+1)/2 - (2n-1) = (n-1)(n-2)/2$ fases físicas¹⁸. Logo, no caso de Dirac a não conservação de CP somente é possível para $n \geq 3$ gerações. No caso de Majorana, existe menos graus de liberdade que podem ser absorvidos pelos campos, pois os termos de massa de Majorana são da forma $\bar{\nu}_{L(R)}\nu_{L(R)} + \text{h.c.}$ de modo que somente n fases podem ser removidas, deixando $n(n+1)/2 - n = n(n-1)/2$ fases físicas. As fases de Majorana não causam quaisquer efeitos observáveis para oscilações de neutrinos [45], mas estas fases serão importantes no estudo do duplo decaimento β sem neutrinos como será visto na seção 1.7.

A reversão temporal T troca os estados inicial e final, de forma que se T for conservada temos

$$\text{T :} \quad P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha; t). \quad (1.82)$$

A transformação de CPT pode ser considerada como uma ação combinada de CP, que resulta na troca partículas por antipartículas, e reversão temporal T, que

¹⁸A redefinição das fases dos campos de mão-esquerda deixa os termos de massa leptônicos inalterados desde que estas podem ser absorvidas por uma redefinição correspondente nos campos de mão-direita.

troca os estados inicial e final. Portanto, sob transformação de CPT a probabilidade de oscilação $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t)$ muda para $P(\bar{\nu}_\beta \rightarrow \bar{\nu}_\alpha; t)$. Por outro lado, a partir da Eq. (1.32), segue que a transformação de CPT conduz a $U \rightarrow U^*$, $t \rightarrow -t$ e transforma a amplitude de oscilação $A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t)$ no seu complexo conjugado. Portanto, as probabilidades de oscilação são invariantes com respeito à CPT, ou seja, as seguintes igualdades são válidas:

$$\text{CPT :} \quad P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t) = P(\bar{\nu}_\beta \rightarrow \bar{\nu}_\alpha; t). \quad (1.83)$$

Em particular, esta invariância implica que as probabilidades de sobrevivência para neutrinos e antineutrinos são as mesmas: $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha; t) = P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha; t)$.

A seguir, vamos considerar os efeitos de violação de CP nas oscilações de neutrinos. Se CP não for conservada, as probabilidades de oscilação para neutrinos são diferentes de seus antineutrinos. Como mencionamos anteriormente, isto somente é possível se a matriz de mistura leptônica U for essencialmente complexa, ou seja, têm fases que não podem ser removidas. No caso de três gerações de neutrinos, existe somente uma fase δ e, desta forma, existe somente uma assimetria de $\mathcal{CP}$. Vamos denotar a assimetria de $\mathcal{CP}$ como

$$\Delta P_{\alpha\beta} \equiv P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta; t). \quad (1.84)$$

A partir da invariância sob transformação de CPT, encontramos $\Delta P_{\alpha\beta} = -\Delta P_{\beta\alpha}$. Usando a parametrização (1.45) da matriz de mistura leptônica U obtemos

$$\begin{aligned} \Delta P_{e\mu} &= \Delta P_{\mu\tau} = \Delta P_{\tau e} \\ &= 4s_{12}c_{12}s_{13}c_{13}^2s_{23}c_{23}\sin\delta \\ &\quad \times \left[\sin\left(\frac{\Delta m_{12}^2}{2E_\nu}t\right) + \sin\left(\frac{\Delta m_{23}^2}{2E_\nu}t\right) + \sin\left(\frac{\Delta m_{31}^2}{2E_\nu}t\right) \right]. \end{aligned} \quad (1.85)$$

Esta expressão tem várias características interessantes: (i) como esperado, esta se anula no limite $\delta = 0$; (ii) anula-se, também, quando qualquer um dos ângulos de mistura θ_{12} , θ_{13} ou θ_{23} for zero ou 90° . Em particular, as probabilidades de oscilação (A.10) - (A.12) obtidas no limite $\theta_{13} = 0$ são simétricas sob transformação de CP; (iii) Desde que a condição $\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{31}^2 = 0$ é satisfeita, a assimetria de $\mathcal{CP}$ (1.85) se anula quando $\Delta m_{ij}^2 = 0$, como no caso das probabilidades de transição (A.2) - (A.6) obtidas no limite de $\Delta m_{21}^2 = 0$ dependendo somente dos valores absolutos de $U_{\alpha i}$, e são portanto invariantes sob transformação de CP; (iv) outra diferença importante entre a probabilidade de oscilação usual e a assimetria $\mathcal{CP}$ (1.85) é que a primeira contém senos quadrados das fases de oscilação e, portanto, oscila perto de valores não nulos enquanto o último é linear nestes senos de

Figura 1.7: Esquema simplificado de transições $\beta\beta$.

modo que oscila perto do zero. Isto significa, que no caso de fases de oscilação forem muito grandes, a assimetria CP das oscilações dos neutrinos tem média zero. Por esta razão é que a probabilidade de oscilação (A.8) é invariante sob transformação de CP .

Pelo fato da assimetria da probabilidade de CP ser suprimida caso qualquer um dos três ângulos de mistura leptônicos for pequeno, e como sabemos pelos dados do experimento de reator CHOOZ [3] que θ_{13} é muito pequeno, temos que a observação experimental do efeito de violação de CP nas oscilações de neutrinos é muito difícil. Além disso, os efeitos de matéria nas oscilações de neutrinos podem imitar a violação de CP tornando mais complicado as pesquisas de CP genuínas.

1.7 Duplo decaimento β sem neutrinos

O duplo decaimento beta é um processo raro de transição nuclear cuja a carga de dois núcleos isobáricos trocam de duas unidades com a emissão simultânea de dois elétrons. Os núcleos iniciais devem estar menos ligados que os finais, o que é exigido também para os estados intermediários, afim de evitar dois decaimentos β simples (vide Fig. 1.7). Muitos modos de $\beta\beta$ são possíveis, sendo que os mais populares são aqueles que ocorrem com a emissão de dois elétrons e dois neutrinos ($2\nu\beta\beta$):

$$A(Z, N) \rightarrow A(Z \pm 2, N \mp 2) + 2e^\mp + 2\bar{\nu}_e(2\nu_e), \quad (1.86)$$

que conserva o número leptônico e é permitido no MP. Em tais decaimentos, dois nêutrons do núcleo são simultaneamente convertidos em dois prótons, ou vice versa. A nível de quark, existem duas transições de dois quarks d em dois quarks u e vice-versa como mostra a Fig. 1.8 (a).

Em particular, estamos interessados no estudo do modo $0\nu\beta\beta$:

$$A(Z, N) \rightarrow A(Z \pm 2, N \mp 2) + 2e^\mp, \quad (1.87)$$

Figura 1.8: Diagrama do duplo decaimento β .

que viola o número leptônico e tem sido reconhecido como uma ferramenta poderosa para testar as propriedades dos neutrinos. Neste processo, o neutrino ou antineutrino do elétron emitido em um dos processos de decaimento β elementares forma o decaimento $\beta\beta$ que pode ser absorvido no outro como pode ser visto na Fig. 1.8 (b), originando o duplo decaimento β sem neutrinos ($0\nu\beta\beta$) [49]. Tais processos teriam um traço característico: desde que a energia de recuo do núcleo inicial é desprezível, a soma das energias dos dois elétrons ou pósitrons no estado final deve ser igual a energia total emitida, ou seja, deve ser representada por uma linha discreta. Portanto os decaimentos $0\nu\beta\beta$ podem investigar a violação do número leptônico. O decaimento $0\nu\beta\beta$ viola não somente o número leptônico; desde que o ν_e ou $\bar{\nu}_e$ tem “quiralidade trocada”, como também viola a conservação de quiralidade. Tal decaimento poderia ser gerado por uma interação exótica além do MP, desde que esta produza uma massa de Majorana para o neutrino não nula.

1.7.1 Massa Efetiva de Majorana

O decaimento diferencial do processo $0\nu\beta\beta$ (1.87) é dado por [51]:

$$d\Gamma_{0\nu} = 2\pi \sum_{spin} |R_{0\nu}|^2 \delta(\epsilon_1 + \epsilon_2 + E_f - M_i) \frac{d\vec{p}_1}{(2\pi)^3} \frac{d\vec{p}_2}{(2\pi)^3}, \quad (1.88)$$

onde $\epsilon_{1(2)}$ e $\vec{p}_{1(2)}$ são as energias e os momentos totais dos elétrons, e $E_f(M_i)$ corresponde a energia do estado nuclear do estado final (massa do inicial). A quantidade $R_{0\nu}$, que inclui uma parte leptônica e outra nuclear, é a amplitude da reação avaliada em segunda ordem de perturbação com relação às interações fracas.

A parte leptônica de $R_{0\nu}$, envolvendo a emissão e reabsorção do neutrino de

Majorana de massa m_j , é

$$-i \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} e^{-iq(x-y)} \bar{e}(x) \gamma_\rho P_L \frac{q^\mu \gamma_\mu + m_j}{q^2 - m_j^2} P_L \gamma_\sigma e^c(y) , \quad (1.89)$$

sendo $P_L = (1 - \gamma_5)/2$, $\bar{e}(x)$, $e^c(y)$ representam os operadores de criação do elétron e q é o quadrimomento transferido. Desde que γ_μ anticomuta com γ_5 , esta amplitude é proporcional a m_j e o termo com $q^\mu \gamma_\mu$ se anula. Após a integração sobre a energia do neutrino virtual, dq^0 , o denominador $q^2 - m_j^2$ é substituído pelo seu resíduo ω_j/π , onde $\omega_j = \sqrt{\vec{q}^2 + m_j^2}$. A amplitude é, portanto, proporcional a $m_j/\omega_j \ll 1$ para neutrinos leves.

A integração sobre o momento do neutrino virtual, $\vec{q}$, leva ao aparecimento dos potenciais dos neutrinos

$$H_k(r, A_k) = \frac{2R_N}{\pi r} \int_0^\infty dq \frac{q \sin(qr)}{\omega(\omega + A_k)} , \quad A_{1(2)} = E_m - (M_i + M_f)/2 \pm (\epsilon_1 - \epsilon_2)/2 , \quad (1.90)$$

onde 1 e 2 denotam os elétrons emitidos, E_m é a energia de excitação do núcleo intermediário, M_f é a massa final do núcleo, e r é a distância entre os dois nêutrons que são convertidos em prótons. O fator R_N , o raio do núcleo, é introduzido afim de tornar o potencial H adimensional. No caso do decaimento $0\nu\beta\beta$, E_m pode ser substituído por um valor médio apropriado. Esta aproximação é razoável, pois espera-se que o momento do neutrino virtual seja determinado pela relação de incerteza $q \sim 1/r \sim 100$ MeV, logo a variação de E_m de um estado para outro pode ser desprezada. Com isso, as contribuições dos dois elétrons são adicionadas coerentemente e, com isso, o potencial do neutrino é escrito como

$$H(r) = [H_1(r, A_1) + H_2(r, A_2)]/2 \approx H(r, \bar{A}) , \quad (1.91)$$

sendo $\bar{A} = \bar{E}_m - (M_i + M_f)/2$ e $\bar{E}_m$ é a energia média do núcleo intermediário. O potencial $H(r)$ depende somente fracamente de m_j desde que a massa do neutrino seja menor do que ~ 10 MeV.

Para transições entre o estado fundamental, ou seja, $0_i^+ \rightarrow 0_f^+$, é suficiente considerar elétrons emergentes tipo onda- s , e a aproximação não relativística para o núcleo. A parte nuclear da amplitude da reação, $R_{0\nu}$, torna-se, então, uma soma dos elementos de matriz nuclear de Gamow-Teller e de Fermi, onde o índice sobrescrito 0ν é usado para denotar a presença do potencial do neutrino $H(r)$:

$$|M_{0\nu}| \equiv M_{GT}^{0\nu} - \frac{g_V^2}{g_A^2} M_F^{0\nu} = \langle f | \sum_{lk} H(r_{lk}, \bar{A}) \tau_l^+ \tau_k^+ \left(\vec{\sigma}_l \cdot \vec{\sigma}_k - \frac{g_V^2}{g_A^2} \right) | i \rangle . \quad (1.92)$$

A soma é sobre todos os núcleons, onde $|f\rangle$ ($|i\rangle$) denota o estados nuclear final (inicial) e $g_V(g_A)$ é a constante de acoplamento vetorial (axial).

Logo, na aproximação acima, que é razoavelmente precisa, a amplitude de transição para o neutrino de Majorana de massa m_j é simplesmente o produto de m_j e a combinação acima dos elementos de matriz nuclear. Entretanto, desde que em cada um dos vértices um elétron é emitido, a amplitude de mistura, U_{ej} , aparece em cada um deles, e a amplitude física da reação $0\nu\beta\beta$ contém o fator U_{ej}^2 (e não $|U_{ej}|^2$), sendo proporcional a

$$m_{ee} = \left| \sum_j m_j U_{ej}^2 \right|, \quad (1.93)$$

onde a soma é somente sobre os neutrinos leves com $m_j < 10$ MeV (para os mais pesados não podemos desprezar a massa no propagador do neutrino na Eq. (1.89)). A quantidade m_{ee} é a massa efetiva de Majorana. Desde que o termo U_{ej}^2 aparece na determinação de m_{ee} (1.93), e não $|U_{ej}|^2$, seu valor depende das fases de $Q\bar{P}$ de Majorana que discutiremos a seguir.

Para obter a taxa de decaimento, a amplitude tem que ser quadrada, e multiplicada pelo fator do espaço de fase correspondente, que neste caso como pode ser visto a partir da Eq. (1.88), se reduz a integral do espaço de fase de dois elétrons sendo proporcional a

$$G_{0\nu} \sim \int F(Z, \epsilon_1) F(Z, \epsilon_2) p_1 p_2 \epsilon_1 \epsilon_2 \delta(E_0 - \epsilon_1 - \epsilon_2) d\epsilon_1 d\epsilon_2, \quad (1.94)$$

onde E_0 é a energia disponível (a soma da energia cinética disponível do elétron é $Q = E_0 - 2m_e$) e $F(Z, \epsilon)$ representa a função usual de Fermi que descreve o efeito Coulomb do elétron emergente.

Com isso, se o decaimento $0\nu\beta\beta$ for mediado pela troca de um neutrino de Majorana massivo leve, a meia-vida é dada por:

$$[T_{1/2}^{0\nu}(0^+ \rightarrow 0^+)]^{-1} = G_{0\nu}(E_0, Z) |M_{0\nu}|^2 m_{ee}^2, \quad (1.95)$$

onde $G_{0\nu}$ denota a integral do espaço de fase exatamente calculável, $M_{0\nu}$ consiste na soma dos elementos de matriz nuclear Gamow-Teller e Fermi definidos na Eq. (1.92) e m_{ee} é a massa efetiva de Majorana.

Logo, se um limite superior no decaimento $0\nu\beta\beta$ for estabelecido experimentalmente, e os elementos de matriz nuclear forem conhecidos, pode-se inferir um limite superior para m_{ee} . Por outro lado, se o decaimento $0\nu\beta\beta$ for observado, pode-se obter o valor de m_{ee} .

Experimento	Núcleo	Sensibilidade $T_{1/2}^{0\nu}$ [ano]	Sensibilidade m_{ee} [eV]
NEMO 3 [53]	^{100}Mo	4×10^{24}	$5,6 \times 10^{-1}$
COBRA [54]	^{130}Te	1×10^{24}	$2,4 \times 10^{-1}$
EXO [55]	^{136}Xe	8×10^{26}	$5,2 \times 10^{-2}$
MOON [56]	^{100}Mo	1×10^{27}	$3,6 \times 10^{-2}$
CUORE [57]	^{130}Te	7×10^{26}	$2,7 \times 10^{-2}$
Majorana [58]	^{76}Ge	4×10^{27}	$2,5 \times 10^{-2}$
GENIUS [59]	^{76}Ge	1×10^{28}	$1,5 \times 10^{-2}$

Tabela 1.2: Sensibilidades para m_{ee} nos projetos futuros para o decaimento $0\nu\beta\beta$.

Apesar de existirem muitos experimentos que pesquisam o $0\nu\beta\beta$, não existe nenhuma indicação positiva, mas somente um limite superior sobre a massa efetiva de Majorana. O melhor limite superior desta massa efetiva foi obtido pelo experimento Heidelberg-Moscou [50] para o decaimento $\beta\beta$ do ^{76}Ge :

$$m_{ee} < 350 \text{ meV}, \quad (1.96)$$

Esse limite depende do valor do elemento de matriz nuclear que não é precisamente conhecido e será discutido no Capítulo 4.

Além disso, muitos novos experimentos para pesquisar o decaimento $0\nu\beta\beta$ estão sendo projetados (veja Tabela 1.2). Nestes experimentos, esperam-se atingir sensibilidades (estes valores foram obtidos usando os elementos de matriz nuclear da Ref. [52].) que situam-se na faixa:

$$m_{ee} \simeq 1,5 \times 10^{-2} - 5,6 \times 10^{-1} \text{ eV}. \quad (1.97)$$

1.7.2 Decaimento $0\nu\beta\beta$ e Parâmetros de Oscilação

Vamos assumir que existam 3 neutrinos de Majorana massivos $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$). Neste caso, os neutrinos auto-estados da interação fraca (ν_e, ν_μ e ν_τ) podem ser expressos como superposições de $|\nu_i\rangle$ usando a matriz de mistura, U , na forma geral descrita na seção 1.6. Em particular, os neutrinos do elétron são superposições,

$$|\nu_e\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{ei}^* |\nu_i\rangle, \quad (1.98)$$

e a taxa do decaimento $0\nu\beta\beta$ (veja Eq (1.95)) é proporcional a

$$m_{ee}^2 = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \right|^2 = \left| \sum_i^3 |U_{ei}|^2 e^{i\alpha_i} m_i \right|^2, \quad \forall m_i \geq 0. \quad (1.99)$$

Esta quantidade depende de duas fases de Majorana, $\alpha_i/2$, da matriz U , mencionada na seção 1.6, que são irrelevantes nos experimentos de oscilação, pois o número leptônico total não é violado.

Os elementos da matriz de mistura U_{ei}^* na Eq. (1.98) são quantidades complexas. No caso de invariância sob transformação de CP no setor leptônico, os elementos U_{ei}^* satisfazem a condição

$$U_{ei}^* = \eta_i^* U_{ei}, \quad (1.100)$$

onde $\eta_i = i \rho_i$ é a paridade de CP de ν_i ($\rho_i = \pm 1$). Temos que

$$U_{ei} = |U_{ei}| e^{i\alpha_i}. \quad (1.101)$$

A partir da Eq. (1.100), obtemos

$$2\alpha_i = \frac{\pi}{2} \rho_i. \quad (1.102)$$

Logo, no caso de invariância sob transformação de CP no setor leptônico, a massa efetiva de Majorana é dada por:

$$m_{ee} = \sum_i |U_{ei}|^2 e^{i\frac{\pi}{2}\rho_i} m_i. \quad (1.103)$$

O valor da massa efetiva de Majorana m_{ee} combinado com os resultados dos experimentos de oscilação permitirão obter informações importantes sobre as características do espectro de massa dos neutrinos, sobre a menor massa destas partículas, m_1 , e as fases de CP de Majorana. Veremos isso com mais detalhes no Capítulo 4.

Capítulo 2

Descrição dos Experimentos e de seus Observáveis

Desde a primeira detecção do antineutrino do elétron [1] e a descoberta de ν_μ em Brookhaven [2], os experimentos de reatores e de aceleradores têm sido usados para fornecer fontes intensas de feixes de neutrinos. Durante estes últimos 30 anos, os experimentos com estes feixes desempenharam também um importante papel no desenvolvimento do Modelo Padrão Eletrofraco até os moldes nos quais ele é conhecido nos dias de hoje.

Atualmente, a teoria eletrofraca é mais convenientemente estudada em anéis de colisão de hádrons e de elétrons de alta energia, onde os bósons $W^\pm$ e Z^0 são produzidos diretamente e suas propriedades são estudadas com grande detalhe e precisão. Todavia, os experimentos com feixes de neutrinos continuam sendo decisivos na física de partículas, em especial, no setor leptônico onde estes poderão estabelecer o mecanismo e determinar os valores dos parâmetros de conversão de sabor dos neutrinos.

Neste capítulo, que se divide em duas partes, discutiremos os experimentos de neutrinos em reatores e aceleradores que usaremos em nosso estudo fenomenológico. Na primeira parte, descreveremos os experimentos de reatores CHOOZ [3] e KamLAND [4] bem como apresentaremos os observáveis característicos de cada experimento. Na segunda parte, de forma análoga ao caso dos reatores, analisaremos os experimentos de neutrinos em aceleradores e seus observáveis, em cujos dados baseamos nosso estudo, que foram: CCFR [5], E776 [6], CHORUS [7], K2K [8], MINOS [9], OPERA [10], ICARUS [11] e uma “fábrica” de neutrinos [12]. Tais observáveis dos experimentos de neutrinos em reatores e aceleradores serão nossas “ferramentas” para testar ou vincular modelos exóticos de conversão de sabor bem como estimar a precisão da determinação dos parâmetros do mecanismo padrão de

oscilação induzido por massa como veremos nos Capítulos 3 e 4.

2.1 Experimentos de Neutrinos em Reatores

Nos experimentos de neutrinos em reatores, o feixe de $\bar{\nu}_e$ é produzido isotropicamente a partir do decaimento β proveniente dos fragmentos fissionados ricos em nêutrons nas usinas nucleares. Como a energia do feixe de $\bar{\nu}_e$ produzida é muito baixa, da $\mathcal{O}(\text{MeV})$ (não ultrapassando 10 MeV e com valor médio de ~ 3 MeV), os elétrons são os únicos léptons carregados que podem ser produzidos em interações de CC do neutrino. Se o $\bar{\nu}_e$ oscila para outro sabor, sua interação de CC não pode ser observada e, logo, tais experimentos são ditos do tipo desaparecimento. Outra consequência das energias relativamente baixas dos antineutrinos de reatores é que o processo de detecção destes antineutrinos deve ser otimizado afim de reduzir ou eliminar os ruídos oriundos da radioatividade natural de raios cósmicos ou fontes de terrestres.

Enquanto os primeiros experimentos de oscilação usavam reatores nucleares militares ou de pesquisa, os experimentos atuais, que têm longos “*baselines*”, necessitam dos maiores fluxos (potências) disponíveis somente nas grandes estações geradoras de potência comerciais. Reatores modernos típicos têm potência térmica acima de $3 \text{ GW}_{\text{térmica}}$ ($> 1 \text{ GW}$ de potência elétrica) correspondendo a aproximadamente $7,7 \times 10^{20} \bar{\nu}_e/\text{s}$. Geralmente, nestas usinas nucleares, cada reator está localizado próximo dos outros de forma que o fluxo de neutrinos detectados é a soma das contribuições de cada núcleo.

Apesar de períodos de tempo com a fonte desligada serem muito úteis para estudar os ruídos, no caso de reatores múltiplos a otimização da usina requer o reabastecimento de um reator por vez de modo que na prática os ruídos são freqüentemente estudados em potência parcial (ao invés de zero). Em geral, cada reator é desligado (reabastecido) um mês a cada um ou dois anos. Como veremos a seguir, desde que o espectro do antineutrino é medido acima de algum limiar de energia, somente decaimentos energéticos contribuem para o fluxo útil, e a “*luminosidade*” do antineutrino é muito bem detectada no período em que o reator está ligado em sua potência nominal. Em dois casos limites temos que: (i) o fluxo de antineutrinos acima do limiar torna-se desprezível poucas horas depois que o reator é desligado; (ii) o equilíbrio para o fluxo de antineutrinos acima do limiar é restabelecido assim que o reator começa a operar.

Para todas as finalidades práticas, o fluxo e o espectro do antineutrino dependem somente da composição do núcleo em termos dos quatro isótopos ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu que estão sendo fissionados no reator. Antineutrinos são então produzidos através de longas cadeias de decaimento e diferentes tipos de decaimentos β têm

que ser incluídos para explicar os observáveis experimentais. A modelagem de tais processos é uma tarefa bastante difícil, mas atualmente existe uma boa concordância entre os cálculos teóricos e os dados experimentais.

No passado, experimentos em reatores, por exemplo, Gösgen [13] e Bugey [14], registraram mais que 3×10^4 eventos de antineutrinos para vários “*baselines*” (D). Desde que nenhuma evidência para oscilações foi observada e as taxas foram consistentes com uma lei tipo $1/D^2$, estes experimentos podem ser interpretados como uma verificação que um reator é uma fonte de neutrino com características conhecidas com uma excelente precisão. A exatidão estatística obtida destes experimentos tornou possível usar estes resultados para discriminar entre os modelos existentes do espectro de antineutrinos de reatores.

Os experimentos detectam os antineutrinos de reatores através do decaimento β inverso:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n. \quad (2.1)$$

Esta reação produz dois sinais detectáveis: um sinal imediato proveniente da produção de e^+ e aniquilação em dois fótons; e outro posterior a partir da captura do nêutron (através da reação $n + p \rightarrow d + \gamma$ com liberação de energia $\sim 2,2$ MeV) por um isótopo estável com uma grande seção de choque de captura. A presença do traço de e^+ , n correlacionado espaço e temporalmente fornece uma maneira poderosa de restaurar o sinal de $\bar{\nu}_e$ mesmo na presença de ruídos radioativos de baixa energia ¹.

Desta forma, este é o processo mais adequado, pois tem a maior seção de choque na faixa de energia dos antineutrinos de reatores e fornece um par de sinais de pósitron e nêutron correlacionados convenientemente no tempo, que permite rejeitar a maior parte do ruído.

A energia do antineutrino e do pósitron estão relacionadas através da relação,

$$E_\nu = E_{e^+} + (m_n - m_p) + \bar{E}_n, \quad (2.2)$$

onde m_n e m_p representam a massa do nêutron e do próton respectivamente, e $\bar{E}_n$ é a energia média de recuo do nêutron. Logo, uma medida da energia do pósitron permite uma determinação precisa da energia do antineutrino incidente. O limiar exato para reação (2.1) é o seguinte,

$$E_\nu^{\text{limiar}} = \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2m_p} = 1,806 \text{ MeV}, \quad (2.3)$$

ao invés de apenas $m_n + m_e - m_p = 1,804$ MeV quando o recuo é desprezado.

¹Uma pequena anisotropia do produto da reação provenientes da cinemática da detecção do processo pode ser usada como calibração e, logo, para supressão do ruído.

Isótopo	^{235}U	^{239}Pu	^{238}U	^{241}Pu
a_0	0,870	0,896	0,976	0,793
a_1	-0,160	-0,239	-0,162	-0,080
a_2	-0,0910	-0,0981	-0,0790	-0,1085

Tabela 2.1: *Parâmetros dos isótopos para o ajuste do espectro dN_ν/dE_ν em unidades de $\bar{\nu}_e/(MeV\text{-fissão})$ [15].*

Os pósitrons aniquilam-se no detector e a energia detectada (visível) inclui a energia cinética mais duas vezes a massa de repouso do elétron, logo o e^+ aniquilado no detector produz uma energia visível total E que está relacionada com a energia do $\bar{\nu}_e$ incidente (E_ν), como,

$$E = E_\nu - (m_n - m_p) + m_e - \bar{E}_n, \quad (2.4)$$

onde m_e é a massa do elétron.

Desde que todos os experimentos de reatores medem o espectro de pósitrons, e não o de $\bar{\nu}_e$ diretamente, tem-se que entender quantitativamente como estes estão relacionados. Em outras palavras, deve-se conhecer a seção de choque da reação de “detecção” (2.1). No limite de baixa energia, esta seção de choque pode ser escrita como uma função da energia do pósitron emergente da seguinte forma [16]:

$$\begin{aligned} \sigma(E_\nu) &= \frac{2\pi^2}{m_e^5 f \tau_n} p_{e^+} E_{e^+}, \\ &= \frac{2\pi^2}{m_e^5 f \tau_n} (E_\nu - \Delta M) [(E_\nu - \Delta M)^2 - m_e^2], \\ &= 0,952 \frac{(E_\nu - \Delta M) [(E_\nu - \Delta M)^2 - m_e^2]}{1 \text{ MeV}^2} \times 10^{-43} \text{ cm}^2, \end{aligned} \quad (2.5)$$

sendo $\Delta M = m_n - m_p$ a diferença entre a massa do nêutron e a massa do próton, $\tau_n = 886,7 \pm 1,9 \text{ s}$ é a vida média do nêutron [17], e $f = 1,7152$ corresponde ao fator de espaço de fase do decaimento do nêutron [18] que inclui Coulomb, magnetismo fraco, recuo e correções radiativas externas. O erro teórico da seção de choque acima é menor do que 1% [19].

Como os experimentos de reatores são do tipo desaparecimento, a determinação precisa do espectro de antineutrinos e sua normalização absoluta é fundamental para a realização de suas medidas. Tendo em vista esta grande estatística de eventos de antineutrinos de reatores, Vogel e Engel [15] encontraram uma parametrização fenomenológica deste espectro que depende somente dos isótopos envolvidos dada por:

$$\left(\frac{dN_\nu}{dE_\nu} \right)_j = e^{a_{0j} + a_{1j} E_\nu + a_{2j} E_\nu^2}, \quad j = ^{235}\text{U}, ^{238}\text{U}, ^{239}\text{Pu}, ^{241}\text{Pu}, \quad (2.6)$$

	Início do Ciclo (%)	Final do Ciclo (%)	Valor Típico (%)	Energia por Fissão (MeV)
^{235}U	60,5	45,0	53,8	201,7
^{239}Pu	27,2	38,8	32,8	205,0
^{238}U	7,7	8,3	7,8	210,0
^{241}Pu	4,6	7,9	5,6	201,7

Tabela 2.2: A fração de fissões no começo e no final de cada ciclo e um valor típico extraídos da Ref. [19], e a energia por fissão [20] para os quatro isótopos fissíveis num reator nuclear.

onde os valores ajustados dos parâmetros a_{ij} são mostrados na Tabela 2.1. Este espectro é dado em unidades de $\bar{\nu}_e/(\text{MeV-fissão})$ e depende basicamente da potência térmica, da composição isotópica do combustível do reator. Portanto, dado este espectro, resta determinar quantas fissões de cada isótopo ocorreram. Para cada reator, isto dependerá de três fatores:

1. Da potência térmica do reator;
2. Da composição isotópica do reator;
3. Da quantidade de potência térmica emitida durante o fissionamento de um núcleo de um dado isótopo.

Assim que o reator começa a operar, a concentração de ^{235}U , diminui enquanto a de ^{238}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu aumentam. Ao invés de se levar em conta a evolução dos isótopos, pode-se assumir as frações típicas das fissões dos isótopos para os quatro materiais fissíveis de acordo com a Ref. [19] como mostra a Tabela 2.2.

Finalmente, notemos que a energia térmica associada ao fissionamento de cada núcleon, cujos valores relevantes encontram-se na Tabela 2.2, é conhecida [20]. Com estas informações, podemos determinar o espectro emitido por cada reator.

Assim, o espectro emitido pelo k -ésimo reator do experimento pode ser escrito como:

$$S(k, E_\nu) = \sum_j \left(\frac{dN_\nu}{dE_\nu} \right)_j \int \frac{W(k, t)}{f(j)\xi(j)} dt \quad j = ^{235}\text{U}, ^{238}\text{U}, ^{239}\text{Pu}, ^{241}\text{Pu}, \quad (2.7)$$

sendo $f(j)$ e $\xi(j)$ o valor típico da fração e a energia por fissão para cada j -ésimo isótopo, respectivamente mostrados na Tabela 2.2 e, $W(k, t)$ é a potência do k -ésimo reator.

Afim de se determinar o número de antineutrinos detectados, deve-se convoluir a seção de choque, $\sigma(E_\nu)$ dada pela Eq. (2.5), para a reação (2.1) com o espectro emitido por cada reator $S(k, E_\nu)$ dado pela Eq. (2.7). Na prática, estes eventos são medidos para cada intervalo de energia visível, cuja largura e o número de intervalos variam de acordo com cada experimento. Com isso, o número de antineutrinos teóricos no i -ésimo intervalo de energia se escreve como,

$$N_i^{\text{teo}} = \mathcal{N} \int dE_\nu \sigma(E_\nu) \sum_k \phi_k(E_\nu) P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \times \int_{E_i - \Delta E_i/2}^{E_i + \Delta E_i/2} dE \epsilon(E) R(E, E'), \quad (2.8)$$

com

$$\phi_k(E_\nu) = \frac{S(k, E_\nu)}{4\pi d_k^2}, \quad (2.9)$$

onde $\mathcal{N}$ é um fator de normalização que leva em conta o número de prótons, N_p , e o tempo de exposição do detector. Aqui, $\epsilon(E)$ corresponde a eficiência de detecção, E denota a energia visível, ΔE_i e $E_i - \Delta E_i/2 \leq E \leq E_i + \Delta E_i/2$ são a largura e a faixa de integração de cada intervalo, respectivamente. O termo $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ representa a probabilidade de permanência para uma dada hipótese de oscilação, d_k é a distância entre o k -ésimo reator e o detector, e $R(E, E')$ corresponde à função resposta ou resolução do detector que pode ser definida em boa aproximação como [21],

$$R(E, E') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}s} e^{-\frac{(E - E')^2}{2s^2}}, \quad (2.10)$$

onde s representa a resolução específica para cada experimento. Esta função resposta representa a probabilidade de um pósitron com uma energia real E' , seja reconstruído experimentalmente com uma dada energia observada E .

2.1.1 CHOOZ

CHOOZ [3] é um experimento de reator LBL que fornece o limite mais restritivo no canal de desaparecimento $\nu_e \rightarrow \nu_e$. A distância entre a fonte e o detector é de aproximadamente 1 km e a energia média do feixe de neutrinos em torno de 3 MeV, de forma que $\langle L/E \rangle \sim 300$ m/MeV. Este experimento tem uma composição quase pura de $\bar{\nu}_e$ (~ 100 %) e uma intensidade conhecida com incerteza menor que 2 %.

A usina nuclear CHOOZ contém dois reatores pressurizados por água cada um tendo uma potência térmica de 4,25 GW_{térmica} (1,45 GW de potência elétrica)

Figura 2.1: Esquema da localização do experimento CHOOZ indicando o “baseline” e o detector sob a rocha.

operando em condições operacionais máximas, que foi atingida em Maio de 1997 e em Agosto do mesmo ano. A tomada de dados pelo experimento foi de Abril de 1997 até Julho de 1998.

O detector está localizado num laboratório subterrâneo com uma profundidade equivalente a 300 m de água (EMA) que reduz o fluxo de múons cósmicos por um fator em torno de 300 para um valor de $0,4 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ e, situa-se a uma distância de 1115 m e 998 m de cada um dos dois reatores da usina, respectivamente, como pode ser visto na Fig. 2.1. Este encontra-se instalado num vasilhame cilíndrico de aço de 5,5 m de diâmetro por 5,5 m de profundidade rodeado por areia de baixa radioatividade e coberto por 14 cm de molde de ferro para proteger o detector da radioatividade natural da rocha, sendo constituído por três regiões concêntricas:

- um alvo central de 5 ton contido num vasilhame transparente preenchido com um cintilador dopado com 0,09% de gadolínio (região 1);
- uma região intermediária de 17 ton de 70 cm de espessura equipada com 192 fotomultiplicadoras (região 2). Esta região têm a finalidade de proteger

Parâmetro	Valor	Erro
Reator 1 - d (km)	1,1146	10^{-4}
Reator 2 - d (km)	0,9979	10^{-4}
N_p no cintilador dopado com Gd	$3,601 \times 10^{29}$	1,5%
N_p efetivo no alvo	$3,637 \times 10^{29}$	1,5%
Seção de choque por fissão (cm^2)	$6,327 \times 10^{-43}$	2,7%
Eficiência Global (ϵ)	0,698	1,1%

Tabela 2.3: *Parâmetros de normalização e erros a partir da Ref. [3].*

o alvo da radiação das fotomultiplicadoras e conter os raios γ da captura do nêutron;

- uma região externa de 90 ton com 80 cm de espessura isolada óticamente dos múons de raios cósmicos contendo dois anéis de 24 fotomultiplicadoras (região 3).

Gadolínio foi escolhido devido a sua grande seção de choque de captura do nêutron e pela emissão de raios γ de alta energia (~ 8 MeV, bem acima da radioatividade natural). Conforme já discutimos, a detecção é baseada no sinal do pósitron gerado pela reação (2.1) e no sinal associado com a emissão de raios γ após a reação de captura do nêutron:

$$n + \text{Gd} \rightarrow \text{Gd}^* \rightarrow \text{Gd} + \sum_i \gamma_i. \quad (2.11)$$

O experimento CHOOZ mediu o espectro de pósitrons e o número de eventos de ruído sendo que esta última medida foi efetuada quando os reatores estavam desligados. Após a subtração do ruído, o espectro medido pode ser comparado com o espectro de pósitrons esperado teoricamente usando todas as informações referentes ao experimento mostradas na Tabela 2.3.

Com isso, a colaboração CHOOZ [3] determinou a razão média sobre o espectro de energia entre o espectro de pósitrons medido sobre o esperado teoricamente R :

$$R = \frac{N^{\text{obs}} - N^{\text{ruído}}}{N^{\text{teo}}}, \quad (2.12)$$

onde N^{teo} é o número de eventos teóricos total de neutrinos na ausência de conversão de sabor, que pode ser calculado a partir da Eq. (2.8) fazendo $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1$.

Período	1	2	3
Início da tomada de dados	7/4/97	30/7/97	12/1/98
Tempo de operação (h)	1831,3	2938,8	3268,4
Tempo do reator deslizado (h)	38,9	539,5	2737,2
$\int W dt$ (GWh)	7798	10636	2838
$N^{\text{ruído}}$ (contagens/dia)	$1,25 \pm 0,6$	$1,22 \pm 0,21$	$2,2 \pm 0,14$
$\bar{X}$ (contagens/(dia $\cdot$ GW $^{-1}$))	$2,60 \pm 0,17$	$2,60 \pm 0,09$	$2,51 \pm 0,17$
N^{obs} (contagens/dia)	$24,8 \pm 1,6$	$24,8 \pm 0,9$	$24,0 \pm 1,6$

Tabela 2.4: *Sumário dos resultados obtidos pelo experimento CHOOZ para os três períodos de tomada de dados a partir da Ref. [3].*

No caso específico de CHOOZ, o espectro de energia dos pósitrons é calculado somando-se sobre os 15 intervalos de energia, explicitamente, temos,

$$N^{\text{teo}} = \sum_{i=1}^{15} N_i^{\text{teo}}, \quad (2.13)$$

sendo $\Delta E_i = 0,4$ MeV a largura do intervalo e $1,2 \text{ MeV} \leq E \leq 6,8 \text{ MeV}$ é a faixa de energia visível. Usando estes valores bem como a distância d_k dos dois reatores, o número de prótons, a eficiência e resolução do detector que encontram-se na Tabela 2.3, pode-se calcular N_i^{teo} para CHOOZ substituindo estes valores nas Eqs. (2.8) e (2.9).

Na Tabela 2.4, encontra-se um sumário dos resultados obtidos pelo experimento CHOOZ, em particular, $\bar{X}$ que representa o número de pósitrons detectados por unidade potência e tempo para os dois reatores, o número de eventos de antineutrinos N^{obs} e de ruído $N^{\text{ruído}}$ observados por dia.

O valor de R obtido pela colaboração CHOOZ [3] foi o seguinte:

$$R = 1,01 \pm 2,8 \% (\text{est}) \pm 2,7 \% (\text{sist}), \quad (2.14)$$

onde $\text{est} \equiv$ incerteza estatística e $\text{sist} \equiv$ incerteza sistemática.

2.1.2 KamLAND

KamLAND [13] é um experimento de reator que pesquisa a oscilação de $\bar{\nu}_e$ através de 16 usinas nucleares no Japão e 4 na Coréia do Sul, com um total de 69 reatores nucleares. Estas usinas fornecem um fluxo total de $\bar{\nu}_e$ de $1,34 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (para $E_\nu > 1,8 \text{ MeV}$) na mina de Kamioka onde se encontra o detector KamLAND.

Figura 2.2: Representação esquemática do detector KamLAND mostrando um corte do balão central, revestido por uma região contendo óleo parafínico contida numa esfera de aço inoxidável e um detector externo preenchido por água. As cerca de 2.000 fotomultiplicadoras do detector estão mostradas no interior da esfera.

Em sua maioria, os reatores estão localizados em distâncias que variam de 80 km à 344 km do detector, fazendo com que KamLAND possa investigar a solução de oscilação LMA-MSW para o problema do neutrino solar [22].

O detector KamLAND (veja esquema na Fig. 2.2), que se encontra a 1.000 m abaixo da terra (equivalente a 2.700 m de água), consiste de três partes: (i) O balão central que contém ~ 1.000 ton de líquido cintilador; (ii) um de balão de fibra têxtil sintética transparente que contém este líquido cintilador e é estabilizado por um sistema de cabos no topo e abaixo do detector; (iii) fora do balão, e também atuando como um suporte, há uma mistura de óleos parafínicos que estão contidos num tanque de aço inoxidável de 18 m de diâmetro e age como uma região de amortecimento, protegendo o volume do balão de raios γ emitidos pelos tubos das fotomultiplicadoras situados na parede interna do vasilhame. Estas fotomultiplicadoras foram colocadas para detectar as interações dos antineutrinos no interior do balão. O volume dentro da esfera de aço inoxidável é denominado “*detector interno*” (DI). O DI é rodeado por um detector Čerenkov de água de 3,2 kton com fotomultiplicadoras formando o “*detector externo*” (DE). Este DE absorve os raios γ e nêutrons oriundos das paredes das rochas e fornece uma identificação para os múons de raios cósmicos.

Neste experimento, os antineutrinos do elétron são detectados via o decaimento

β inverso dado pela Eq. (2.1), que como já foi discutido anteriormente, fornece uma seção de choque relativamente alta ($\sim 6 \times 10^{-43}$ cm²/fissão), baixo limiar (1,8 MeV) e um traço de eventos correlacionados. O alvo de 1.000 ton proporciona um grande número de prótons e permite uma medida calorimétrica conveniente da energia do pósitron juntamente com a possibilidade de detectar as reação de captura do nêutron $n + p \rightarrow d + \gamma$ (o tempo de captura do nêutron é $188 \pm 23 \mu\text{s}$). Antineutrinos do ^{238}U e ^{232}Th na Terra, os “geoneutrinos”, $\bar{\nu}_{\text{geo}}$ podem produzir eventos com $E_{\text{limiar}} < 2,49$ MeV. Afim de se evitar a presença principalmente destes ruídos, é aplicado um corte de $E_{\text{limiar}} > 2,6$ MeV.

O número de eventos teóricos de antineutrinos na ausência de oscilação para KamLAND [4] pode ser calculado de forma análoga ao caso de CHOOZ usando a Eq. (2.13). Neste caso, a faixa de energia visível é $2,6 \text{ MeV} \leq E \leq 8,1 \text{ MeV}$ contendo 13 intervalos de energia cuja largura de cada intervalo corresponde a $\Delta E_i = 0,425 \text{ MeV}$. O fator de normalização $\mathcal{N}$ da Eq. (2.8), neste caso, corresponde a um volume fiducial 408 ton e 145,1 dias de operação do experimento fornecendo 162 ton-ano de dados de antineutrinos. A resolução e a eficiência do detector são $7,5\%/\sqrt{E(\text{MeV})}$ e $78,3 \pm 1,6\%$, respectivamente. As outras características relevantes dos reatores estão listadas na Tabela 2.5 ou podem ser obtidas na Ref. [23]. Com isso, obtem-se o número eventos teóricos totais como $N^{\text{teo}} = \sum_{i=1}^{13} N_i^{\text{teo}}$.

Durante os 145,1 dias de tomada de dados, com 162 ton-ano de exposição, a colaboração KamLAND [4] mediu 54 eventos, quando o número de eventos esperados, no caso de não oscilação era $N^{\text{teo}} = 86,8 \pm 5,6$. Por sua vez, o número de eventos de ruído estimado foi $N^{\text{ruído}} = 0,95 \pm 0,99$. Assim, a razão entre os eventos de $\bar{\nu}_e$ observados e esperados obtida por KamLAND foi a seguinte:

$$R = \frac{N^{\text{obs}} - N^{\text{ruído}}}{N^{\text{teo}}} = 0,611 \pm 0,085 (\text{est}) \pm 0,041 (\text{sist}). \quad (2.15)$$

2.2 Experimentos de Neutrinos em Aceleradores

Os feixes de neutrinos em aceleradores são tipicamente produzidos pelas interações hadrônicas de alta energia num alvo fixo para produzir mésons secundários, em particular, $\pi^\pm$ e $K^\pm$. Estes mésons podem ser capturados e focalizados através de ímãs, onde os mésons decaem e criam um feixe de neutrinos consistindo predominantemente de ν_μ via reações abaixo:

$$\begin{aligned} p + \text{Alvo} &\rightarrow \pi^\pm(K^\pm) + \dots \\ \pi^\pm(K^\pm) &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \\ \mu^\pm &\rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu). \end{aligned} \quad (2.16)$$

Local dos Reatores	Distância (km)	Potência Térmica Max. (GW _{térmica})
Kashiwazaki	160	24,6
Ohi	180	13,7
Takahama	191	10,2
Hamaoka	213	10,6
Tsuruga	139	4,5
Shiga	81	1,6
Mihama	145	4,9
Fukushima-1	344	14,2
Fukushima-2	344	13,2
Tokai-II	295	3,3
Shimane	414	3,8
Ikata	561	6,0
Genkai	755	6,7
Onagawa	430	4,1
Tomari	784	3,3
Sendai	824	5,3

Tabela 2.5: *Parâmetros dos reatores obtido da Ref. [24].*

A eficiência deste processo varia de acordo com o tipo de focalização utilizado e com a energia do feixe primário, e com isso temos uma taxa de neutrinos por hádron incidente que varia de 10^{-5} à 10^{-2} . Devido ao fato dos neutrinos não poderem ser focalizados subsequentemente, a grandes distâncias L a partir do ponto de produção o fluxo de neutrinos varia com L^{-2} . Como já mencionamos anteriormente, existem dois tipos de experimentos de aceleradores: “*Short BaseLine*” (SBL) e LBL. Enquanto nos experimentos SBL seus detectores estão localizados tão próximo quanto possível do ponto de produção para maximizar a estatística, em experimentos LBL os detectores localizam-se em L grande o suficiente para ajustar a sensibilidade L/E_ν para a faixa desejada. As energias dos feixes de neutrinos dos experimentos variam de poucos GeV à poucas centenas de GeV. A detecção é feita através das reações de CC:

$$\nu_\ell + N \rightarrow \ell + X \quad (\ell = e, \mu, \tau), \quad (2.17)$$

onde N é um núcleon e X é um estado hadrônico final. Tais experimentos requerem um detector que seja capaz de registrar os léptons carregados (e, μ, τ) no estado final. Em sua maioria, os experimentos de aceleradores são do tipo de aparecimento operando nos canais $\nu_\mu \rightarrow \nu_\ell$ e $\nu_e \rightarrow \nu_\ell$.

2.2.1 CCFR

CCFR ² [5], situado no Fermilab, é o experimento de aparecimento de neutrinos que fornece os limites mais restritivos nos três diferentes canais de oscilação: (1) $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, (2) $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e (3) $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$. A distância entre a fonte e detector é de 1,4 km da qual 0,5 km é a região de decaimento.

O detector CCFR consiste de um calorímetro de 18 m de comprimento e massa fiducial de 690 ton com uma densidade média de 4,2 g/cm³, seguido por um espectrômetro toroidal de ferro. O alvo consiste de 168 placas de aço, cada uma com 3 m × 3 m × 5,15 cm, equipada com contadores de líquido cintilador localizados a cada duas placas e câmeras de arrasto espaçadas a cada quatro placas. A separação entre os contadores de cintilação corresponde a 6 comprimentos de radiação, e a razão entre a resposta eletromagnética e hadrônica do calorímetro é de 1,05. O feixe de neutrinos neste aparato é composto de 97,7% ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) e 2,3% ($\nu_e + \bar{\nu}_e$) com um índice de ν_τ menor que 10⁻⁵, cujo espectro de energia resultante é mostrado na Fig. 2.3. Este feixe é criado pelos decaimentos de píons e káons carregados produzidos quando prótons de 800 GeV colidem num alvo de produção. A componente $\nu_e^{(-)}$ do feixe (2,3%) é produzida principalmente pelo decaimento de $K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu_e^{(-)}$ ocorrendo na região de decaimento, logo após o alvo de produção.

As interações dos neutrinos observadas no detector são divididas em três classes dependendo do tipo de neutrino e da interação incidente:

- (a) - $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X$ (eventos de CC de ν_μ);
- (b) - $\nu_e (\nu_\mu) + N \rightarrow \nu_e (\nu_\mu) + X$ (eventos de CN de $\nu_e (\nu_\mu)$);
- (c) - $\nu_e + N \rightarrow e + X$ (eventos de CC de ν_e).

A maior parte dos eventos observados no detector (97,7%) são produzidos por interações do neutrino do múon. Os eventos de CC de ν_μ podem ser identificados pela presença de um múon no estado final que atravessa o chuveiro hadrônico, depositando a energia característica de uma partícula ionizante mínima num grande número de contadores de cintilação consecutivos. Por outro lado, os eventos de CC do ν_e depositam energia nuns poucos contadores abaixo do vértice de interação, sendo tipicamente muito menores que as dos chuveiros hadrônicos. A separação dos eventos de CN de $\nu_e (\nu_\mu)$ daqueles de CC de ν_e é realizada usando a diferença no tipo de deposição de energia no interior da região do chuveiro; os eventos de CC

²A sigla CCFR provem das instituições que fundaram o experimento: California Institute of Technology, Columbia University, Fermilab, University of Rochester e Rockefeller University.

Figura 2.3: Espectro da energia do neutrino para ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_e , e $\bar{\nu}_e$ no detector CCFR a partir da Ref. [5].

de ν_e têm uma fração muito maior de sua energia depositada perto do vértice do chuveiro.

De acordo com a Ref. [5], a obtenção dos eventos de ν_e do experimento é baseada nos perfis do chuveiro no calorímetro alvo. Com isso, as quantidades experimentais mais importantes são o comprimento, a energia visível e o perfil de deposição da energia do chuveiro. Cada comprimento é determinado pelo número de contadores de cintilação medidos a partir do vértice do evento até o último contador com a maior altura de pulso de ionização mínima. A energia visível no calorímetro, E_{vis} é obtida pela soma da energia depositada nos contadores de cintilação a partir do vértice de interação até cinco contadores depois do final do chuveiro. O perfil de deposição da energia do chuveiro é caracterizado pela razão da soma das energias depositadas nos três primeiros contadores de cintilação pela energia visível total. Com isso, a colaboração CCFR [5] definiu,

$$\eta_3 = 1 - \frac{E_1 + E_2 + E_3}{E_{\text{vis}}}, \quad (2.18)$$

onde E_i é a energia depositada no i -ésimo contador após o vértice de interação.

O comprimento do evento é determinado pelo final do chuveiro hadrônico para eventos de CN de ν_μ e de CC de ν_e , mas é determinado também pelo traço do múon para a maioria dos eventos de CC de ν_μ . Para isolar os eventos sem traço de múon, a colaboração CCFR [5] parametrizou o comprimento do evento, L_{CN} , como uma

função da energia para a qual 99% dos chuveiros hadrônicos estão contidos como,

$$L_{CN} = 4,0 + 3,81 \times \log(E_{vis}). \quad (2.19)$$

Eventos que depositam energia num intervalo menor do que L_{CN} nos contadores são classificados como *curtos*, caso contrário são do tipo *longos*. As amostras de eventos *longos* consistem quase exclusivamente de eventos da categoria (a), enquanto as amostras *curtas* são uma mistura de eventos de (b), (c) e (a) com uma energia do múon baixa. Os eventos são selecionados basicamente de acordo com sua energia depositada no calorímetro alvo ($E_{vis} > 30$ GeV e pela localização do vértice do evento). Após feitos estes cortes de seleção, a colaboração CCFR [5] obteve uma amostra resultante consistindo de 632.338 e 291.354 eventos *longos* e *curtos* respectivamente.

Para comparar diretamente os eventos *longos* e *curtos*, um traço de múon foi adicionado aos eventos *curtos* para compensar a ausência de um múon a partir dos dados nos eventos de CN. A fração, f , de eventos de CC de ν_μ com uma energia de múon baixa contida na amostra *curta* (que agora contém dois traços de múons) foi de aproximadamente 20%, determinada a partir de simulação de Monte Carlo. Uma amostra simulada destes eventos foi obtida escolhendo um evento *longo* com a distribuição de energia apropriada a partir dos dados e combinando estes com o segundo traço de múon *curto*. O comprimento do traço *curto* e sua distribuição angular foram obtidos a partir de uma amostra de Monte Carlo dos eventos de CC de ν_μ .

Um procedimento análogo foi realizado para uma amostra de CC de ν_e com a adição de um traço de múon afim de se obter a distribuição de energia de ν_e e a fração de energia transferida para eventos de CC de ν_e . Pelo fato dos chuveiros hadrônicos na amostra de dados *longos* já ter um traço de múon, os eventos de CC de ν_e podem ser comparados diretamente com os *curtos* e *longos*.

As distribuições de η_3 *curto* e *longo* são corrigidas pela subtração da contaminação devido aos eventos de raios cósmicos. O ruído de raios cósmicos foi estimado a partir de uma amostra de eventos coletadas com o feixe desligado usando um procedimento idêntico ao usado para os registros dos dados. Adicionalmente a distribuição de η_3 para eventos *curtos* de CC de ν_μ , normalizados pela fração prevista f , foi subtraída da amostra de eventos *curtos*.

A colaboração CCFR [5] determinou o número de eventos de CC de ν_e para cada um dos 15 intervalos de energia visível (E_{vis}), na faixa $30 \text{ GeV} \leq E_{vis} \leq 600 \text{ GeV}$, através do ajuste da distribuição de η_3 observada para amostra de eventos *curtos* por uma combinação linear das distribuições de η_3 *longo* de CC de ν_e :

$$\eta_3(\text{curto}) = \alpha \eta_3(\text{longo}) + \beta \eta_3(\text{CC de } \nu_e). \quad (2.20)$$

Figura 2.4: Número de ν_e em função da energia visível a partir da Ref.[5]. A faixa preenchida mostra a previsão de Monte Carlo na ausência de oscilação. A curvas tracejada (pontilhada) correspondende ao efeito das oscilações de neutrinos para $\sin^2 2\theta = 1$ com $\Delta m^2 = 150 \text{ eV}^2$ ($\Delta m^2 = 10.000 \text{ eV}^2$).

Os números de eventos de CC de ν_e medidos para cada intervalo de energia comparado com o fluxo previsto teoricamente através de simulação de Monte Carlo [25], que serão necessários para estudar as oscilações de ν_e , é mostrado na Fig. 2.4. O déficit de ν_e no fluxo pode ser interpretado como oscilações $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, ou $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$.

No caso de oscilações no canal $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$, alguma fração f_e de interações de CC de ν_τ deve ser observada na amostra de dados de ν_e . Estes eventos tipo CC de ν_e resultam de interações de ν_τ nas quais uma grande fração da energia depositada pelo estado final τ^- é eletromagnética. Esta fração foi determinada através da simulação das interações de CC de ν_τ no detector e pelo ajuste da amostra simulada por uma combinação linear de eventos gerados de CC de ν_e e de CN de ν_e (ν_μ) puro [5]. A fração de eventos tipo CC de ν_e pelos eventos de ν_τ de CC resultante foi de 18%.

O efeito das oscilações $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ no espectro de ν_e foi determinado pela colaboração CCFR [5] simulando o feixe de neutrinos para identificar o ponto de criação de ν_e ao longo do túnel de decaimento fornecendo uma probabilidade de sobrevivência para cada ν_e como $(1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau))$. O fluxo de ν_e previsto foi normalizado com o fluxo de CC observado de neutrino do múon no detector. Eles incluíram também no número de interações de CC de ν_τ que apareceriam na amostra de ν_e no detector. A

probabilidade da observação de uma interação de CC de ν_τ nos dados foi calculada a partir do fluxo normalizado previsto de ν_e multiplicado pela probabilidade de criação de ν_τ , $P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau)$, e a fração tipo CC de ν_e , f_e .

Por sua vez, no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, o espectro de ν_e depende da probabilidade de criação de ν_τ a partir de ν_μ , $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$. O efeito de aparecimento é calculado multiplicando $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ pela fração tipo CC de ν_e , f_e e ponderando pelo fator de supressão da seção de choque de CC de ν_τ .

Finalmente, $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$, o efeito das oscilações no espectro de ν_e depende da probabilidade de criação de ν_μ a partir de ν_e , $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$, multiplicada pela razão entre os fluxos de ν_μ e ν_e .

Desta forma, os efeitos da mistura de neutrinos no fluxo de ν_e observado pode ser calculado a partir da previsão teórica para o fluxo de ν_e no i -ésimo intervalo de energia,

$$N_i^{\text{teo}}|_\alpha = N^{\text{esperado}} \{ [P(\nu_e \rightarrow \nu_e) + \delta_{\alpha 3} P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau) m(E_\nu)] + R(E_\nu) [\delta_{\alpha 2} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + \delta_{\alpha 1} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) m(E_\nu)] \}, \quad (2.21)$$

para uma certa hipótese de oscilação onde $\alpha = 1, 2, 3$ denota os canais (1) $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, (2) $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e (3) $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$, respectivamente. N^{esperado} corresponde ao fluxo de ν_e esperado sem oscilação obtido através de simulações de Monte Carlo como pode ser visto na Fig. 2.4. O termo $R(E_\nu)$ representa a razão entre os fluxos de ν_μ e ν_e ,

$$R(E_\nu) = \frac{d\phi_{\nu_\mu}/dE_\nu}{d\phi_{\nu_e}/dE_\nu}, \quad (2.22)$$

cujos fluxos individuais respectivos podem ser obtidos a partir da Ref. [5] e são mostrados na Fig. 2.3. O fator $m(E_\nu)$ é a probabilidade de ν_τ ser identificado como ν_e (18%) multiplicado pela razão entre as seções de choque da corrente carregada de ν_τ por ν_e ,

$$m(E_\nu) = 0,18 \frac{\sigma_{\nu_\tau}^{\text{cc}}(E_\nu)}{\sigma_{\nu_e}^{\text{cc}}(E_\nu)}, \quad (2.23)$$

estas seções de choque foram obtidas a partir da Ref. [26].

De fato, o observável que nos interessa é $\langle N_i^{\text{teo}}|_\alpha \rangle$, obtido da seguinte forma

$$\langle N_i^{\text{teo}}|_\alpha \rangle = \frac{\int dL \int_{E_i - \Delta E_i/2}^{E_i + \Delta E_i/2} dE_\nu N_i^{\text{teo}}|_\alpha}{\Delta L \Delta E_i}, \quad (2.24)$$

onde ΔL é o comprimento do túnel de decaimento e ΔE_i é a largura do i -ésimo intervalo de energia. Aqui, efetuamos a média sobre o comprimento de propagação

do neutrino sobre o túnel de decaimento; e a média da energia do neutrino no i -ésimo intervalo a largura do intervalo.

Logo, a partir da Eq. (2.24) pode-se calcular $\langle N_i^{\text{teo}} |_{\alpha} \rangle$ para qualquer canal de oscilação, por exemplo, no caso de duas gerações no modo $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$, $P(\nu_e \rightarrow \nu_{\tau}) = P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}) = 0$ e $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e)$. Para os outros modos de oscilação, o procedimento é análogo ao que foi descrito acima.

2.2.2 E776

O experimento E776 [6] situado no “*Brookhaven National Laboratory*” (BNL) pesquisa as oscilações $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_e$), observando o aparecimento de ν_e ($\bar{\nu}_e$) a 1 km de distância da fonte de um feixe de ν_{μ} ($\bar{\nu}_{\mu}$) de banda larga com energia média de 1,4 GeV.

O ímã do feixe de neutrinos permite ajustar tanto polaridades positivas quanto negativas durante a tomada de dados para produzir feixes compostos basicamente de ν_{μ} ou $\bar{\nu}_{\mu}$. O detector consiste de um calorímetro eletromagnético com grande massa fiducial (230 ton) e um espectrômetro de múons localizado a uma distância $L = 1$ km a partir do alvo de prótons. O calorímetro é composto de 90 placas de tubos de arrasto proporcionais (TAP) intercalados com um absorvedor de concreto de 2,53 cm de espessura. Cada placa de TAP juntamente com o absorvedor corresponde a 0,3 comprimento de radiação e 0,08 comprimento de interação nuclear. A resolução média da energia do múon é de 15% e a do chuveiro de elétrons é de $20\%/\sqrt{E}$.

Os dois principais ruídos deste experimento são a contaminação de ν_e ($\bar{\nu}_e$) no feixe de ν_{μ} ($\bar{\nu}_{\mu}$) e os π^0 's a partir das interações de ν_{μ} , erroneamente identificados como elétrons no detector. O fluxo de neutrinos esperado no feixe de banda larga usado neste experimento foi calculado pela colaboração E776 [6] usando simulação de Monte Carlo. As principais fontes de ν_{μ} ($\bar{\nu}_{\mu}$) são π^+ e K^+ (π^- e K^-) para o ímã na polaridade positiva (negativa). Nesta subseção, fica implícita a informação que o conteúdo fora (dentro) do parêntesis indica que o experimento está operando com polaridade positiva (negativa).

As contribuições dominantes para o ruído de ν_e ($\bar{\nu}_e$) são originadas a partir de K^+ , μ^+ , K_L (K^- , μ^- , K_L). O fluxo integrado da razão ν_e/ν_{μ} ($\bar{\nu}_e/\bar{\nu}_{\mu}$) obtido pelo experimento E776 [6] foi de $6,8 \times 10^{-3}$ ($6,3 \times 10^{-3}$) com uma imprecisão de 10% devido às incertezas nos modelos de produção de káons considerados. De acordo com a amostra analisada na Ref. [6], o experimento CCFR coletou um total de $1,43 \times 10^{19}$ ($1,55 \times 10^{19}$) prótons no alvo (POT). Os dados foram processados onde os aglomerados de colisões foram identificados como múons e candidatos a chuveiro.

Com o intuito de determinar o número de eventos de esperados de $\bar{\nu}_e$ (ν_e) bem como da determinação do ruído intrínseco do feixe de $\bar{\nu}_e$ (ν_e) e de π^0 , a Ref. [6]

Figura 2.5: *Espectro de energia de ν_μ medido obtido a partir da Ref. [6] para os dois casos: (a) polaridade positiva; (b) polaridade negativa. A linha contínua corresponde a previsão de Monte Carlo do espectro.*

estudou o espectro de energia de banda larga e mediu o fluxo de ν_μ para a normalização dos dados de ν_e . Para isto, foram aplicados vários tipos de cortes com o intuito de obter uma amostra de candidatos de eventos quase-elásticos que permitiu reconstruir com precisão o espectro de energia final de ν_μ através da energia e do ângulo do múon, entre os quais, podemos destacar: (1) o vértice do evento deve estar no interior no volume fiducial; (2) o traço primário deve estar contido no detector ou passar através do espectômetro de múons, permitindo uma medida da energia/momento do múon; (3) o traço primário não deve ter mais do que três comprimentos de interação (35 placas), para rejeitar hádrons; (4) o ângulo do traço primário com relação a direção do neutrino incidente deve satisfazer a condição $\cos \theta \leq 0,8$. A contaminação de raios cósmicos calculada usando os eventos de ruído foi desprezível. Após feitos estes cortes, a amostra final foi de 6.676 (3.065). A simulação de Monte Carlo para o espectro e os dados obtidos pela colaboração E776 [6] são totalmente compatíveis não requerendo normalização como pode ser visto na Fig. 2.5. Para ambos os espectros, 90% dos dados estão acima de 1 GeV com um pico em torno de 1,4 GeV.

Para procurar eventos de ν_e , foram efetuados cortes idênticos aos que foram realizados na análise dos múons com as seguintes exceções: (1) o aglomerado primário deve estar contido no calorímetro do elétron desde que o espectrômetro toroidal não é usado para medida de chuviscos eletromagnéticos; (2) o comprimento do aglome-

rado deve ser maior do que cinco placas. Após estes cortes terem sido aplicados 2.303 (733) eventos permanecem na amostra.

Chuveiros eletromagnéticos são caracterizados no detector do experimento E776 por um núcleo denso, bem colimado com um tipo de colisão descontínua devido a troca de energia entre os fótons e elétrons. A energia do chuveiro foi medida usando a área de pulso encontrada nos TAP's. De acordo com a Ref. [6], foram utilizados critérios de corte para identificação dos chuveiros eletromagnéticos afim de selecionar chuveiros bem colimados e rejeitar grandes aglomerados hadrônicos formados pela sobreposição de vários píons dos eventos de multi-píons. Finalmente, de acordo com a Ref. [6], introduz-se um corte que reduz a contaminação pela amostra do chuveiro eletromagnético a partir de interações hadrônicas secundárias ou traços sobrepostos, utilizando o fato que chuveiros eletromagnéticos depositam sua energia de forma descontínua perto do eixo longitudinal. Especificamente, deve haver uma diferença de no mínimo 1 placa no aglomerado e que mais de 80% da energia seja depositada no interior de um TAP a partir do eixo longitudinal do aglomerado.

Em energias acima de 1 GeV, onde o experimento é sensível ao sinal de oscilação, estes cortes são 99% eficientes na rejeição de píons carregados no feixe simulado, enquanto 85 % dos elétrons permanecem no feixe teste de elétrons. Após a aplicação destes cortes, 220 (76) eventos permanecem na amostra do chuveiro eletromagnético.

A amostra do chuveiro consiste de eventos de elétrons e uma contribuição significativa de eventos com um π^0 no estado final. A separação dos π^0 's a partir do chuveiro de elétrons é possível devido as diferenças nos seus respectivos perfis de chuveiros; em geral, chuveiros induzidos por π^0 são mais largos e exibem uma assimetria muito maior que a dos chuveiros de elétrons. Com base nisto, a Ref. [6], estabeleceu um critério usando o perfil do chuveiro (como função da energia) para separar a amostra em chuveiros induzidos por elétrons e por π^0 . Cálculos de Monte Carlo indicaram que 70% dos chuveiros induzidos por π^0 estão acima de 1 GeV; os 30% restantes são principalmente decaimentos assimétricos de π^0 's. Estudos usando dados teste de 1 GeV e 2 GeV mostraram que 80% dos elétrons são corretamente identificados. Neste ponto, 136 (47) eventos permanecem na amostra de elétrons.

De acordo com o método utilizado pela Ref. [6], o ruído de π^0 foi calculado usando eventos identificados como π^0 's nos dados ($N_{\pi^0 \rightarrow "e"}$) e a expressão,

$$N_{\pi^0 \rightarrow "e"} = N_{\pi^0 \rightarrow "e"} R(E), \quad (2.25)$$

onde

$$R(E) = \frac{N_{\pi^0 \rightarrow "e"}}{N_{\pi^0 \rightarrow "e"}}. \quad (2.26)$$

A razão $R(E)$, calculada como uma função da energia usando eventos de Monte Carlo, é a probabilidade que um π^0 seja erroneamente identificado como um elétron,

dividido pela probabilidade que um π^0 seja corretamente identificado como π^0 . O valor de $N_{\pi^0 \rightarrow "e"}$ é o número calculado de π^0 's identificados como elétrons.

O ruído de π^0 fornecido por este método foi de 94 (41) eventos totais como 28 (7) acima de 1 GeV. A incerteza global no ruído de π^0 , que inclui o erro sistemático no cálculo de $R(E)$ e erros estatísticos oriundos dos eventos da amostra de π^0 identificada, foi de 36% (42%) abaixo de 1 GeV e 27% (39%) acima de 1 GeV.

De acordo com a Ref. [6], o ruído de ν_e foi estimado utilizando o cálculo de Monte Carlo descrito anteriormente. Com o uso de simulações de Monte Carlo para o detector afim de obter as aceitações, eles obtiveram que o ruído previsto na amostra é de 32,0 (7,7) eventos para ν_e e 3,5 (12,2) eventos para $\bar{\nu}_e$. As Figs. 2.6(a) e 2.6(c) mostram o espectro de energia para o ruído de ν_e e $\bar{\nu}_e$ juntamente com o ruído de π^0 para polaridade positiva e negativa, respectivamente. A razão entre as aceitações para eventos quase-elásticos de ν_e ($\bar{\nu}_e$) por ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) obtida foi de 0,8 (0,8). Desde que os fluxos de ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ são medidos, os erros sistemáticos associados com a normalização global do espectro do feixe não entram. O erro sistemático no ruído do feixe de ν_e foi de 11% que inclui os efeitos de 10% de erro sistemático do feixe, um erro estatístico de aproximadamente 1% no cálculo do ruído de ν_e , e 3% de erro sistemático de erro no cálculo da aceitação. O espalhamento elástico do neutrino contribui com um adicional de 1,2 (0,6) eventos para o ruído de elétron.

Na Fig. 2.6, tem-se o espectro final para amostras de elétrons com polaridade positiva (b) e negativa (d) com os ruídos esperados sobrepostos. Desde que os dados são consistentes com o ruído esperado, de acordo com a Ref. [6], não há excesso de eventos do neutrino do elétron, e conseqüentemente, nenhum sinal de oscilação $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ foi encontrado. A amostra final com polaridade positiva contém 136 eventos com um ruído esperado de 131 ± 12 (stat) ± 20 (stat do ruído) ± 19 (sist). Acima de 1 GeV, onde o experimento é mais sensível ao sinal de oscilação, existem 56 eventos de elétrons nos dados, com um ruído esperado de 62 ± 8 (stat) ± 5 (stat do ruído) ± 7 (sist). Por sua vez, a amostra final com polaridade negativa contém 47 eventos consistente com o ruído esperado de 62 ± 8 (stat) ± 13 (stat do ruído) ± 9 (sist). Acima de 1 GeV, existem 19 eventos de elétrons nos dados com um ruído esperado de 25 ± 5 (stat) ± 3 (stat do ruído) ± 3 (sist).

Com isso, pode-se calcular o número de eventos teóricos de ν_e ($\bar{\nu}_e$) para o experimento E776. Este número é calculado para cada um dos intervalos de energia na faixa $0 \text{ GeV} \leq E \leq 10 \text{ GeV}$, cuja largura do intervalo é 0,5 GeV. Assim, o número teórico de eventos de ν_e ($\bar{\nu}_e$) no i -ésimo intervalo, N_i^{teo} , é dado por:

$$N_i^{\text{teo}} = \int_{E_i - \Delta E_i/2}^{E_i + \Delta E_i/2} N_{\nu_\mu}^{(-)}(E_\nu) P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \left(\frac{\sigma_{\nu_e}^{(-)}}{\sigma_{\nu_\mu}^{(-)}} \right) dE_\nu, \quad (2.27)$$

Figura 2.6: As contribuições de ruído a partir de eventos de π^0 induzidos por ν_μ (linha tracejada) e do feixe de ν_e mais $\bar{\nu}_e$ (linha contínua) são mostradas em (a) e (c). Em (b) e (d), o espectro de energia do elétron medido para eventos de ν_e onde a linha contínua representa a soma dos ruídos a partir da Ref. [6].

onde a $\Delta E_i = 0,5$ GeV, N_{ν_μ} ($\bar{N}_{\nu_\mu}$) é o espectro de ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) medido experimentalmente, mostrado na Fig. 2.5. As seções de choque de CC de ν_e ($\bar{\nu}_e$), $\sigma_{\nu_e}^{cc(-)}$, e de ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$), $\sigma_{\nu_\mu}^{cc(-)}$ podem ser obtidas a partir da Ref. [26].

2.2.3 CHORUS

CHORUS ("Cern Hybrid Oscillation Research apparatus") [7, 27, 28, 29], situado no CERN, é um experimento de oscilação que pesquisa o aparecimento de ν_τ , a partir de um feixe consistindo predominantemente de ν_μ , nos canais $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ e $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$. O objetivo é detectar ν_τ através da observação de τ^- produzido numa interação de CC e seu subsequente vértice de decaimento numa emulsão nuclear ativa como mostra a Fig. 2.7. A energia média de ν_μ é 27 GeV e a distância média percorrida do alvo até CHORUS é de aproximadamente 0,6 km.

O feixe de neutrinos é produzido por prótons de 450 GeV que colidem com um alvo de berílio. O feixe secundário, formado principalmente por píons e káons, é focalizado (positivo) ou desfocalizado (negativo) por toróides magnéticos. As partículas focalizadas, são na maioria π^+ decaem num túnel de 300 m em ν_μ . A composição do feixe de neutrinos é mostrada na Tabela 2.6. O conteúdo de ν_τ

Figura 2.7: Configuração esperada de uma interação de CC de ν_τ típica na emulsão CHORUS.

genuíno no feixe, mesmo em nível de árvore, é estimado ser desprezível, com uma razão de $3,3 \times 10^{-6}$ interações de CC de ν_τ por ν_μ [28], bem abaixo do limite de sensibilidade do experimento.

O experimento CHORUS combina emulsão fotográfica e detectores eletrônicos para observar ν_τ no feixe de neutrino pela produção via CC de um τ^- ,

$$\nu_\tau + \text{núcleon} \rightarrow \tau^- + X. \quad (2.28)$$

Os principais decaimentos do τ^- usados na busca de uma partícula carregada são os seguintes:

$$\begin{aligned} \tau^- &\rightarrow \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu + \mu^- & \text{BR}_1 &= 17,7\%, \\ \tau^- &\rightarrow \nu_\tau + h^- + n\pi^0 & \text{BR}_2 &= 49,5\%, \\ \tau^- &\rightarrow \nu_\tau + \bar{\nu}_e + e^- & \text{BR}_3 &= 17,8\%, \end{aligned} \quad (2.29)$$

onde h^- corresponde um méson carregado e BR_i ($i = 1, 2, 3$) são as razões de ramificação dos decaimentos acima.

O detector CHORUS é formado por um alvo de quatro “pilhas” de emulsão nuclear, cada uma composta de 35 placas de $(1,44 \times 1,44)$ m, com massa total em torno de 770 kg consistindo de vários detectores eletrônicos: fibras cintiladoras, um ímã hexagonal, calorímetros eletromagnético e hadrônico e um espectrômetro de múons consistindo de toróides de ferro magnetizados intercalados com câmaras de arrasto.

A emulsão fotográfica é usada para “ativar” o alvo desde que o τ^- percorre tipicamente várias centenas de microns antes de decair. A resolução da emulsão fotográfica

Tipo	$\langle E_\nu \rangle$ (GeV)	fração (%)
ν_μ	27	93,9
$\bar{\nu}_\mu$	22	5,3
ν_e	48	0,7
$\bar{\nu}_e$	35	0,2

Tabela 2.6: Composição do feixe de neutrino de banda larga do CERN usado no experimento CHORUS a partir da Ref. [7].

(< 1 μm) é excelente para observação do desvio deixado pelo traço candidato a τ^- criado por seu decaimento em outra partícula carregada e neutrino(s). Abaixo do alvo de emulsão estão os detectores eletrônicos que permitem a varredura nas regiões de emulsão onde as interações do candidato a ν_τ ocorrerem. Além disto, para as trajetórias, o detector eletrônico mede as cargas, momentos e energias das partículas produzidas pela interação do neutrino no alvo e identifica múons. Esta informação reduz o ruído e pode ser usada para purificar a amostra que sofreu varredura. O experimento usa dois espectômetros para determinar a carga do candidato a τ^- e identificar a presença de múons.

O calorímetro é usado para determinar a energia e direção dos chuveiros hadrônicos. Os eventos contendo τ^- têm mais perda de momento do que eventos de CC de ν_μ normais, pois existem neutrinos produzidos no decaimento do τ^- . Assim, as informações do calorímetro podem ser combinadas com as obtidas na emulsão para seleção de eventos com grande perda de momento transversal na direção do feixe (para enriquecimento da amostra a ser feita a varredura).

No período de 1994 à 1997, CHORUS [29] coletou 2.271.000 registros correspondendo a 5,06 10^{19} POT. Desta amostra, 458.601 registros têm um múon identificado no estado final (1μ) e 116.049 registros não têm (0μ) e uma posição do vértice compatível com uma das quatro “pilhas” do alvo de emulsão.

Afim de identificar os eventos, inicialmente foi aplicado um procedimento de varredura tanto para 1μ quanto para 0μ . Cada traço foi procurado nas lâminas de emulsão localizadas entre o detector de fibra cintiladora e o alvo. Os traços encontrados são seguidos no sentido contrário ao alvo de emulsão, usando segmentos reconstruídos do traço a 100 μm de cada placa, até o traço desaparecer. Esta é denominada placa do vértice, pois deve conter o vértice do neutrino e o vértice secundário (decaimento) a partir do qual o traço se origina. A eficiência média do procedimento de varredura encontrada foi de $\sim 30\%$ ($\sim 41\%$) para 0μ (1μ).

Uma vez que a placa do vértice foi definida, medidas microscópicas são realizadas para selecionar os eventos potencialmente contendo uma topologia de de-

caimento. Diferentes algoritmos têm que ser aplicados, como um resultado do progresso dos procedimentos e da melhoria do desempenho da velocidade dos dispositivos de varredura.

As principais fontes de ruído são ν_τ oriundos do feixe e a produção do méson D seguido pelo seu decaimento [28, 29]:

$$\begin{aligned} \bar{\nu}_\mu (\bar{\nu}_e) + N &\rightarrow \mu^+ (e^+) + D^- + X \\ &\hookrightarrow \mu^- + X^0, \end{aligned} \quad (2.30)$$

na qual $\mu^+ (e^+)$ escapam da detecção ou não são identificado. A contaminação com ν_τ diretamente produzido (a partir da produção e do decaimento méson D_S) induz um sinal de oscilação falso, produzindo menos do que 0,1 eventos na amostra em questão. Com relação ao ruído devido a produção do méson D , este é menor do que 0,2 eventos.

Os canais de decaimento do τ^- considerados, nos modos de oscilação $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ e $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, são os seguintes: (1) $\tau^- \rightarrow \mu^-$; (2) $\tau^- \rightarrow h^-$; (3) $\tau^- \rightarrow e^-$ e (4) $\tau^- \rightarrow \bar{\mu}^-$ (o μ^- não é identificado). Com isso, o número de eventos teórico, $N_i^{\text{teo}}|_{\alpha\tau}$ com $i = 1, 2, 3, 4$, dos decaimentos de τ^- observados num canal de razão de ramificação BR_i é dado por:

$$N_i^{\text{teo}}|_{\alpha\tau} = BR_i \times \int \Phi_{\nu_\alpha} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\tau) \sigma_\tau A_{\tau i} \epsilon_{\tau i} dE_\nu, \quad (2.31)$$

onde $\alpha = e, \mu$ correspondendo aos modos de oscilação $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ e $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, respectivamente. As razões de ramificação são dadas por $BR_{(1 \text{ ou } 4)} = BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\mu \mu^-)$, $BR_2 = BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau h^- n \pi^0)$ e $BR_3 = BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_e e^-)$, cujos valores são dados pela Eq. (2.29). O termo Φ_{ν_α} denota o espectro do fluxo incidente de ν_α ; σ_τ^{cc} é a seção de choque de CC de ν_τ ; $A_{\tau i}$ corresponde a eficiência de aceitação e reconstrução (acima da placa de localização do vértice) para o canal considerado e $\epsilon_{\tau i}$ é a eficiência referente ao procedimento de procura do decaimento.

Através de um cálculo apropriado de média (denotada por $\langle \rangle$), $N_i^{\text{teo}}|_{\alpha\tau}$ pode também ser calculado como uma função de n_i :

$$\begin{aligned} \langle N_i^{\text{teo}}|_{\alpha\tau} \rangle &= BR_i \cdot n_i \cdot \langle P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\tau) \rangle \cdot \frac{\langle \sigma_\tau \rangle}{\langle \sigma_\mu^{\text{cc}} \rangle} \cdot \frac{\langle A_{\tau i} \rangle}{\langle A_\mu \rangle} \cdot \langle \epsilon_{\tau i} \rangle, \\ &= BR_i \cdot n_i \cdot \langle P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\tau) \rangle \cdot \frac{1}{r_\sigma} \cdot \frac{1}{r_A^i} \cdot \langle \epsilon_{\tau i} \rangle, \end{aligned} \quad (2.32)$$

onde $r_\sigma = \langle \sigma_\mu^{\text{cc}} \rangle / \langle \sigma_\tau^{\text{cc}} \rangle$ e $r_A^i = \langle A_\mu \rangle / \langle A_{\tau i} \rangle$ com $i = \mu, h, e, \bar{\mu}$. A probabilidade de

	1994	1995	1996	1997
N_μ	19.581	21.809	38.919	45.920
r_σ	1,89	1,89	1,89	1,89
r_A^μ	0,93	0,93	0,93	0,93
r_A^e	3,9	3,9	3,9	3,9
$\langle A_{\tau\mu} \rangle$	0,39	0,39	0,39	0,39
$\langle A_{\tau h} \rangle$	0,17	0,17	-	-
$\langle A_{\tau e} \rangle$	0,093	0,093	-	-
$\langle A_{\tau\bar{\mu}} \rangle$	0,026	0,026	-	-
$\langle \epsilon_{\tau\mu} \rangle$	0,53	0,35	0,37	0,37
$\langle \epsilon_{\tau h} \rangle$	0,24	0,25	-	-
$\langle \epsilon_{\tau e} \rangle$	0,12	0,13	-	-
$\langle \epsilon_{\tau\bar{\mu}} \rangle$	0,22	0,23	-	-
N_μ^{eq}	11.987	14.769	-	-

Tabela 2.7: Quantidades usadas para a determinação do número teórico de eventos de ν_τ para os canais de oscilação $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ e $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ a partir da Ref. [29].

oscilação média se escreve como,

$$\langle P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\tau) \rangle = \frac{\int \Phi_{\nu_\alpha}(E_\nu) P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\tau) dE_\nu}{\int \Phi_{\nu_\alpha}(E_\nu) dE_\nu}, \quad (2.33)$$

com $n_1 = N_\mu$ (o número de interações de CC localizadas correspondendo a amostra de eventos considerada) e $n_2 = n_3 = n_4 = (N_\mu)_{0\mu}$ (o produto de N_μ e as frações relativas da amostra de 0μ na qual a análise foi realizada). A seção de choque de CC média é escrita da seguinte forma:

$$\langle \sigma_{\mu(\tau)}^{\text{cc}} \rangle = \int \frac{d\sigma_{\mu(\tau)}^{\text{cc}}}{dE_\nu} \Phi_{\nu_\alpha} dE_\nu. \quad (2.34)$$

A aceitação média é expressa como,

$$\langle A_{\mu(\tau i)} \rangle = \int \frac{d\sigma_{\mu(\tau)}^{\text{cc}}}{dE_\nu} \cdot A_{\mu(\tau i)} \cdot \Phi_{\nu_\alpha} \cdot dE_\nu, \quad (2.35)$$

por fim, $\langle \epsilon_{\tau i} \rangle$ denota a eficiência média para o procedimento de procura de eventos aceitos no canal i . A Tabela 2.7 mostra estes valores para os períodos em que CHORUS realizou suas medidas.

Afim de permitir uma combinação fácil dos resultados a partir da amostra de eventos 1μ e 0μ , é útil definir a “*número equivalente de eventos muônicos*” da amostra de 0μ como,

$$N_{\mu}^{\text{eq}} = (N_{\mu})_{0\mu} \times \sum_{i=2}^4 \frac{\langle A_{\tau i} \rangle}{\langle A_{\tau \mu} \rangle} \cdot \frac{\langle \epsilon_{\tau i} \rangle}{\langle \epsilon_{\tau \mu} \rangle} \cdot \frac{BR_i}{BR_1}. \quad (2.36)$$

A diferença no espectro de energia de ν_{μ} e ν_e , a energia média da componente do espectro de energia de ν_e é 20 GeV maior, levando a diferenças nas aceitações para as interações de ν_{τ} . No caso do feixe de ν_e , o aumento da seção de choque com a energia melhora a sensibilidade para as interações de ν_{τ} , enquanto os cortes cinemáticos e as ineficiências da reconstrução afetam eventos de alta energia contribuindo para diminuir a aceitação [29].

2.2.4 K2K

K2K [8] é o primeiro experimento de LBL de oscilação de neutrinos em aceleradores. Um feixe quase puro de ν_{μ} (98,2%) é gerado a partir do decaimento de π^+ pelo síncrotron de prótons de 12 GeV da organização de pesquisa de acelerador de altas energias (KEK) na cidade de Tsukuba, percorrendo 250 km do alvo de produção até ser medido pelo detector SuperK situado na cidade de Gifu no Japão.

Este é um experimento de desaparecimento $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\mu}$ (veja esquema da Fig. 2.8), onde os neutrinos do múon produzidos pelo acelerador KEK, são inicialmente detectados a 300 m do ponto de produção por dois “*detectores frontais*” (DF), e finalmente medido por SuperK denominado de “*detector remoto*” (DR). O DF é formado de um detector Čerenkov de água de 1 kton (1KT) que é uma miniatura do detector SuperK, e outro denominado *detector de granulação fina* (DGF). Por sua vez, o DR consiste de um detector Čerenkov de água de 22,5 kton. Além disto, este experimento contém uma linha de feixe com dois ímãs e vários monitores do feixe.

O feixe de neutrinos do KEK é produzido por prótons de 12 GeV que colidem com um alvo de alumínio. Este alvo de 66 cm de comprimento é encaixado em dois ímãs que servem para focalizar (desfocalizar) os píons positivos (negativos) e káons gerados pelas interações dos prótons com o alvo. Os hádrons positivos passam então por longo túnel de decaimento (200 m), onde decaem produzindo um feixe de neutrinos de banda larga com uma energia média de $\sim 1,4$ GeV. A Tabela 2.8 mostra alguns parâmetros relevantes do feixe.

O monitor de píons é um detector Čerenkov de gás instalado após o segundo ímã com a finalidade de obter o espectro de energia do neutrino. Píons carregados emitem luz Čerenkov no gás criando um anel no plano de focalização. As

Figura 2.8: Esquema de K2K, mostrando o feixe e sua monitoração, nos detectores DF e DR, e o sistema de sincronização GPS.

informações referentes a intensidade da luz Čerenkov e a forma do anel são usadas para calcular a distribuição do momento e a divergência do feixe de píons. Com esta distribuição cinemática dos píons, o fluxo de neutrinos medidos pelo DF pode ser prevista para qualquer distância do alvo, em particular na posição do detector SuperK, independentemente de modelo. Devido ao limiar Čerenkov para distinguir prótons de 12 GeV, o monitor de píons é sensível a $p_\pi > 2$ GeV, e assim o espectro do neutrino é obtido para $E_\nu > 1$ GeV.

Um monitor de múons foi instalado após o túnel de decaimento que consiste de uma câmara de ionização preenchida com gás hélio. A corrente anódica induzida pelo feixe de múons é medida nas direções x e y com um intervalo de 5 cm. A projeção bidimensional da intensidade feixe de múons fornece a informação sobre o perfil do feixe. A posição do centro do feixe é obtida com uma precisão de ~ 2 cm.

O “*detector frontal*”, 1KT, tem uma massa de 496 ton contendo 860 tubos de fotomultiplicadoras com um espaçamento de 70 cm entre eles. A principal finalidade deste detector é comparar os eventos de neutrinos do KEK com os de SuperK usando o mesmo método observacional. Uma medição direta destes eventos de neutrinos cancela quaisquer erros sistemáticos inerentes dos detectores Čerenkov de água. Por sua vez, o “*detector de granulação fina*” tem o objetivo de determinar precisamente o perfil do fluxo e a distribuição de energia do neutrino. O DGF é

Linha do feixe de neutrinos	
Momento médio dos prótons	12 GeV
Intensidade do feixe de prótons	$5,4 \times 10^{12}$ prótons/pulso
Alvo	3 cm $\times$ 65 cm de Al
Túnel de decaimento	200 m
Propriedades do feixe de neutrinos	
Energia média	1,4 GeV
Pico de energia	1,0 GeV
ν_e/ν_μ	$\sim 1\%$
Fluxo de ν_μ à 300 m da fonte (KEK)	$1,7 \times 10^{12} \nu_\mu/\text{cm}^2$ para 10^{20} POT
Fluxo de ν_μ à 250 km da fonte (SuperK)	$1,3 \times 10^6 \nu_\mu/\text{cm}^2$ for 10^{20} POT

Tabela 2.8: *Características da linha e propriedades do feixe de neutrinos de acordo com a Ref. [30].*

composto basicamente dos seguintes elementos detectores: um detector de arrasto de fibra cintiladora (DFC), uma grande câmara de múons (CM), e contadores de eventos.

Este experimento requer uma sincronização entre os eventos medidos na localização do KEK e em SuperK. Uma precisão na sincronização de ~ 100 ns é suficiente para estabelecer uma correlação entre os eventos de SuperK e os pulsos do feixe do KEK. Para isso, utiliza-se o sistema de posicionamento global (GPS), possibilitando uma precisão de 0,01 mrad.

Em SuperK, o critério seleção temporal dos eventos é semelhante daquele referente aos neutrinos atmosféricos, que é obtido pela relação abaixo,

$$\Delta t = t_{\text{SuperK}} - t_{\text{KEK}} - t_{\text{vôo}}, \quad (2.37)$$

onde t_{SuperK} é o tempo dos eventos em SuperK, t_{KEK} denota o tempo do pulso do feixe em KEK, e $t_{\text{vôo}}$ corresponde ao tempo que o neutrino leva para se deslocar entre K2K e SuperK que deve estar distribuído entre 0 e $1,1 \mu\text{s}$.

Os eventos coletados em SuperK são divididos em duas categorias: eventos completamente contidos, nas quais a luz Čerenkov de todas as partículas do evento está contida no interior do detector SuperK; eventos do detector externo, nos quais a interação ocorre nas imediações ou em rochas que cercam o detector. Os eventos completamente contidos são posteriormente subdivididos em eventos contidos internamente (externamente), nas quais as interações ocorrem no interior (exterior) do volume fiducial de 22,5 kton. A eficiência de reconstrução bem como os erros sistemáticos dos eventos contidos internamente são bem conhecidos e esta categoria,

é usada na análise espectral completa. Os eventos do detector externo e os contidos externamente, que têm os maiores erros sistemáticos, são usados para verificar a consistência da taxa de eventos na amostra dos eventos completamente contidos. Por fim, os eventos contidos internamente são classificados eventos com um anel Čerenkov (1-anel), que são decompostos em eventos tipo- e e em eventos tipo- μ , e em eventos multi-anéis.

A pesquisa por oscilações $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ em K2K pode ser examinada pelo desaparecimento de eventos de neutrinos em SuperK, pois a energia do feixe de neutrino é menor do que o limiar de produção do τ^- . Para reconhecer eficientemente uma redução dos eventos de neutrinos, o número de eventos esperados sem oscilação deve ser precisamente estimado usando os eventos observados nos “*detectores frontais*”.

Além disso, o espectro de energia do neutrino em SuperK deve ser distorcido no caso de oscilação, pois a probabilidade de oscilação depende da energia dos neutrinos no caso deste ser o mecanismo padrão de conversão de sabor. Portanto, o espectro de energia esperado sem oscilação deve ser calculado para uma extrapolação do espectro dos “*detectores frontais*”.

A experimento coletou $2,29 \times 10^{19}$ POT, no período de Junho de 1999 à Junho de 2000, e seus resultados são consistentes com desaparecimento $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ como já constatado pelos resultados de neutrinos atmosféricos [32]. O número de eventos esperados no DR pode ser calculado como,

$$N_{\text{DR}} = R N_{\text{DR}}^{\text{teo}}, \quad (2.38)$$

com

$$\begin{aligned} R &= \frac{N_{DF}^{\text{obs}}}{N_{DF}^{\text{teo}}}, \\ &= \frac{N_{DF}^{\text{obs}}}{\int \phi_{DF}(E_\nu) \sigma_{\text{total}}(E_\nu) dE_\nu}, \end{aligned} \quad (2.39)$$

com

$$\sigma_{\text{total}}(E_\nu) = \sigma_{\text{elástica}}(E_\nu) + \sigma_{1-\pi}(E_\nu) + \sigma_{\text{multi}-\pi}(E_\nu), \quad (2.40)$$

onde a seção de choque de total do neutrino com núcleon, $\sigma_{\text{total}}(E_\nu)$, que inclui as interações de CC e CN do neutrino, é a soma das seções de choque do espalhamento elástico ($\sigma_{\text{elástica}}(E_\nu)$), produção de um pión ($\sigma_{1-\pi}(E_\nu)$) e multi-píons $\sigma_{\text{multi}-\pi}(E_\nu)$ obtidas a partir da Ref. [33]. Aqui, R denota a razão entre o número de eventos observados sobre os e a previsão teórica no DF, que de acordo com a Tabela 2.9

Detector	Massa	R	N^{esperado} em SuperK
DF (1KT)	50,3	$0,84 \pm 0,08$	$40,3^{+4,7}_{-4,6}$
DFC	5,94	$0,85^{+0,08}_{-0,09}$	$40,1^{+4,9}_{-5,4}$
CM	445	$0,85 \pm 0,11$	$41,5^{+6,2}_{-6,4}$

Tabela 2.9: Número de eventos esperados em SuperK na ausência de oscilação estimada a partir de cada um dos “detectores frontais” e da razão entre os eventos medidos e teóricos, R , em KEK para da Ref. [31].

é $R \sim 0,84$. O número de eventos teóricos de ν_μ em SuperK, $N_{\text{DR}}^{\text{teo}}$, para um determinado mecanismo de conversão de sabor pode ser calculado da seguinte forma:

$$N_{\text{DR}}^{\text{teo}} = \eta n_{\text{DR}} \int \Phi_{\text{DR}}(E_\nu) \sigma(E_\nu) P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) dE_\nu, \quad (2.41)$$

sendo n_{FD} o número de alvos ativos no DR, E_ν é a energia do neutrino, $\Phi_{\text{FD}}(E_\nu)$ é a distribuição do fluxo de ν_μ no DR obtida a partir da Ref. [30], sendo que o fluxo total foi renormalizado para levar em conta o número esperado de eventos em SuperK mostrado na Tabela 2.8. A probabilidade de sobrevivência $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ depende do mecanismo de conversão a ser estudado. Também, introduzimos um fator de normalização η que foi fixado para 0,65 afim de obter o mesmo número de eventos de ν_μ esperados para o caso de não oscilação de acordo com os valores da Tabela 2.9.

2.2.5 MINOS

O experimento MINOS [9], que é parte do projeto NuMI do Fermilab, pretende investigar a “anomalia” dos neutrinos atmosféricos através da medida do feixe de neutrino em detectores situados em duas localizações distintas. O primeiro estará localizado no Fermilab a aproximadamente 275 m do ponto de produção, denominado de “detector próximo” (DP). O segundo, denominado de “detector remoto” (DR), situa-se na mina de Soudan em Minesota, a aproximadamente 732 km de distância.

A fonte de neutrinos é obtida pelo decaimento de píons e káons produzidos por colisões de prótons de 120 GeV com um alvo nuclear. Os mésons secundários são focalizados por dois ímãs parabólicos e decaem num túnel de 675 m. Um total de $3,7 \times 10^{20}$ POT são esperados por ano. O feixe consiste quase exclusivamente de ν_μ com uma contaminação de $(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ em torno de 1%. A distância relativa entre os ímãs que pode ser alterada movendo um ímã em relação ao outro: através do ajuste das posições dos ímãs e correntes é possível otimizar a energia do feixe durante o

Figura 2.9: Esquema do detector DR do experimento MINOS. A área octogonal é constituída principalmente de ferro; o furo central acomoda uma bobina para gerar o campo magnético toroidal. As cremalheiras em ambos os lados do detector abrigam as fotomultiplicadoras.

curso da experiência. Três ajustes dos feixe são possíveis, correspondendo a três regimes de energia: “baixa” ($\langle E_\nu \rangle \sim 3$ GeV), “média” ($\langle E_\nu \rangle \sim 7$ GeV) e “alta” ($\langle E_\nu \rangle \sim 15$ GeV). A experiência começará muito provavelmente com a configuração de “baixa” energia, desde que esta configuração é mais favorecida pelos últimos resultados de SuperK e K2K [34].

Os dois detectores associados com o feixe de MINOS foram projetados para serem os mais similares possíveis afim de minimizar o impacto das incertezas sistemáticas. Ambos são calorímetros magnetizados de ferro cintilador rodeados por fotomultiplicadoras. O detector DP de 1 kton, no qual os neutrinos serão detectados antes de ocorrer oscilações, tem a finalidade de fornecer uma medida do fluxo de neutrinos e do potencial de ruídos nos canais de oscilação que serão estudados. Por sua vez, o detector DR de 5,4 kton será instalado a 732 km de distância da fonte na mina de Soudan, em Minnesota (690 m abaixo da superfície), onde as oscilações de neutrinos podem modificar a composição de sabor do feixe e induzir distorções na medida do espectro medido no DR (veja esquema do detector DR na Fig. 2.9). Assim, pode-se comparar as taxas e o espectro de energia dos diferentes sabores de neutrinos medidos pelos detectores DP e DR. Espera-se que o experimento entre em operação em 2005.

MINOS será capaz de medir independentemente as taxas e o espectro para eventos sem múon (0μ) e eventos com um único múon (1μ), que estão relacionados com as reações de CN e CC, respectivamente [35]. A taxa de eventos de 0μ e 1μ pode ser

usada para medir a razão dos eventos de CN com os de CC que é um importante teste de consistência das oscilações de neutrinos e pode ser útil para determinar se um neutrino estéril está envolvido ou não no canal de desaparecimento. Para MINOS operar como um experimento de aparecimento de ν_τ é necessário um feixe de “alta” ou “média” energia uma vez que a energia do feixe deve estar acima do limiar de produção do τ^- de 3,1 GeV.

Estudamos dois tipos diferentes de observáveis que podem ser medidos em MINOS: o espectro de energia de 1μ e a razão de eventos $0\mu/1\mu$. Os três tipos de configurações do feixe de energia foram investigados.

No caso 1μ , inicialmente enfocamos o desaparecimento de $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ assumindo a a configuração de “baixa” energia para calcular o espectro de eventos de CC de ν_μ e a taxa total integrada das interações de CC de ν_e .

O espectro de energia de 1μ foi dividido em 23 intervalos de energia de largura variável ΔE_i , de acordo com o método descrito na Ref. [39]. A amostra de 1μ em MINOS consiste principalmente de eventos de CC, com uma pequena contribuição oriunda de eventos de CN “identificados” como de CC.

Logo, o conteúdo do i -ésimo intervalo de energia, $dN_{1\mu}^i/dE_\nu$ pode ser calculado por

$$\frac{dN_{1\mu}^i}{dE_\nu} = \frac{A}{\Delta E_i} \int_{E_i - \frac{\Delta E_i}{2}}^{E_i + \frac{\Delta E_i}{2}} \Phi_{\nu_\mu}(E_\nu) \left[\sigma_{\nu_\mu}^{\text{cc}}(E_\nu) P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)(E_\nu) \epsilon^{\text{cc}}(E_\nu) + \sigma_\nu^{\text{cn}} \eta^{\text{cn}}(E_\nu) \right] dE_\nu. \quad (2.42)$$

Aqui, Φ_{ν_μ} é o fluxo de neutrino no detector DR de MINOS. O espectro de energia para os eventos de CC de ν_μ no detector DR foi obtido a partir da Ref. [39]. O número de alvos ativos é $A = M_d 10^9 N_A n_p n_y$, onde M_d é a massa do detector em kton, $10^9 N_A$ é o número de núcleons por kton ($N_A \equiv$ número de Avogadro), n_y é o número de anos de tomada de dados e n_p é o número de prótons no alvo. A seção de choque de CC de ν_μ , $\sigma_{\nu_\mu}^{\text{cc}}$, e a seção de choque de corrente neutra, σ_ν^{cn} , podem ser encontradas nas Refs. [36] e [33], respectivamente. O termo ϵ^{cc} denota a probabilidade que um dado evento de CC de ν_μ seja corretamente identificado ($\sim 80\%$ no pico espectral), e η^{cn} corresponde a probabilidade de um evento de CN ser confundido como 1μ ($\sim 10\%$ no pico espectral). Estes fatores foram estimados pela colaboração MINOS usando uma simulação de Monte Carlo do detector com a configuração de “baixa” energia para o feixe [37].

O experimento MINOS reduzirá os erros sistemáticos associados com o espectro de energia de CC através da comparação do espectro medido no DR com aquele medido no DP a partir do mesmo feixe. A imprecisão na razão $\Phi_{\text{DR}}/\Phi_{\text{DP}}$ principalmente devido as incertezas teóricas na produção secundária de píons e káons no

alvo de NuMI, variam de 1% à 4% no pico da configuração de “*baixa*” energia e de 5% à 10% na de “*alta*” energia [39]. Neste estudo, desprezamos estes erros.

A taxa de ν_e é definida como,

$$R_e = S_e + B_e^{(\mu\tau)} + B_e^{(\mu e)} + B_e^{(\text{feixe})} + B_e^{(\text{cn})}, \quad (2.43)$$

onde o sinal, S_e , é dado por:

$$S_e = A \int \Phi_{\nu_\mu}(E_\nu) P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)(E_\nu) \sigma_{\nu_e}^{\text{cc}}(E_\nu) \epsilon_e dE_\nu. \quad (2.44)$$

Aqui, $\epsilon_e = 0,28$ é a eficiência do sinal e $\sigma_{\nu_e}^{\text{cc}}$ é a seção de choque de CC de ν_e [36]. A contribuição de eventos de ruído do elétron a partir do decaimento de táus no detector é

$$B_e^{(\mu\tau)} = A \int \Phi_{\nu_\mu}(E_\nu) P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)(E_\nu) \sigma_{\nu_\tau}^{\text{cc}}(E_\nu) \epsilon_R^{(\mu\tau)} dE_\nu, \quad (2.45)$$

onde $\epsilon_R^{(\mu\tau)} = 0,066$ é a contaminação e $\sigma_{\nu_\tau}^{\text{cc}}$ é a seção de choque de CC de ν_τ [36]. O ruído devido a eventos de múons serem identificados como elétrons, e/μ , é dada por:

$$B_e^{(\mu e)} = A \int \Phi_{\nu_\mu}(E_\nu) P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)(E_\nu) \sigma_{\nu_\mu}^{\text{cc}}(E_\nu) \eta^{(\mu e)} dE_\nu, \quad (2.46)$$

onde $\eta^{(\mu e)} = 0,001$ é a probabilidade de μ ser identificado como e . O ruído proveniente da contaminação do feixe por ν_e é

$$B_e^{(\text{feixe})} = A \int \Phi_{\nu_e}(E_\nu) P(\nu_e \rightarrow \nu_e)(E_\nu) \sigma_{\nu_e}^{\text{cc}}(E_\nu) \epsilon_R^{(\text{feixe})} dE_\nu, \quad (2.47)$$

onde $\epsilon_R^{(\text{feixe})} = 0,079$ é a contaminação. Por fim, temos o ruído a partir do decaimento de píons neutros criados por interações de CN, $B_e^{(\text{cn})}$, dado por

$$B_e^{(\text{cn})} = A \int \Phi_{\nu_\mu}(E_\nu) \sigma_\nu^{\text{cn}}(E_\nu) \epsilon_R^{(\text{cn})} dE_\nu, \quad (2.48)$$

onde $\epsilon_R^{(\text{cn})} = 0,016$ é a contaminação. As eficiências usadas no cálculo tanto do sinal quanto a contaminação para eventos de ν_e em MINOS podem ser encontradas na Ref. [38].

No modo de aparecimento $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, existem duas maneiras distintas de um múon ser produzido: através de ν_μ remanescente que interage com o detector, ou por uma

contribuição dos táus gerados por interações de ν_τ no detector, depois da conversão $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, seguida pelo decaimento $\tau^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau + \mu^-$. Em ambos os casos, os eventos são identificados como múons e contados como 1μ .

Logo, o número de eventos esperado de 1μ em MINOS, $dN_{1\mu}$, pode ser calculada usando a relação abaixo [40]:

$$\frac{dN_{1\mu}}{dE_\nu}(E_\nu) = \frac{dN_{cc}}{dE_\nu}(E_\nu) \{ [1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)] + P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) \eta(E_\nu) \text{Br}(\tau \rightarrow \mu) \}, \quad (2.49)$$

com

$$\eta(E_\nu) = \frac{\sigma_{\nu_\tau}^{cc}(E_\nu)}{\sigma_{\nu_\mu}^{cc}(E_\nu)}, \quad (2.50)$$

onde $\eta(E_\nu)$, é a razão da seção de choque de CC para ν_τ sobre a seção de CC para ν_μ , sendo que a seção de choque para $\sigma_{\nu_\tau}^{cc}$ foi obtida a partir da Ref. [26]. A razão de ramificação do decaimento leptônico do táu, $\text{Br}(\tau \rightarrow \mu)$, é 18%, dN_{cc}/dE_ν corresponde ao espectro de energia para os eventos de CC de ν_μ no detector DR de MINOS no caso de não conversão de sabor [35] e $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ é a probabilidade de conversão que depende do mecanismo de oscilação. Neste caso, em particular, não foi considerada a contaminação a partir de eventos de CN e as eficiências de detecção foram supostas 100%.

Pode-se também calcular a razão $R_{0\mu/1\mu}$ que deve-se esperar em MINOS como função dos parâmetros livres na hipótese de não conversão de sabor. Esta razão tem a vantagem de não requerer o conhecimento dos fluxos relativos nos detectores DP e DR sendo sensíveis não somente a diminuição de 1μ , como também o aumento de 0μ . Esta razão pode ser escrita como [40]:

$$R_{0\mu/1\mu} = \frac{\int dN_{0\mu}(E_\nu)}{\int dN_{1\mu}(E_\nu)}. \quad (2.51)$$

O número de 0μ esperados pode ser calculado como:

$$\frac{dN_{0\mu}}{dE_\nu}(E_\nu) = \left\{ \frac{dN_{cn}}{dE_\nu}(E_\nu) + \frac{dN_{cc}}{dE_\nu}(E_\nu) P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) \eta(E_\nu) [1 - \text{Br}(\tau \rightarrow \mu)] \right\}, \quad (2.52)$$

onde dN_{cn}/dE_ν , o espectro de energia esperado para eventos de CN de ν_μ no DR de MINOS no caso de não oscilação e pode ser inferido usando a aproximação abaixo:

$$\frac{dN_{cn}}{dE_\nu}(E_\nu) \sim \frac{dN_{cc}}{dE_\nu}(E_\nu) \frac{\sigma_{\nu_\mu}^{cn}(E_\nu)}{\sigma_{\nu_\mu}^{cc}(E_\nu)}, \quad (2.53)$$

sendo que a seção de choque de $\sigma_{\nu_\mu}^{cn}$ foi obtida a partir da Ref. [33].

2.2.6 Experimentos de “CERN-Gran Sasso”

Um novo aparato, sob construção no CERN, direcionará um feixe de ν_μ até o laboratório Gran Sasso na Itália distante 732 km da fonte de produção [41]. Tal feixe juntamente com os detectores massivos OPERA [10] e ICARUS [11] constituirão uma ferramenta poderosa para pesquisas de conversão de sabor de neutrinos de longa distância, sendo denominados de experimentos de “CERN-Gran Sasso” (CNGS).

O feixe de neutrinos em CNGS, que tem uma energia média de 17 GeV, foi otimizado afim de maximizar o número de eventos de ν_τ de CC para experimentos de “*aparecimento*” em Gran Sasso. Prótons primários de 400 GeV extraídos do CERN interagem com um alvo de grafite, produzindo partículas secundárias, principalmente píons e káons. Os mésons de alta energia positivamente carregados são focalizados através de dois elementos magnéticos, o ímã e o refletor, e então decaem num túnel longo de 900 m. A intensidade de prótons esperada é de $4,5 \times 10^{19}$ POT por ano. A contaminação do feixe de ν_μ por $\bar{\nu}_\mu$, ν_e e $\bar{\nu}_e$ é muito baixa (em termos de interações de CC: $\sim 2\%$, $\sim 0,8\%$ e $0,05\%$ respectivamente), enquanto a contaminação por ν_τ é da $\mathcal{O}(10^{-6})$, desprezível para as finalidades de experimentos de “*aparecimento*” de ν_τ [45].

O experimento OPERA [10, 42] tem por objetivo detectar eventos de ν_τ de CC via identificação do τ^- produzido através do seu vértice de decaimento. O projeto do detector OPERA é baseado numa estrutura modular. Cada módulo consiste de um alvo de emulsão de ~ 5 m de dimensão transversal seguido por um sistema de detecção de múons. Devido ao baixo nível de ruído em Gran Sasso e aos sistemas modernos de varredura, ao invés de se utilizar uma emulsão de alta “*granulação*” (sensibilidade) como usada pelo experimento CHORUS, uma emulsão diluída pode ser usada em OPERA.

OPERA utiliza os mesmos princípios do experimento CHORUS para detectar τ^- conforme já foi discutido anteriormente. Ele combina numa célula a alta capacidade de detecção da emulsão nuclear e a grande massa obtida pelo uso de placas de Pb como alvo. A Fig. 2.10 ilustra o conceito de OPERA, cujos principais componentes do alvo são placas de Pb com 1mm de espessura onde a maioria dos neutrinos devem interagir. Espera-se que os decaimentos de τ^- de traço único, que ocorrerem no intervalo de 3 mm entre os detectores de emulsão ES1 e ES2, resultem em vértices observáveis.

O sinal de ocorrência da oscilação de $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ se dará através da interação de CC de ν_τ (2.28) no detector. A reação é identificada pela detecção de τ^- no estado final através dos modos de decaimento hadrônico, muônico e eletrônico mostrados na Eq. (2.29) bem como os seus valores das razões de ramificação. As fontes de ruído esperadas são as seguintes: produção de ν_τ no alvo de prótons primários por

Figura 2.10: *Estrutura esquemática do alvo de OPERA.*

mésons D_S , decaimentos hadrônicos, espalhamento do múon e decaimento de traço único de partículas charmosas.

O experimento ICARUS [11, 43] é baseado em um novo conceito de detector com uma câmara de projeção de argônio que permite a reconstrução tridimensional dos eventos com resolução espacial da ordem de 1 mm. Um módulo de ICARUS, de 600 ton, está sendo construído e pesquisará o aparecimento de τ^- usando critérios cinemáticos similares aos usados pelo experimento NOMAD [44].

O detector ICARUS é dividido em dois módulos idênticos de dimensões internas $3,6 \text{ m} \times 3,9 \text{ m} \times 19,9 \text{ m}$ cada, contendo mais de 300 ton de argônio líquido. Cada módulo, é composto de duas câmaras de projeção temporal, monitores, sondas e fotomultiplicadoras. Por sua vez, cada câmara contém três placas paralelas de fios, onde um sistema de alta voltagem produz um campo elétrico uniforme, perpendicular as placas de fios, permitindo o arrasto dos elétrons ionizados (o comprimento de arrasto máximo é 1,5 m).

Como uma câmara de bolhas, o detector ICARUS fornece uma medida da perda total de ionização de um traço com uma quantidade de eventos bastante elevada. Partículas carregadas atravessam o volume de argônio líquido produzindo elétrons ionizados num número proporcional à energia transferida da partícula para o argônio. Os elétrons ionizados são arrastados perpendicularmente para as placas de fios pelo campo elétrico induzindo um sinal (colisão) nas vizinhanças dos fios. Com isso, pode-se extrair as informações relativas a energia depositada para as diferentes partículas e

o ponto onde a deposição ocorreu, possibilitando construir um retrato tridimensional e calorimétrico do evento.

Cada placa de fios, vincula dois graus de liberdade espaciais, um comum a todas as placas de fios (o tempo de arrasto) e outro específico de cada placa (a coordenada do fio). A redundância na coordenada do tempo de arrasto permite a associação de colisões das diferentes placas permitindo a reconstrução espacial dos traços ionizantes. A energia emitida pelas partículas ionizantes por unidade de comprimento (dE/dx) é, para um dado meio, uma função do tipo de partícula e de seu momento. No detector ICARUS, uma medida de dE/dx é realizada através de um grande número de pontos ao longo de um dado traço, possibilitando uma medida do momento da partícula e fornecendo um método para a identificação da mesma.

Logo, pode-se investigar as potencialidades de ICARUS [11] e OPERA [10] como experimentos de desaparecimento de ν_μ e de aparecimento de ν_e e de ν_τ . Para isto, os observáveis relevantes neste caso são o espectro de energia dos eventos de CC de ν_μ , e as taxas de eventos nos canais de aparecimento de ν_e e de ν_τ . A baixa estatística de eventos esperados nestes canais de aparecimento, torna o estudo do espectro de energia total inviável.

O espectro de energia de ν_μ em OPERA e ICARUS consiste de 16 intervalos de energia de largura $\Delta E = 2,5$ GeV. O número de eventos no i -ésimo intervalo, dN_μ^i/dE_ν , é calculado como

$$\frac{dN_\mu^i}{dE_\nu} = \frac{A}{\Delta E_\nu} \int_{E_i-1,25 \text{ GeV}}^{E_i+1,25 \text{ GeV}} \Phi_{\nu_\mu}(E_\nu) P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)(E_\nu) \sigma_{\nu_\mu}^{\text{cc}}(E_\nu) \epsilon(E_\nu) dE_\nu, \quad (2.54)$$

onde Φ_{ν_μ} é o fluxo de ν_μ que será medido no laboratório de Gran Sasso e $\sigma_{\nu_\mu}^{\text{cc}}$ é a seção de choque de CC para o espalhamento de ν_μ -núcleon, ambos podem ser obtidos a partir da Ref. [26]. Novamente, A é o número de alvos ativos no detector e, assumimos uma eficiência constante $\epsilon = 0,94$ (0,98) para OPERA (ICARUS) de acordo com as Refs. [42] e [11, 45], respectivamente.

A taxa de produção de ν_τ em OPERA, R_τ , é dada por

$$R_\tau = A \int \Phi_{\nu_\mu}(E_\nu) P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)(E_\nu) \times \sum_{i=\ell^-, h^-} \text{Br}(\tau^- \rightarrow i) \sigma_{\nu_\tau}^{\text{cc}}(E_\nu) \epsilon_i dE_\nu, \quad (2.55)$$

onde assumimos que, no experimento OPERA, a detecção do τ^- ocorre via decaimento de traço único em léptons (ℓ^-) e hádrons (h^-) [42]. Usamos o valor global para $\sum_{i=\ell^-, h^-} \text{Br}(\tau^- \rightarrow i) \times \epsilon_i(E_\nu) = 8,7\%$ que inclui as eficiências dos cortes de seleção [42].

No caso de ICARUS, R_τ pode ser escrito como,

$$R_\tau = S_\tau + B_\tau^{(\mu e)} + B_\tau^{(\text{feixe})}, \quad (2.56)$$

onde o sinal, S_τ , é definido como

$$S_\tau = A \int \Phi_{\nu_\mu}(E_\nu) P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)(E_\nu) \sigma_{\nu_\tau}^{\text{cc}}(E_\nu) \epsilon_\tau dE_\nu, \quad (2.57)$$

onde usamos uma eficiência global de $\epsilon_\tau = 0,06$ [11, 45]. Aqui, assumimos que a identificação de τ^- em ICARUS é feita somente através do decaimento leptônico $\tau \rightarrow e$ [43, 45, 46]. Portanto, a eficiência global inclui a razão de ramificação que é $\sim 18\%$ e a eficiência dos cortes de seleção.

Uma vez que os eventos de táu serão identificados como elétrons no estado final em ICARUS, os ruídos ν_e do feixe devem ser considerados neste experimento. Uma das fontes é originada a partir de oscilações $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, pode ser escrita da seguinte forma,

$$B_\tau^{(\mu e)} = A \int \Phi_{\nu_\mu}(E_\nu) P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)(E_\nu) \sigma_{\nu_e}^{\text{cc}}(E_\nu) \epsilon_R^{(\mu e)} dE_\nu. \quad (2.58)$$

A outra contribuição de ruído importante surge da contaminação intrínseca do feixe, e pode ser expressa como

$$B_\tau^{(\text{feixe})} = A \int \Phi_{\nu_e}(E_\nu) P(\nu_e \rightarrow \nu_e)(E_\nu) \sigma_{\nu_e}^{\text{cc}}(E_\nu) \epsilon_R^{(\text{feixe})} dE_\nu. \quad (2.59)$$

As contaminações são $\epsilon_R^{(\mu e)} = 0,15$ e $\epsilon_R^{(\text{feixe})} = 0,009$ [45, 46].

A expressão para a taxa de produção de ν_e em OPERA e ICARUS, R_e , é idêntica a apresentada na Eq. (2.43) com os fluxos, seções de choque e eficiências apropriados. Para OPERA, $\epsilon_e = 0,7$, que é usada no cálculo de S_e (2.44), $\epsilon_R^{(\mu\tau)} = 0,13$ (que reproduz a eficiência de detecção do elétron da Ref. [10]), usada para se obter $B_e^{(\mu\tau)}$ (2.45), $\eta^{(\mu e)} = 0,002$ afim de se obter $B_e^{(\mu e)}$ (2.46), $\epsilon_R^{(\text{feixe})} = 0,19$ para calcular $B_e^{(\text{feixe})}$ (2.47) e $\epsilon_R^{(\text{cn})} = 0,016$ para se obter $B_e^{(\text{cn})}$ (2.48). Os parâmetros correspondentes para ICARUS são $\epsilon_e = 0,75$, $\epsilon_R^{(\mu\tau)} = 0,14$, $\eta^{(\mu e)} = 0,002$, $\epsilon_R^{(\text{feixe})} = 0,19$ e $\epsilon_R^{(\text{cn})} = 0,01$ que já levam em conta o efeito dos cortes de seleção da Ref [43].

2.2.7 “Fábrica” de Neutrinos

Um anel de colisão de múons é a mais atraente opção para a nova geração de aceleradores leptônicos. Entre as principais características que diferenciam estes tipos de aceleradores se comparados com os convencionais (anéis de colisão de hádrons ou aceleradores do tipo e^+e^-), podemos destacar: (i) como a massa do múon é 207 vezes a massa do elétron, as perdas radiativas são muito menores para um acelerador de múons circular comparado com um de elétrons equivalente³; (ii) devido a esse fato,

³As perdas radiativas são inversamente proporcionais à m^4 , onde m é a massa do lépton.

Figura 2.11: Esquema de uma “fábrica” de neutrinos baseada em um anel armazenador de múons

um anel de colisão de múons deve ter um anel de armazenamento muito menor, e isso permite atingir energias muito maiores que as obtidas por anel um equivalente com elétrons; (iii) estas pequenas perdas radiativas, também, produzem uma pequena variação na energia do feixe, permitindo medidas precisas das massas e larguras de qualquer estado ressonante produzido.

Anéis de armazenamento de múons vem sendo discutidos desde 1960 [47] e suas possíveis aplicações em física de neutrinos começaram a ser consideradas em 1980 [48]. Entretanto, anéis de armazenamento com uma quantidade de múons suficiente para fornecer feixes de neutrinos de alta intensidade somente foram abordados recentemente no contexto de anéis de colisão de múons [49].

Os principais componentes de uma “fábrica” de neutrinos, esquematizados na Fig. 2.11, incluem:

- um acelerador de prótons de energia moderada (< 50 GeV) e potência média entre 1 MW e 4 MW;
- um alvo e sistema de captura do píons que pode ser idêntico ao exigido para um anel de colisão de múons;
- um sistema de rápida aceleração dos múons através de dois aceleradores lineares;

res de recirculação;

- anel de armazenamento de múons que permitem “*baselines*” distintos e, assim, uma exploração completa das oscilações para vários valores de L/E_ν bem como pesquisas de não oscilação se o detector estiver localizado perto da fonte.

Em nosso caso, é de especial importância conhecer as propriedades e características dos feixes de neutrinos produzidos, já que estas serão a principais informações que usaremos em nossos estudos fenomenológicos. Por isso, faremos a seguir uma descrição das características destes feixes.

Fontes de neutrinos a partir dos decaimentos dos múons oferecem amplas vantagens em relação aos feixes de neutrinos convencionais baseado no decaimento dos píons, entre as quais podemos destacar:

1. a composição e o espectro do feixe são bem conhecidos, sendo determinados pela carga, momento e polarização dos múons armazenados;
2. os dois neutrinos no feixe têm helicidades opostas e, portanto, pode-se estudar conversões de aparecimento sem ruídos intrínsecos do feixe;
3. os neutrinos têm espectros de energia muito mais estreitos que os obtidos pelos feixes convencionais de banda larga. Assim, o feixe de uma “*fábrica*” de neutrinos pode ser considerado como sendo um feixe de banda estreita.

Estes feixes produzem uma mistura bem definida dos tipos de neutrinos 50% de ν_μ e 50% de $\bar{\nu}_e$ para o decaimento $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$; e 50% de $\bar{\nu}_\mu$ e 50% de ν_e para o decaimento $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$.

Numa “*fábrica*” de neutrinos, pode-se estudar independentemente os seguintes canais de transição de sabor:

$$\begin{aligned}
 \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \\
 &\quad \hookrightarrow \nu_e \rightarrow e^-, \\
 &\quad \hookrightarrow \nu_\mu \rightarrow \mu^-, \\
 &\quad \hookrightarrow \nu_\tau \rightarrow \tau^-, \\
 &\quad \hookrightarrow \bar{\nu}_e \rightarrow e^+, \\
 &\quad \hookrightarrow \bar{\nu}_\mu \rightarrow \mu^+, \\
 &\quad \hookrightarrow \bar{\nu}_\tau \rightarrow \tau^+,
 \end{aligned} \tag{2.60}$$

mais seis processos conjugados de carga iniciados pelos decaimento de μ^+ .

De acordo com a partícula identificada, os quatro principais tipos de eventos nos decaimentos de múons que podem ocorrer são os seguintes:

1. **múons de mesmo sinal:** o múon detectado tem carga de mesmo sinal dos que circulam no interior do anel. Eles se originam a partir de:
 - (a) eventos de CC ν_μ que não sofrem conversão de sabor;
 - (b) eventos de CC, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ e, posterior, decaimento de $\tau^- \rightarrow \mu^-$;
 - (c) decaimentos hadrônicos por correntes neutras.
2. **múons de sinal contrário:** o múon detectado tem carga de sinal oposto que aqueles que circulam no interior do anel produzidos por conversão de sabor de neutrinos, desde que não há nenhuma componente no feixe que possa originá-los. Estes múons podem aparecer dos seguintes processos:
 - (a) conversão de sabor tipo $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$;
 - (b) conversão de sabor tipo $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$ e decaimentos $\tau^+ \rightarrow \mu^+$;
 - (c) decaimentos hadrônicos por correntes neutras.
3. **elétrons:** são eventos produzidos por interações de CC dos neutrinos. Os seguintes processos podem dar origem a estes eventos:
 - (a) $\bar{\nu}_e$ que não sofreram conversão de sabor;
 - (b) ν_e após conversão de sabor tipo $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$;
 - (c) $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$ ou $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ com decaimentos $\tau^\pm \rightarrow e^\pm$.
4. **sem lépton:** eventos correspondendo a interações por CN ou por CC produzindo ν_τ seguidos por decaimentos hadrônicos do $\tau^\pm$. Estes podem ser produzidos a partir de:
 - (a) processos de corrente neutra;
 - (b) $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$ ou $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ com decaimentos $\tau^\pm \rightarrow$ hádrons.

A identificação de múons através de medidas de carga e do momento fornece uma distinção entre os eventos de CC de ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$. Já a distinção entre os eventos de CC em ν_e e os de CN de ν_e pode ser alcançada através de uma granularidade fina do alvo. Finalmente, a identificação dos eventos de CC em ν_τ requer uma medida precisa do estado final de todas as partículas. Com isso, as classes (3) e (4) somente poderão ser estudadas num detector de granularidade fina. Tais classes de eventos contém a informação direta das probabilidades de conversão de sabor.

Em altas energias ($E_\nu \gtrsim 10$ GeV), as seções de choque de CC dos neutrinos são dominadas pelo espalhamento inelástico profundo e são aproximadamente iguais a [50]:

$$\sigma(\nu + N \rightarrow \ell^- + X) \approx 0,67 \times 10^{-38} E_\nu \text{ cm}^2/\text{GeV}, \quad (2.61)$$

$$\sigma(\bar{\nu} + N \rightarrow \ell^+ + X) \approx 0,34 \times 10^{-38} E_\nu \text{ cm}^2/\text{GeV}, \quad (2.62)$$

onde $\ell = e, \mu, \tau$.

Em muitas propostas para uma “fábrica” de neutrinos encontradas na literatura [12], a energia armazenada do μ^- (μ^+), E_μ , varia de 10 à 250 GeV e o feixe de neutrinos é direcionado para um detector com um “baseline” L variando de 730 à 10.000 km.

Aqui, trataremos a “fábrica” de neutrinos operando tanto como um experimento de desaparecimento no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ quanto de aparecimento nos modos de oscilação $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$, $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ e $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$ a partir dos decaimentos de μ^+ .

No modo de desaparecimento, ou seja, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ o observável relevante é o número total de μ^- que pode ser detectado quando μ^- é o lépton carregado produzido no feixe, ou seja, número de “múons de mesmo sinal”, que denotaremos por N_μ . Definimos N_μ , para um feixe de múons não polarizado (veja Apêndice B para maiores detalhes), como

$$\begin{aligned} N_\mu = & n_{\mu^-} \mathcal{C} \int_{E_{\text{limiar}}}^{E_\mu} h_{\nu_\mu}(x) \epsilon_\mu(E_\nu) \left\{ \frac{\sigma_{\nu_\mu}^{\text{cc}}(E_\nu)}{E_\mu} [1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)] \right. \\ & \left. + \frac{\sigma_{\nu_\tau}^{\text{cc}}(E_\nu)}{E_\mu^2} \text{Br}(\tau^- \rightarrow \mu^-) P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) \right\} dE_\nu, \end{aligned} \quad (2.63)$$

com

$$\mathcal{C} = M_d \frac{10^9 N_A E_\mu^3}{m_\mu^2 \pi L^2}, \quad (2.64)$$

onde E_μ é a energia da fonte de múons, E_ν é a energia do neutrino, M_d denota a massa do detector em kton, n_{μ^-} é o número de decaimentos úteis do μ , $10^9 N_A$ é o número de núcleons por kton e m_μ é a massa do múon. A função h_{ν_μ} contém o espectro de energia do ν_μ normalizado a 1 que se encontra Tabela B.1. As seções de choque de CC de ν_μ , $\sigma_{\nu_\mu}^{\text{cc}}$, e de ν_τ , $\sigma_{\nu_\tau}^{\text{cc}}$, podem ser calculadas usando a Eq. (2.61).

Este número tem duas contribuições, uma a partir do ν_μ produzido no decaimento que sobrevive e chega ao detector interagindo com o mesmo e produzindo um μ^- final, outra proveniente do ν_τ que é produzido via CC gerando τ^- , que decai subsequentemente em μ^- com razão de ramificação $\text{Br}(\tau^- \rightarrow \mu^-)$. Calculamos a integral acima a partir de $E_{\text{limiar}} = 3$ GeV para assegurar uma boa eficiência de

Tipo do Feixe	Número de eventos de ν_τ e de $\bar{\nu}_\tau$			
	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$	$\bar{\nu}_e \rightarrow \nu_\tau$	$\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$
μ^-	$N_{\nu_\tau}^-$	-	-	$N_{\bar{\nu}_\tau}^-$
μ^+	-	$N_{\bar{\nu}_\tau}^+$	$N_{\nu_\tau}^+$	-

Tabela 2.10: *Observáveis das “fábricas” de neutrinos nos canais de aparecimento: $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$, $\bar{\nu}_e \rightarrow \nu_\tau$ e $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$.*

detecção [51], de forma que possamos considerar a eficiência de detecção do μ , ϵ_μ , como sendo 100%, independente da energia.

No modo de aparecimento, os canais de oscilação considerados são os seguintes $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$, $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ e $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$. Neste caso, os observáveis considerados são o número de ν_τ e $\bar{\nu}_\tau$ que denotaremos de acordo com o tipo de múon que decai e do canal de oscilação mostrados na Tabela 2.10 e são definidos como:

$$N_{\nu_\tau}^- = n_{\mu^-} \mathcal{C} \int_{E_{\text{limiar}}}^{E_\mu} h_{\nu_\mu} \frac{\sigma_{\nu_\tau}(E)}{E_\mu^2} \eta_\tau(E_\nu) P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)(E_\nu) dE_\nu, \quad (2.65)$$

$$N_{\bar{\nu}_\tau}^+ = n_{\mu^+} \mathcal{C} \int_{E_{\text{limiar}}}^{E_\mu} h_{\bar{\nu}_\mu} \frac{\sigma_{\bar{\nu}_\tau}(E)}{E_\mu^2} \eta_{\bar{\tau}}(E_\nu) P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau)(E_\nu) dE_\nu, \quad (2.66)$$

$$N_{\nu_\tau}^+ = n_{\mu^-} \mathcal{C} \int_{E_{\text{limiar}}}^{E_\mu} h_{\nu_e} \frac{\sigma_{\nu_\tau}(E)}{E_\mu^2} \eta_\tau(E_\nu) P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau)(E_\nu) dE_\nu, \quad (2.67)$$

$$N_{\bar{\nu}_\tau}^- = n_{\mu^+} \mathcal{C} \int_{E_{\text{limiar}}}^{E_\mu} h_{\bar{\nu}_e} \frac{\sigma_{\bar{\nu}_\tau}(E)}{E_\mu^2} \eta_{\bar{\tau}}(E_\nu) P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau)(E_\nu) dE_\nu, \quad (2.68)$$

onde $\mathcal{C}$ é dado pela Eq. (2.64), Novamente, n_{μ^-} e n_{μ^+} denotam o número de decaimentos úteis de μ^- e μ^+ , respectivamente. As eficiências de detecção para ν_τ ($\bar{\nu}_\tau$) são denotadas por η_τ ($\eta_{\bar{\tau}}$), respectivamente. As funções $h(\nu_\mu)$, $\bar{h}(\nu_\mu)$, $h(\nu_e)$ e $\bar{h}(\nu_e)$ contém o espectro de energia de ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ (ν_e e $\bar{\nu}_e$) normalizado a 1, são dadas na Tabela B.1. As seções de choque de CC de ν_τ , $\sigma_{\nu_\tau}(E_\nu)$, e de $\bar{\nu}_\tau$, $\sigma_{\bar{\nu}_\tau}(E_\nu)$, podem ser calculadas a partir das Eqs. (2.61) e (2.62). Usamos $E_{\text{limiar}} = 4$ GeV e assumimos, por simplicidade uma vez aplicado este corte que o neutrino e o antineutrino do táu podem ser observados com uma mesma eficiência $\eta_\tau = \eta_{\bar{\tau}} = 0,33$. Desprezamos a resolução finita do detector seguindo a Ref. [51].

Com isso, acabamos de descrever todos os experimentos de neutrinos em aceleradores e reatores bem como seus observáveis que utilizaremos em nossos estudos fenomenológicos que serão discutidos nos Capítulos 3 e 4.

Capítulo 3

Mecanismos Exóticos de Conversão de Sabor

Neste capítulo, faremos um estudo fenomenológico de dois mecanismos exóticos de conversão de sabor dos neutrinos: descoerência quântica e interações não padrão do neutrino com a matéria. Os efeitos de descoerência quântica podem ser originados por flutuações quânticas do campo gravitacional, fazendo a evolução temporal transformar estados quânticos puros em mistos. Por sua vez, as interações não padrão dos neutrinos com a matéria surgem naturalmente em modelos teóricos que contém neutrinos massivos. Alternativamente, tais interações podem surgir em extensões do MP induzidas pela troca de um bóson escalar. Em ambos mecanismos, não existe a necessidade de que os neutrinos tenham massa para que ocorra transição de sabor ao contrário do mecanismo padrão de oscilação induzida por massa.

No que se refere ao mecanismo de descoerência quântica, nosso estudo pode ser dividido em duas classes: (i) colocar limites no parâmetro de descoerência a partir dos experimentos terrestres atuais e estudar as perspectivas dos experimentos futuros em melhorar estes limites; (ii) tentar distinguir as soluções de descoerência quântica pura e oscilação induzida por massa para o problema dos neutrinos atmosféricos a partir dos experimentos de aceleradores de LBL de próxima geração.

No caso das interações não padrão dos neutrinos com a matéria, estas foram assumidas como um efeito subdominante frente ao mecanismo padrão de oscilação induzida por massa. Com isso, testamos a capacidade de uma “fábricas” de neutrinos baseada num anel de colisão de múons em explorar tais interações não padrão num contexto de três gerações de neutrinos.

3.1 Descoerência Quântica

Nesta seção, discutiremos um mecanismo não padrão de conversão de sabor dos neutrinos denominado de descoerência quântica (DQ). Como será visto a seguir, a transição de sabor via mecanismo de DQ pode ocorrer mesmo se os neutrinos tiverem massas degeneradas ou nulas, ao contrário do mecanismo padrão de oscilação induzida por massa onde isto não é possível. Neste caso, em particular, temos o mecanismo de descoerência quântica pura (DQP).

Entre as possíveis fontes de descoerência quântica, uma pode ser vista como consequência de uma violação fundamental da mecânica quântica, causada pela gravidade quântica, como sugerida por Hawking, no contexto da termodinâmica de buraco negro [1, 2]. Deste ponto de vista, um sistema físico é inerentemente “aberto”, devido a suas inevitáveis interações de descoerência com um meio penetrante (espaço-tempo e sua dinâmica na escala de Planck). Outra forma de se tratar estes efeitos dissipativos quânticos é através de uma descrição efetiva de um microsistema acoplado fracamente ao mundo macroscópico num contexto de sistema quântico aberto [3].

Na formulação original, a DQ pode ser originada das flutuações quânticas do campo gravitacional, fazendo a evolução temporal transformar estados quânticos puros em mistos e, portanto, violando a mecânica quântica ordinária [4, 5, 6]. No segundo enfoque, a mecânica quântica não é violada à nível do sistema global, mas somente por uma dinâmica efetiva reduzida de um microsistema acoplado a um macroreservatório [3, 7].

Estes efeitos de dissipação quântica são muito pequenos se forem suprimidos por potências inversas a escala de Planck, como sugere uma estimativa dimensional grosseira e, com isso, difícil de se observar. Entretanto, existem situações envolvendo fenômenos de interferência quântica em que tais efeitos podem ser investigados. Ellis *et al.* [4] propuseram um mecanismo de DQ baseado num formalismo fenomenológico para verificar se existe alguma evidência da violação da mecânica quântica (VMQ) em sistemas oscilantes que se propagam em distâncias macroscópicas.

O setor de neutrinos é certamente um lugar promissor para se explorar estes efeitos de descoerência, pois os resultados dos neutrinos solares [8] e atmosféricos [9] indicam que a física de neutrinos envolve fenômeno de interferência quântica. Logo, é razoável usar as oscilações de neutrinos para investigar os fundamentos da mecânica quântica e, em particular, testar a completeza da teoria. Com isso, Benatti e Floreanini [3], motivados por estas evidências experimentais, propuseram um formalismo semelhante ao de Ellis *et al.* introduzindo uma nova condição para obter uma parametrização genérica do termo que viola a mecânica quântica: o critério de positividade completa [3, 10]. Estes autores estudaram como as probabilidades de

oscilação e de permanência dos neutrinos de um determinado sabor seriam alteradas sob o efeito dissipativo da VMQ [7].

Em nossa análise do mecanismo DQ no setor de neutrinos, tratamos este efeito de descoerência somente do ponto de vista fenomenológico, já que os dois enfoques, apesar de serem conceitualmente muito distintos, resultam numa modificação da evolução temporal dos auto-estados de massa dos neutrinos levando ao aparecimento de fatores de amortecimento nas probabilidades de oscilação. Convém salientar, que esta análise fenomenológica é relevante desde que desconhecemos uma teoria completa que possa descrever a origem deste efeito e cujos resultados são independentes da descrição teórica.

3.1.1 Descrição fenomenológica da DQ

Neste tópico, discutiremos como incorporar a descoerência quântica no formalismo de oscilação induzido por massa, que é o mecanismo padrão de conversão de sabor. Aqui, consideraremos apenas duas gerações de neutrinos.

Estados de um sistema quântico evoluindo no tempo podem ser descritos por uma matriz densidade ρ que obedece a equação de Liouville. Podemos incluir um termo novo nesta equação, $L[\rho(t)]$, para exprimir fenomenologicamente o termo dissipativo explicitamente [7]:

$$\partial_t \rho(t) = -i[H, \rho(t)] + L[\rho(t)], \quad (3.1)$$

onde o primeiro termo do lado direito desta equação é o termo usual que dá origem a oscilações usuais de neutrinos (no vácuo ou na matéria, dependendo da forma de H), aqui H é o Hamiltoniano total do sistema na base dos auto-estados de massa.

Podemos expandir as matrizes da Eq. (3.1) na base das matrizes de Pauli (σ_1 , σ_2 , σ_3) mais a identidade (σ_0), isto é

$$\partial_t \rho(t)_{\mu\sigma\mu} = 2\epsilon_{\mu\nu\delta} h_{\mu} \rho_{\nu} \sigma_{\delta} + L_{\mu\nu} \rho_{\nu} \sigma_{\mu}, \quad (3.2)$$

onde $\mu = 0, 1, 2, 3$, a soma nos índices repetidos está implícita e usamos $H = h_{\mu} \sigma_{\mu}$, $\rho(t) = \rho_{\mu} \sigma_{\mu}$ e

$$L_{\mu\nu} = -2 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a & b & c \\ 0 & b & \gamma & \beta \\ 0 & c & \beta & \alpha \end{bmatrix}, \quad (3.3)$$

que é a parametrização mais geral para $L[\rho]$ e contém seis constantes reais que não são independentes se assumirmos a condição de positividade completa [10]. Enquanto a exigência da positividade simples garante que os autovalores de ρ , interpretados como probabilidades no formalismo, permaneçam positivos em qualquer

tempo, a imposição de positividade completa estende esta condição para a matriz densidade que descreve um sistema maior (neutrino juntamente com o meio). Isto assegura a ausência de efeitos não físicos, tais como probabilidade negativa, quando tratados com sistemas correlacionados [7, 10].

Usando a parametrização acima, a Eq. (3.2) pode ser escrita como,

$$\partial_t \rho_0(t) = 0, \quad (3.4)$$

$$\partial_t \rho_1(t) = 2\epsilon_{\mu\nu 1} h_{\mu} \rho_{\nu} - 2[a\rho_1 + b\rho_2 + c\rho_3], \quad (3.5)$$

$$\partial_t \rho_2(t) = 2\epsilon_{\mu\nu 2} h_{\mu} \rho_{\nu} - 2[b\rho_1 + \gamma\rho_2 + \beta\rho_3], \quad (3.6)$$

$$\partial_t \rho_3(t) = 2\epsilon_{\mu\nu 3} h_{\mu} \rho_{\nu} - 2[c\rho_1 + \beta\rho_2 + \alpha\rho_3]. \quad (3.7)$$

Considerando duas gerações de neutrinos, na base dos auto-estados de massa ($|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle$), a matriz densidade que representa um estado inicial puro $|\nu_\alpha\rangle$ pode ser expressa da seguinte forma:

$$\rho_{\nu_\alpha}(0) = |\nu_\alpha\rangle \langle \nu_\alpha| = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \cos \theta \sin \theta \\ \cos \theta \sin \theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix}, \quad (3.8)$$

e outro estado inicial de sabor ν_β pode ser escrito como

$$\rho_{\nu_\beta}(0) = |\nu_\beta\rangle \langle \nu_\beta| = \begin{bmatrix} \sin^2 \theta & -\cos \theta \sin \theta \\ -\cos \theta \sin \theta & \cos^2 \theta \end{bmatrix} \equiv 1 - \rho_{\nu_\alpha}(0), \quad (3.9)$$

onde θ é o ângulo de mistura que parametriza a transformação entre a base dos auto-estados de massa ($|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle$) e dos auto-estados de interação ($|\nu_\alpha\rangle, |\nu_\beta\rangle$).

Neste formalismo, a probabilidade de conversão $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ é simplesmente dada por:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \text{Tr} [\rho_{\nu_\alpha}(t) \rho_{\nu_\beta}(0)]. \quad (3.10)$$

Como $\rho_{\nu_\alpha}(t)$ tem a forma

$$\rho_{\nu_\alpha}(t) = \begin{bmatrix} \rho_{11}(t) & \rho_{12}(t) \\ \rho_{12}^*(t) & \rho_{22}(t) \end{bmatrix}, \quad (3.11)$$

expandindo na base das matrizes de Pauli, obtemos:

$$\rho_0(t) = \frac{1}{2}(\rho_{11}(t) + \rho_{22}(t)), \quad (3.12)$$

$$\rho_1(t) = \text{Re}(\rho_{12}(t)), \quad (3.13)$$

$$\rho_2(t) = \text{Im}(\rho_{12}(t)), \quad (3.14)$$

$$\rho_3(t) = \frac{1}{2}(\rho_{11}(t) - \rho_{22}(t)), \quad (3.15)$$

assim, podemos calcular explicitamente que

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)(t) &= \text{Tr} [\rho_{\nu_\alpha}(t) \rho_{\nu_\beta}(0)] , \\ &= 1 - \left[\frac{1}{2} + \rho_3(t) \right] \cos^2 \theta \\ &\quad - \left[\frac{1}{2} - \rho_3(t) \right] \sin^2 \theta - \rho_1(t) \sin 2\theta, \end{aligned} \quad (3.16)$$

onde $\rho_1(t)$ e $\rho_3(t)$ são soluções das Eqs. (3.4)-(3.7). Logo, dado H a solução pode ser obtida a partir das equações acima.

No caso de propagação no vácuo,

$$H = \begin{bmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{bmatrix}, \quad (3.17)$$

que para neutrinos relativísticos, usando $E_{1,2} \approx E_\nu + m_{1,2}^2/2E_\nu$, pode ser reescrita como

$$H = \begin{bmatrix} E_\nu + \frac{(m_1^2 + m_2^2)}{4E_\nu} - \Delta & 0 \\ 0 & E_\nu + \frac{(m_1^2 + m_2^2)}{4E_\nu} + \Delta \end{bmatrix}, \quad (3.18)$$

onde $\Delta = (m_2^2 - m_1^2)/4E_\nu$. Logo, $h_0 = E_\nu + (m_2^2 + m_1^2)/4E_\nu$, $h_1 = h_2 = 0$ e $h_3 = -\Delta$.

A situação mais simples é aquela na qual a probabilidade de oscilação contém um único fator de dissipação adicional. De fato, esta situação surge fisicamente quando a condição do limite de acoplamento fraco for satisfeita, e corresponde a $\alpha = 0 \rightarrow a = \gamma, b = c = \beta = 0$, se impusermos positividade completa. O limite de acoplamento fraco é uma forma de implementar uma exigência física que a interação entre os neutrinos e o meio é fraca, como explicado na Ref. [7]. Esta situação limite é bastante interessante, pois é razoável pensar que apenas um dos parâmetros de descoerência possa ser grande o suficiente para estar ao alcance experimental. Neste caso, as Eqs. (3.4)-(3.7) são simplificadas e passam a ser reescritas da seguinte forma:

$$\rho_0(t) = \rho_0(0), \quad (3.19)$$

$$\partial_t \rho_1(t) = 2[h_2 \rho_3 - h_3 \rho_2] - 2\gamma \rho_1, \quad (3.20)$$

$$\partial_t \rho_2(t) = 2[h_3 \rho_1 - h_1 \rho_3] - 2\gamma \rho_2, \quad (3.21)$$

$$\partial_t \rho_3(t) = 2[h_1 \rho_2 - h_2 \rho_1]. \quad (3.22)$$

Resolvendo as Eqs. (3.19)-(3.22) no vácuo com a condição inicial $\rho_{\nu_\alpha}(0) = \rho_{\nu_\alpha}$,

$$\rho_0(t) = \frac{1}{2}, \quad (3.23)$$

$$\rho_1(t) = \frac{1}{2} \sin 2\theta e^{-2\gamma t} \cos(2\Delta t), \quad (3.24)$$

$$\rho_2(t) = -\frac{1}{2} \sin 2\theta e^{-2\gamma t} \sin(2\Delta t), \quad (3.25)$$

$$\rho_3(t) = \frac{1}{2} \cos 2\theta, \quad (3.26)$$

de forma que a probabilidade de conversão (3.16), neste caso, se reduz a

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta [1 - e^{-2\gamma L} \cos(2\Delta L)]. \quad (3.27)$$

Convém salientar, que a probabilidade de transição acima apresenta um comportamento temporal caracterizado por dois tipos de contribuições: uma de oscilação induzida por massa no termo onde aparece Δ , e outra amortecida exponencialmente, governada pelo parâmetro de dissipação γ . Se $\gamma = 0$, recobramos a probabilidade de OIM usual em duas gerações,

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta [1 - \cos(2\Delta L)]. \quad (3.28)$$

Observe que, através da Eq. (3.16), mesmo que não haja mistura, que corresponde a $\sin \theta = 0$, poderá haver conversão desde que $\rho_3(t)$ não seja constante. No caso especial em que $h_3 = -\Delta = 0$ (neutrinos degenerados ou de massa nula), a troca de sabor é induzida por descoerência quântica pura. O caso mais simples de conversão de sabor via DQP ($\Delta m^2 = 0$) é aquele com um único parâmetro de descoerência que aparece na Eq. (3.7), com $\alpha = \gamma$ não nulo. Isto implica na seguinte probabilidade de conversão:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \frac{1}{2} [1 - e^{-2\gamma L}]. \quad (3.29)$$

3.2 Vínculos para o parâmetro de DQ

Neste tópico, discutiremos os principais resultados baseados nos trabalhos que publicamos em [11, 12]. O objetivo deste estudo foi o de estabelecer os limites mais restritivos para o parâmetro de descoerência quântica γ utilizando os dados de experimentos terrestres considerando contribuições simultâneas dos mecanismos de oscilação induzida por massa e descoerência. Além disso, exploramos as perspectivas de experimentos futuros de sondar a descoerência quântica.

Limites nos parâmetros dissipativos já foram obtidos a partir de sistemas de mésons neutros [3, 13, 14, 15, 16] e interferometria de nêutron [17]. Uma primeira tentativa de usar sistemas de neutrinos para investigar efeitos dissipativos foi relatado na Ref. [18]. Na Ref. [19], as possibilidades de experimentos de neutrinos futuros investigar descoerência quântica foi qualitativamente discutida. Recentemente, limites bem restritivos foram obtidos no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ a partir dos dados dos neutrinos atmosféricos, para um parâmetro de descoerência γ que foi suposto ser proporcional a energia do neutrino elevado a uma potência n ($n = -1, 0, 2$). Em particular, se γ for inversamente proporcional a energia do neutrino foi encontrado

uma solução para o problema do neutrino atmosférico (PNA) [20]. O parâmetro de descoerência no ponto de “*Melhor Ajuste*” (MA) para a solução do PNA é de tal forma que não está em conflito com outros vínculos experimentais, mas é grande o suficiente para explicar todos os dados de neutrinos atmosféricos (sub-GeV, multi-GeV e múons ascendentes ¹), comparativamente tão bem quanto o mecanismo de OIM para $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ no vácuo.

Para realizar este estudo fenomenológico, assumimos que na natureza as oscilações induzidas por massa são acompanhadas por descoerência quântica. Neste contexto, extraímos nossos limites na descoerência usando os dados de experimentos que não registraram nenhum sinal de conversões de sabor, de forma que nossos limites serão válidos a partir de um valor máximo de Δm^2 , que depende de cada ajuste experimental.

Apesar de nossos limites serem gerais, eles são válidos, em particular, na faixa de Δm^2 consistente com a oscilação no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ solução para o PNA, ou seja, $\Delta m^2 \sim (2 - 5) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ [21] e nos modos $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ (ν_τ) para a solução LMA-MSW para o problema do neutrino solar, com $\Delta m^2 \sim (2 - 20) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ [22]. Na maioria dos casos, para $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, nossos vínculos podem também ser aplicados para a região permitida por LSND, $3 \times 10^{-3} \leq \sin^2 2\theta \leq 3 \times 10^{-2}$ e $0,2 \text{ eV}^2 \lesssim \Delta m^2 \lesssim 2 \text{ eV}^2$ [23, 24, 25].

Após estabelecer os limites atuais mais confiáveis, discutiremos brevemente a capacidade dos experimentos futuros de aceleradores de LBL de expandir estes limites.

3.2.1 Análise dos Dados Experimentais

A partir dos observáveis que descrevemos no Capítulo 2, ou seja, aqueles referentes aos experimentos de neutrinos no reator CHOOZ, e nos aceleradores CCFR, E776, CHORUS, colocamos os limites mais restritivos no parâmetro de dissipação γ . Assim, realizamos um estudo puramente fenomenológico investigando as oscilações no vácuo no contexto de duas gerações nos canais $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$. A dependência exata do parâmetro de dissipação γ com a energia do neutrino é desconhecida. Foram propostas muitas formas, baseadas em considerações físicas, que se encontram na literatura [4, 7, 19, 20]. Por esta razão, investigamos quatro diferentes *Ansätze* da dependência energética de γ :

$$\gamma = \gamma_0 E_\nu^n, \quad n = -1, 0, 1 \text{ e } 2, \quad (3.30)$$

onde E_ν é a energia do neutrino em GeV e γ_0 é uma constante dada em unidades de $\text{GeV}^{(1-n)}$.

¹Os eventos de múons ascendentes são neutrinos que cruzam a Terra provenientes da camada da atmosfera do hemisfério oposto ao do detector em SuperK.

No caso de um “baseline” específico e faixa de energia dos experimentos investigados, com as diferenças de massa quadradas aqui consideradas, o termo coseno na Eq. (3.27) tende a 1, de forma que esta se reduz a

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta [1 - e^{-2\gamma L}], \quad (3.31)$$

onde γ é dado pela Eq. (3.30) e $(\alpha, \beta) = (\mu, \tau), (\mu, e), (e, \tau)$. A probabilidade de sobrevivência $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$, em cada canal é obtida por conservação de probabilidade. Note que, para $\sin^2 2\theta = 1$, a fórmula acima é igual a para DQP dada pela Eq. (3.29), de forma que neste caso em particular, nossos resultados podem ser interpretados como um limite direto da descoerência pura. Apesar disso, as duas situações são fisicamente distintas.

A partir da Eq. (3.31), podemos ter uma idéia sobre o limite em γ_0 que pode ser alcançado para um dado experimento. Devido ao fato de estarmos tratando com experimentos que não fornecem nenhuma evidência de conversão de sabor dos neutrinos, a condição $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) < P_{\min}$, deve ser satisfeita, onde $P_{\min}$ é a probabilidade mínima (ou sensibilidade) que pode ser obtida por cada experimento. Isto significa que

$$[1 - e^{-2\gamma L}] < \frac{2 P_{\min}}{\sin^2 2\theta}, \quad (3.32)$$

logo,

$$\gamma_0 \lesssim - \frac{\ln \left(1 - 2 \frac{P_{\min}}{\sin^2 2\theta} \right)}{(L/\text{km}) \langle E_\nu / \text{GeV} \rangle^n} \times 10^{-19} \text{ GeV}^{(1-n)}, \quad (3.33)$$

onde $n = -1, 0, 1$ e 2 , L é a distância percorrida pelo neutrino em km e $\langle E_\nu \rangle$ é a energia média do neutrino em GeV. Esta equação permite conhecer antecipadamente qual experimento colocará o melhor limite em γ_0 para um dado n , em cada canal de oscilação.

Nós obtivemos os vínculos em γ_0 para os três canais de oscilação, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$:

1. Para $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, focalizamos nossa atenção na faixa de $\sin^2 2\theta$ consistente com o problema do neutrino atmosférico, ou seja, $0,8 \leq \sin^2 2\theta \leq 1,0$.
2. Para $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, escolhemos duas regiões distintas de $\sin^2 2\theta$: $0,5 \leq \sin^2 2\theta \leq 1,0$ e $6 \times 10^{-3} \leq \sin^2 2\theta \leq 6 \times 10^{-2}$. A primeira região denominaremos de “grande amplitude” (GA), e a segunda de região de “pequena amplitude” (PA). Nosso interesse nestas regiões se deve ao fato de cobrirem uma faixa similar em

$\sin^2 2\theta$ as faixas permitidas na época pelas soluções de oscilação padrão para problema do neutrino solar ². Observemos que, a região de “*grande amplitude*” engloba a solução LMA-MSW do problema do neutrino solar, enquanto a região de “*pequena amplitude*” inclui a região permitida pelos experimentos LSND [23], KARMEN [24] e Bugey [25].

3. Para $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$, enfatizamos somente a região de “*grande amplitude*”, baseado nas mesmas motivações explicadas acima para o canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

CCFR

Afim de extrair o limite do experimento CCFR, descrito na subseção 2.2.1, realizamos o seguinte tratamento estatístico dos dados experimentais como descrito na Ref. [26], ou seja, minimizamos a função

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{15} \frac{(N_i^{\text{obs}} - \langle N_i^{\text{teo}} \rangle)^2}{\sigma_i^2}, \quad (3.34)$$

onde N_i^{obs} e σ_i são os pontos experimentais e os erros do i -ésimo intervalo, respectivamente, obtido a partir do espectro do elétron mostrado na Fig. 2.4. N_i^{teo} é a previsão teórica do i -ésimo intervalo sob uma certa hipótese de oscilação dada pela Eq. (2.24). Antes de realizar nossa análise de cada experimento, conferimos que éramos capazes de reproduzir com nosso método as curvas de exclusão experimentais para oscilação de neutrinos induzida por massa em duas gerações cuja expressão da probabilidade é dada pela Eq. (3.28). Assim, mostramos nossos resultados para os três modos de oscilação investigados por CCFR na Fig. 3.1 (a), que podem ser comparados com a Fig. 5 da Ref. [27].

Com o intuito de extrair o limite de descoerência quântica para cada modo de oscilação, usamos o seguinte método: para $\sin^2 2\theta$ fixo, minimizamos o χ^2 dado pela Eq. (3.34) como uma função de γ_0 , e assim, obtivemos os limites usando $\chi^2 - \chi_{\min}^2 = 2, 70, 3, 84$ e $6, 63$ à 90 %, 95 % e 99 % N.C., respectivamente. Verificamos que, para cada $\sin^2 2\theta$, $\chi_{\min}^2$ ocorre em $\gamma_0 = 0$.

E776

Os limites a partir do experimento E776 ³ nos canais de aparecimento ν_e ($\bar{\nu}_e$) foram reproduzidos através da minimização da soma $\chi_{\text{tot}}^2 = \chi^2 + \bar{\chi}^2$, que pode ser obtida

²Notemos, desde que assumimos trabalhar em duas gerações $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \equiv P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ por invariância sob T.

³Para maiores detalhes do experimento veja subseção 2.2.2.

através da função verossimilhança, levando-se em conta a distribuição estatística de Poisson dos dados e a presença dos ruídos [28, 29], usando a definição abaixo:

$$\chi^2 = 2 \sum_i \left[(\bar{N}_i^{\text{teo}} + \bar{B}_i - \bar{N}_i^{\text{obs}}) + \bar{N}_i^{\text{obs}} \ln \left(\frac{\bar{N}_i^{\text{obs}}}{\bar{N}_i^{\text{teo}} + \bar{B}_i} \right) \right], \quad (3.35)$$

onde N_i^{obs} ($\bar{N}_i^{\text{obs}}$) e N_i^{teo} ($\bar{N}_i^{\text{teo}}$) são os números de eventos observados e teóricos de ν_e ($\bar{\nu}_e$), respectivamente, no i -ésimo intervalo, na presença do B_i ($\bar{B}_i$).

N_i^{obs} ($\bar{N}_i^{\text{obs}}$) e B_i ($\bar{B}_i$) foram obtidos a partir da Fig. 2.6, e N_i^{teo} ($\bar{N}_i^{\text{teo}}$) são calculados a partir da Eq. (2.27) substituindo a probabilidade de OIM (3.28). A curva de exclusão, no caso de duas gerações é mostrada na Fig. 3.1 (b), que está em total concordância com a curva obtida pela Ref. [30].

Os limites de descoerência foram obtidos minimizando o χ_{tot}^2 e determinando as regiões excluídas para os vários níveis de confiança, da mesma forma como já descrito para CCFR.

CHORUS

A região de exclusão de CHORUS, para detalhes do experimento vide subseção 2.2.3, pode ser calculada a partir da Eq. (2.32) da seguinte forma:

$$\langle P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\tau) \rangle \leq \frac{F \cdot r_\sigma \cdot r_A^\alpha}{BR_1 \langle \epsilon_{\tau\alpha} \rangle [\delta_{\alpha\mu} N_\mu + N_\mu^{\text{eq}}]}, \quad (3.36)$$

$$\leq \frac{F}{N_\alpha^{\text{exp}}}, \quad (3.37)$$

onde $\alpha = \mu, e$, $\langle P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\tau) \rangle$ é calculada a partir da Eq. (2.33) usando a probabilidade de OIM (3.28). F é um fator numérico para nenhum evento de ν_τ observado com um erro sistemático de 17%. De acordo com a Ref. [31], este fator, que incorpora os erros sistemáticos no limite superior do número de eventos ν_τ , pode ser calculado como

$$F = F_0 \left[1 + \frac{F_0 (\sigma_{\text{sist}})^2}{2} \right], \quad (3.38)$$

onde F_0 representa o limite superior para um dado nível de confiança do ponto de vista clássico ou Bayesiano, e σ_{sist} é a incerteza sistemática. Neste caso, em particular, temos que $\sigma_{\text{sist}} = 0,17$ e como $F_0 = 2,30, 3,0$ e $4,59$, obtivemos $F = 2,38, 3,12$ e $4,9$ à 90%, 95% e 99% N.C., respectivamente.

A partir dos valores encontrados na Tabela 2.7, obtemos: $N_\mu^{\text{exp}} = 5.950,0$ no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ e $N_e^{\text{exp}} = 79,3$ no modo $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$. Usando estes valores experimentais

Figura 3.1: Limites obtidos para (a) CCFR, (b) E776, (c) CHORUS e (d) CHOOZ para os parâmetros de oscilações de neutrinos em duas gerações a partir de nossas análises [11]. A região excluída à 90% N.C. está à direita de cada curva.

na Eq. (3.37) fomos capazes, para $\gamma_0 = 0$, de reproduzir as regiões de exclusão à 90% N.C. apresentada por CHORUS. Isto pode ser visto através da comparação de nossos gráficos na Fig. 3.1 (c) com as Figs. 1 e 2 da Ref. [32].

CHOOZ

Como vimos na subseção 2.1.1, o experimento de neutrino de reator CHOOZ é aquele que fornece o limite mais restritivo no canal de desaparecimento $\nu_e \rightarrow \nu_e$. Desde que se trata de um experimento de desaparecimento, este pode ser usado para inferir limites em γ_0 nos modos de oscilação $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ e $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$. Para isto, usamos a média da razão entre o espectro medido de pósitrons sobre o esperado, R dado pela Eq. (2.14) e comparamos o valor de R com a probabilidade de sobrevivência $\nu_e \rightarrow \nu_e$ média sobre o espectro.

Usamos a seguinte definição de χ^2

$$\chi^2 = \left(\frac{\langle 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_\alpha) \rangle - R}{\sigma_R} \right)^2, \quad (3.39)$$

onde $\alpha = \mu$ ou τ , $\langle \rangle$ denota a probabilidade de sobrevivência média em relação a energia visível E e $\sigma_R = 0,039$ é o erro total em R . Explicitamente, a probabilidade

média é dada por:

$$\langle P(\nu_e \rightarrow \nu_\alpha) \rangle = \frac{\int_{E_i}^{E_f} P(\nu_e \rightarrow \nu_\alpha) dE}{\Delta E}, \quad (3.40)$$

com $E_i = 1,2$ MeV, $E_f = 6,8$ MeV e $\Delta E = E_f - E_i = 5,6$. Neste caso, a probabilidade de oscilação $P(\nu_e \rightarrow \nu_\alpha)$ é dada pela Eq. (3.28). Novamente, a região excluída é calculada usando o método descrito para CCFR. Adotamos a fórmula de χ^2 usual, pois esta permite reproduzir quase exatamente a curva de exclusão obtida pela análise A^4 da Ref. [33]. Isto pode ser visto na Fig. 3.1 (d). Verificamos, também, que o mínimo global ocorre sempre em $\gamma_0 = 0$.

3.2.2 Limites em γ_0 através dos dados atuais

Aqui, mostramos os limites em γ_0 fornecidos pelos dados experimentais atuais nos três diferentes canais de oscilação. através de curvas de exclusão no plano $\sin^2 2\theta \times \gamma_0$ à 99% N.C. Estas dão uma visão geral de nossos resultados e mostram a sensibilidade de cada experimento para cada modo de oscilação.

Experimentos com resultados negativos em oscilações de neutrinos, como estes estudados aqui, tem uma restrição natural para impor limites em γ_0 . Isto ocorre quando $\sin^2 2\theta \rightarrow 2P_{\min}$. Neste ponto, o lado direito da Eq. (3.32) tende a 1, então para qualquer valor de γ_0 o lado esquerdo (que somente varia de 0 ($\gamma_0 \rightarrow 0$) até 1 ($\gamma_0 \rightarrow \infty$)) satisfaz a desigualdade, de forma que não seremos sensíveis a variações de γ_0 . Devido a este fato, não podemos explorar a região de “*pequena amplitude*” para $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$, ou usar CHOOZ, em vez de E776, para colocar limites em γ_0 no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ nesta região.

Limites em γ_0 no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$

Os melhores limites neste modo de oscilação para todos valores de n são dados pelo experimento CHORUS, veja Fig. 3.2.

Antes de comentar nossos limites neste canal, faremos uma observação sobre os vínculos em γ_0 para os experimentos de neutrinos atmosféricos, uma vez que eles parecem indicar oscilações [34]. Estes experimentos estão claramente em grande vantagem em relação aos experimentos terrestres, pois cobrem “*baselines*” que vão desde 500 km até aproximadamente 12.000 km, o diâmetro da Terra, com energias

⁴Esta análise utiliza toda a informação disponível do experimento CHOOZ: o número de pósitrons medidos como uma função da energia, obtida separadamente de cada reator, os dois espectros bem como as normalizações absolutas.

Figura 3.2: Limites em γ_0 como uma função de $\sin^2 2\theta$ no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, para $n = -1, 0, 1$ e 2 . A região excluída à 99 % N.C. está a direita de cada curva.

dos neutrinos entre ~ 1 GeV até poucas centenas de GeV. Pode-se estimar a ordem de magnitude de seus limites em γ_0 requerendo que $\mathcal{O}(2\gamma L) \lesssim 1$,

$$\begin{aligned} \gamma_0 &\lesssim \frac{1,97}{2,0} \frac{1}{(L/\text{km}) \langle E_\nu / \text{GeV} \rangle^n} \times 10^{-19} \text{ GeV}^{(1-n)}, \\ &\lesssim \frac{1}{(L/\text{km}) \langle E_\nu / \text{GeV} \rangle^n} \times 10^{-19} \text{ GeV}^{(1-n)}, \end{aligned} \quad (3.41)$$

onde usamos $(\text{km})^{-1} = 1,97 \times 10^{-19} \text{ GeV}$. Substituindo os valores característicos de L e $\langle E_\nu \rangle$ para os neutrinos atmosféricos, ou seja $L \sim 10^4 \text{ km}$ e $\langle E_\nu \rangle \sim 10^2 \text{ GeV}$ (os neutrinos ascendentes mais energéticos dominam este limite), na Eq. (3.41), obtemos

$$\gamma_0 \lesssim \begin{cases} 10^{-21} \text{ GeV}^2 & (n = -1), \\ 10^{-23} \text{ GeV} & (n = 0), \\ 10^{-25} & (n = 1), \\ 10^{-27} \text{ GeV}^2 & (n = 2). \end{cases} \quad (3.42)$$

Isto está em boa concordância com os limites obtidos na Ref. [20], para $n = -1, 0$ e 2 , que usam uma análise estatística rigorosa dos dados dos neutrinos atmosféricos.

Mostramos os limites em γ_0 como uma função de $\sin^2 2\theta$ na Fig. 3.2, para $n = -1, 0, 1$ e 2 à 99% N.C. Nesta figura, o limite inferior da região de ampli-

tude compatível com a solução padrão para o problema dos neutrinos atmosféricos está marcado por uma linha tracejada com uma seta. Para $n = 2$, a análise dos dados de CCFR, descrita na subseção 3.2.1, também fornece um resultado muito semelhante, ligeiramente menos restritiva que a dada por CHORUS.

Podemos observar que alguns de nossos limites são substancialmente mais fracos que os fornecidos pelos dados atmosféricos. Apesar disto, são limites independentes e os mais restritivos que podem ser calculados a partir dos neutrinos produzidos em aceleradores até o momento.

Limites em γ_0 no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

Os experimentos CHOOZ/E776 fornecem os melhores limites para $n = -1$, e CCFR para $n = 0, 1$ e 2 . Aqui, enfocamos dois casos extremos: as regiões de “*grande amplitude*” e de “*pequena amplitude*”.

Antes de discutir nossos limites neste canal, necessitamos introduzir uma conexão entre problema do neutrino solar e descoerência quântica, para que possamos comparar nossos resultados com os possíveis limites que podem ser obtidos no Sol.

No caso de neutrinos solares, onde a descoerência perturba oscilações tipo MSW, L tem que ser tomado como o raio do Sol, $L_\odot \sim 7 \times 10^5$ km. Usando o fato que, o parâmetro de descoerência quântica afim de ser relevante deve satisfazer $\mathcal{O}(2\gamma L) \sim 1$, ou explicitamente, a restrição imposta pela Eq. (3.41), e a faixa de energia do neutrino é 10^{-4} GeV $\lesssim E_\nu \lesssim 10^{-2}$ GeV, podemos estimar a ordem de γ_0 , nesta situação,

$$\gamma_0 \sim \begin{cases} 1,4 \times (10^{-29} - 10^{-27}) \text{ GeV}^2 & (n = -1), \\ 1,4 \times 10^{-25} \text{ GeV} & (n = 0), \\ 1,4 \times (10^{-23} - 10^{-21}) & (n = 1), \\ 1,4 \times (10^{-21} - 10^{-19}) \text{ GeV}^{-1} & (n = 2). \end{cases} \quad (3.43)$$

Isto significa que em alguns casos, os dados dos neutrinos solares podem fornecer os melhores limites em γ_0 com as faixas citadas acima.

Na região de “*grande amplitude*”, mostramos nossos resultados na Fig. 3.3 para $n = -1, 0, 1$ e 2 à 99% N.C. Para $n = -1, 0$, vemos que os limites de CHOOZ e CCFR são mais fracos que os vínculos possíveis que se pode obter a partir dos neutrinos solares. Para $n = 1$, os limites de CCFR são nitidamente mais restritivos em relação aqueles que poderiam ser alcançados pela solução LMA-MSW do problema do neutrino solar. No entanto, dado que nossos resultados em $\sin^2 2\theta = 1$ podem ser interpretados como limite do mecanismo de DQP, podemos concluir que, para $n = 1$, a possibilidade de explicar os neutrinos solares através deste mecanismo está de fato descartada.

Figura 3.3: Limites em γ_0 como uma função de $\sin^2 2\theta$ no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, para $n = -1$ (PA, GA), 0, 1 e 2 à 99 % N.C.

Quando $n = 2$, os limites de CCFR são muito menores que a sensibilidade solar e, novamente, o mecanismo de DQP não pode ser solução para o problema do neutrino solar.

O resultado geral é, que para $n \gtrsim 1$ com a solução LMA-MSW para o problema do neutrino solar, não esperamos melhorar os limites de CCFR com os dados solares nem explicar o problema do neutrino solar através do mecanismo de DQP. Isto é devido a dependência energética do limite em γ_0 (veja Eq. (3.30)) e ao fato que a energia do neutrino média em CCFR ser muito maior que as dos neutrinos solares. Portanto, a tendência é que os limites de CCFR tornem-se mais fortes que os solares, com o aumento de n .

Para a região de “*pequena amplitude*”, podemos também ver as curvas limítrofes na Fig. 3.3. Note que, neste caso, os vínculos para $n = -1$ foram obtidos usando os dados de E776.

Para o caso de $n = -1, 0$ e 1 , esperamos que os limites com os neutrinos solares sejam muito melhores que os apresentados aqui. No caso de $n = 2$, os limites de CCFR estão abaixo da sensibilidade solar.

Como mencionado na subseção 3.2.1, o limite para a região de “*pequena amplitude*” no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ pode ser mantido válido também sob a hipótese de

que os parâmetros de oscilação situam-se na região permitida pelos experimentos LSND [23], KARMEN [24] e Bugey [25] ($3 \times 10^{-3} \leq \sin^2 2\theta \leq 3 \times 10^{-2}$, $0,2 \text{ eV}^2 \lesssim \Delta m^2 \lesssim 2 \text{ eV}^2$). Devido a esta faixa de Δm^2 , apenas os limites com os dados de CCFR ($n = 0, 1, 2$) podem ser usados se a escala de massa de LSND for adotada.

Para comparar nossos vínculos como os possíveis que poderiam ser extraídos dos dados de LSND, fizemos algumas estimativas. Agora, assumindo que $\mathcal{O}(2\gamma L) \sim 1$, ou seja, usando Eq. (3.41) aplicado a LSND com $\langle E_\nu \rangle = 40 \text{ MeV}$ e $L = 30 \text{ m}$, obtivemos

$$\gamma_0 \lesssim \begin{cases} 10^{-19} \text{ GeV}^2 & (n = -1), \\ 3 \times 10^{-18} \text{ GeV} & (n = 0), \\ 0,8 \times 10^{-16} & (n = 1), \\ 2 \times 10^{-15} \text{ GeV}^{-1} & (n = 2). \end{cases} \quad (3.44)$$

Isto significa que, para $n = -1$, restringimos a mesma faixa de γ_0 que poderia ser alcançada com os dados de LSND. Por sua vez, para todos os outros valores de n , os limites de CCFR estão muito abaixo da sensibilidade de LSND. Além disto, se compararmos estas sensibilidades com nossos limites para o mecanismo de DQP ($\sin^2 2\theta = 1$), é evidente que os resultados de LSND não podem ser explicados unicamente por descoerência.

Limites em γ_0 no canal $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$

Neste canal, o experimento CHOOZ forneceu os melhores limites quando $n = -1$, CHORUS para $n = 0, 1$ e CCFR no caso de $n = 2$, como pode ser visto na Fig. 3.4.

Como já mencionamos anteriormente, aqui somente podemos discutir o caso de “*grande amplitude*”. Verificamos que, neste canal de oscilação, somente os limites experimentais impostos por CCFR são mais fortes que aqueles que poderiam ser atingidos pelos dados dos neutrinos solares.

3.2.3 Vínculos em γ_0 : perspectivas dos experimentos futuros

Discutiremos aqui brevemente as perspectivas de melhorar os limites apresentados acima, usando os valores médios de E_ν , L e as sensibilidades esperadas para os experimentos de próxima geração como KamLAND [35]⁵, MINOS, os experimentos “*CERN-Gran Sasso*” ICANOE/OPERA e uma possível “*fábrica*” de neutrinos num anel de colisão de múons. Convém mencionar, que o experimento de reator

⁵Note que na época em que realizamos este trabalho, KamLAND ainda não tinha entrado em operação.

Figura 3.4: Limites em γ_0 como uma função de $\sin^2 2\theta$ no modo $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$, para $n = -1, 0, 1$ e 2 à 99 % N.C.

KamLAND [35] forneceu recentemente um sinal positivo de desaparecimento de $\bar{\nu}_e$ confirmando a solução LMA-MSW para o problema do neutrino solar. Com isso, as perspectivas em relação a este experimento tornaram-se limites atuais.

Para estimar os limites em γ_0 que podem ser alcançados por tais experimentos de LBL, investigamos os dois resultados possíveis: (i) nenhum sinal de oscilação observado; e (ii) sinal positivo de aparecimento/desaparecimento.

Experimentos que fornecem resultados negativos não são sensíveis a escala de massa, assim ao considerar (i) podemos trabalhar com a Eq. (3.32), substituindo $\sin^2 2\theta$ por 1, e o valor médio de E_ν e L bem como as sensibilidades esperadas pelas correspondentes de cada experimento proposto,

$$[1 - e^{-2\gamma L}] < 2 P_{\min}. \quad (3.45)$$

Desta forma, neste valor fixo de $\sin^2 2\theta$, podemos testar simultaneamente descoerência mais oscilação e DQP sozinha. Isto foi feito somente para os canais $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$; o modo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ foi considerado já observado por SuperK e K2K. Esta é uma estimativa uma vez que negligenciamos completamente os efeitos de matéria, que podem ser fundamentais na determinação da sensibilidade exata de cada experimento para γ_0 . No entanto, acreditamos que pequenas mudanças no valor exato do limite não altere nossas conclusões sobre qual será o experimento

Figura 3.5: Limites em γ_0 para alguns experimentos de próxima geração assumindo a sensibilidade proposta para cada experimento e nenhum sinal de oscilação observado nos canais $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$.

mais restritivo para cada valor de n e modo de oscilação.

Na Fig. 3.5, mostramos nosso limite para γ_0 nos canais de oscilação $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e para $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ como uma função de n para umas poucas configurações experimentais no caso em que nenhum sinal de oscilação seja observado.

Inicialmente, discutiremos o modo $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. No caso de $n = -1$, determinadas configurações de “fábrica” de neutrinos podem abaixar o limite atual por um fator de três. Para $n = 0$, MINOS/ICANOE podem melhorar o limite por três ordens de magnitude enquanto certos arranjos de “fábrica” de neutrinos por seis ordens de grandeza. No caso de $n = 1$, MINOS/OPERA/ICANOE podem abaixar o limite aproximadamente por um fator de dez, mas uma “fábrica” de neutrinos pode empurrá-lo próximo de $\gamma_0 \lesssim 10^{-29}$. No caso de $n = 2$, o vínculo de CCFR somente poderá ser ultrapassado por uma “fábrica” de neutrinos.

No canal $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ para $n = -1$, algumas configurações de “fábrica” de neutrinos propostas podem obter limites mais restritivos em γ_0 , para todos os valores de n , do que todos os experimentos aqui discutidos.

Quando considera-se (ii) para colocar um limite em γ_0 , a probabilidade de oscilação deve ser afetada pelo parâmetro de descoerência de forma que $\mathcal{O}(2\gamma L) \sim 1$, ou seja, podemos usar a Eq. (3.41). Logo, este valor não depende do modo de os-

Figura 3.6: Limites atingíveis em γ_0 para experimentos de LBL de próxima geração assumindo que estes observem oscilação.

cilação, mas somente de L e $\langle E_\nu \rangle$ característico de cada experimento. Isto fornece uma idéia de suas sensibilidades para γ_0 como uma função de n que é mostrado na Fig. 3.6, para algumas situações.

Para $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, somente o Ansatz $n = -1$ pode, em princípio, ser melhor testado numa “fábrica” de neutrinos que usando os dados dos neutrinos atmosféricos. Isto dependerá extremamente da escolha do “baseline” e da energia do múon.

No modo $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, o limite em γ_0 , com o Ansatz $n = -1$, foi melhorado pelo experimento KamLAND, que mediu um sinal positivo de desaparecimento, por quase duas ordens de magnitude em relação ao experimento CHOOZ. Para $n \gtrsim 2$, os limites de CCFR mostrados aqui podem ser abaixados para alguns dos experimentos que estudamos.

No canal $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$, para $n = -1$, o experimento KamLAND obteve um limite ligeiramente melhor que o obtido pelo experimento CHOOZ. Por sua vez, os experimentos futuros MINOS/ICANOE/OPERA/ “fábrica” de neutrinos ($n = 0, 1$) e uma “fábrica” de neutrinos ($n = 2$) podem melhorar os limites apresentados aqui, por um fator de uma à duas ordens de magnitude.

3.3 Investigando a Dinâmica de Conversão de Sabor $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$

Nesta seção, discutiremos os resultados publicados em [36]. Este estudo que realizamos teve como objetivo avaliar de forma quantitativa a capacidade dos experimentos K2K, MINOS, OPERA e de uma “*fábrica*” de neutrinos baseada em um anel de colisão de múons de distinguir a oscilação induzida por massa da solução de descoerência pura para o problema dos neutrinos atmosféricos [20] e, desta forma, contribuir para o conhecimento da dinâmica de desaparecimento de ν_μ .

Na época em que efetuamos este estudo, apesar dos dados dos neutrinos atmosféricos coletados permitirem excluir definitivamente algumas dependências energéticas para a probabilidade de conversão $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ [37], algumas possibilidades interessantes, tais como decaimento do neutrino [38] e o mecanismo de descoerência quântica pura [20] eram capazes de explicar os dados comparativamente tão bem quanto o mecanismo de oscilação induzida por massa. Isto apesar do fato de que a dinâmica envolvendo o decaimento do neutrino e DQP fornecerem uma probabilidade de sobrevivência para ν_μ monotonicamente decrescente com a energia do neutrino enquanto o mecanismo de OIM resulta numa probabilidade oscilação harmônica.

Com isso, a motivação que nos levou a realizar este trabalho foi o fato de que apesar dos resultados de SuperK [39] e outros experimentos com neutrinos atmosféricos [9] além dos resultados preliminares de K2K [40] apontarem favoravelmente para a conversão $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, a dinâmica que rege tal conversão ainda não havia sido totalmente estabelecida.

De acordo com a Ref. [41], a análise combinada dos dados mais recentes de SuperK [42] com os primeiros resultados espectrais do experimento de acelerador K2K [43], mostram algumas indicações fracas contra a solução de descoerência pura para o problema dos neutrinos atmosféricos. Embora o mecanismo padrão de oscilação forneça o melhor cenário para este problema, a solução de descoerência ainda é estatisticamente aceitável, e pode fornecer uma ferramenta fenomenológica útil para testar o tipo de oscilação padrão.

Muitos, senão todos, dos experimentos de neutrinos de LBL propostos foram projetados para medir oscilações $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ afim de se determinar precisamente os parâmetros de oscilação tendo em mente o mecanismo padrão de oscilação induzida por massa. É importante verificar suas potencialidades reais para discriminar entre diferentes dinâmicas de conversão de sabor.

3.3.1 Teste de Significância Estatística

Com a finalidade de se definir a capacidade de se distinguir OIM de DQP no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ calculamos o número de desvios padrões de separação entre dados compatíveis com OIM e DQP como $n_\sigma = \sqrt{\chi^2}$ usando

$$\chi^2(\gamma_0, \sin^2 2\theta, \Delta m^2) = 2[N^{\text{DQP}}(\gamma_0) - N^{\text{OIM}}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)] + 2N^{\text{OIM}}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) \ln \left(\frac{N^{\text{OIM}}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)}{N^{\text{DQP}}(\gamma_0)} \right), \quad (3.46)$$

n_σ é o grau de confiança de acordo com o PDG [44]. Assim, estamos testando a hipótese de DQP a partir dos eventos compatíveis com OIM para cada experimento. O número de eventos esperados para os mecanismos de OIM e DQP foram calculados usando as probabilidades de conversão (3.28) e (3.29), respectivamente, onde assumimos para DQP que $\gamma = \gamma_0(E_\nu/\text{GeV})^{-1}$, devido ao fato que a solução de descoerência pura para os neutrinos atmosféricos [20] foi encontrada para esta parametrização de γ . Para cada experimento analisado, calculamos dois tipos de curvas de nível:

1. Fixamos $N^{\text{DQP}} = N^{\text{DQP}}(\gamma_0^{\text{MA}})$, no número correspondente ao ponto de melhor ajuste para a solução de DQP para o PNA [20] ($\gamma_0 = \gamma_0^{\text{MA}} = 0,6 \times 10^{-21} \text{ GeV}$), e variamos os parâmetros de OIM no intervalo $1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \leq \Delta m^2 \leq 2 \times 10^{-2} \text{ eV}^2$ e $0,8 \leq \sin^2 2\theta \leq 1$ consistente com os dados de neutrinos atmosféricos. Desta forma, obtivemos curvas para n_σ fixos no plano $\sin^2 2\theta \times \Delta m^2$.
2. Variamos o parâmetro de descoerência, γ_0 , no intervalo $0,25 \times 10^{-21} \text{ GeV} \leq \gamma_0 \leq 1,1 \times 10^{-21} \text{ GeV}$, bem como o parâmetro de oscilação induzido por massa no intervalo $1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \leq \Delta m^2 \leq 2 \times 10^{-2} \text{ eV}^2$ mantendo fixo $\sin^2 2\theta = 1$. O limite superior da faixa em γ_0 é aquele permitido pelos dados de CHORUS [11] e NOMAD [20]. Por sua vez, o limite inferior em γ_0 foi estimado usando $\gamma_0 \sim 2,54 \times 10^{-19} \times (\Delta m^2/\text{eV}^2) \text{ GeV}$, com $\Delta m^2 = 1,0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. Com isto, obtivemos curvas de n_σ fixo no plano $\gamma_0 \times \Delta m^2$. Isto permitiu estender nossas conclusões além do ponto de melhor ajuste da solução de DQP para o PNA.

3.3.2 Capacidade dos experimentos de LBL distinguirem os mecanismos OIM e DQP

Aqui, mostraremos de forma quantitativa a capacidade de K2K e os experimentos de próxima geração MINOS, OPERA e uma “fábrica” de neutrinos num anel de colisão

Hipótese	N_{DR}	Número de POT
Sem Conversão de Sabor	40,3	$2,29 \times 10^{19}$
$\Delta m^2 = 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	28,3	
$\Delta m^2 = 5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	18,9	
$\Delta m^2 = 7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	13,3	
$\Delta m^2 = 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	123	$1,0 \times 10^{20}$
$\gamma_0 = 0,6 \times 10^{-21} \text{ GeV}$	122	

Tabela 3.1: Número esperado de eventos de ν_μ calculados para o “detector remoto” de K2K de 22,5 kton. Em todos os casos $\sin^2 2\theta = 1$.

de múons para distinguir a solução de DQP para o PNA com $\gamma_0 \sim 0,6 \times 10^{-21} \text{ GeV}$, a partir da da Ref. [20], em relação ao mecanismo padrão de OIM no vácuo. Para isto, usamos os valores dos parâmetros de oscilação compatíveis com os dados de neutrinos atmosféricos da época, com $\Delta m^2 \sim (1,1 - 7,8) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta \gtrsim 0,84$ [39], cujo ponto de melhor ajuste para o PNA era de $\Delta m^2 = 3,0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta = 1,0$.

Para isto, utilizamos os observáveis de cada experimento, que se encontra na seção 2.2, calculando o número de eventos esperados para o mecanismo de OIM e de DQP e usamos nossa definição do $\chi^2(\gamma_0, \sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ dada pela Eq. (3.46).

Com o intuito de analisar nossos resultados com base nos dados mais recentes dos neutrinos atmosféricos, temos conhecer o cenário atual em que se encontra o PNA. De acordo com a análise feita pela Ref. [45] a partir dos últimos resultados de SuperK [42] e de K2K [43], os parâmetros de oscilação encontram-se, à 3σ , nos intervalos abaixo:

$$\begin{aligned} 1,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 &< \Delta m^2 < 3,9 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \\ \sin^2 2\theta &> 0,86, \end{aligned} \quad (3.47)$$

sendo $\Delta m^2 = 2,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta = 1,0$ o valor de melhor ajuste correspondente ao PNA.

Em relação a solução de DQP, de acordo com a Ref. [41], a partir da análise combinada dos dados atuais de SuperK [42] e de K2K [43], o valor de melhor ajuste para descoerência encontrado foi de $\gamma_0 = 0,61 \times 10^{-21} \text{ GeV}$ e $\sin^2 2\theta = 1,0$, que é praticamente o mesmo resultado obtido anteriormente pela Ref. [20].

A seguir, apresentaremos os resultados de nossos estudos para cada experimento.

OIM versus DQP em K2K

Na Ref. [20], K2K foi citado como um possível experimento para testar a solução de descoerência para o PNA. Esta possibilidade seria muito atraente já que K2K é um experimento que está tomando dados atualmente.

Figura 3.7: *Distorção espectral esperada para eventos 1-anel tipo- μ em K2K assumindo conversão de sabor com $\sin^2 2\theta = 1$ e diferentes valores de Δm^2 (OIM) e $\gamma_0 = 0,6 \times 10^{-21}$ GeV (DQP) após 10^{20} POT.*

Afim de verificar isto, calculamos o número de eventos esperados em K2K após 10^{20} POT, em três hipóteses: (i) não conversão de sabor; (ii) oscilação $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ induzida por massa com os parâmetros consistentes com os resultados dos neutrinos atmosféricos [39]; e (iii) a solução de descoerência pura para o PNA [20].

Na subseção 2.2.4, foi mostrado a descrição do experimento K2K bem como a expressão para o cálculo de número de eventos esperados no “*detector remoto*” (DR) que pode ser obtida usando as Eqs. (2.38) e (2.41).

Com isso, inicialmente realizamos o cálculo do número total de eventos esperados no “*detector remoto*”, N_{DR} , na ausência de qualquer conversão de sabor, e para oscilação com $\sin^2 2\theta = 1$ e $\Delta m^2 = 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ após $2,29 \times 10^{19}$ POT. Nossos resultados, que estão listados na Tabela 3.1, concordam plenamente com aqueles obtidos por K2K como pode ser visto na Tabela 2.9. Com isso, podemos estimar o número total de eventos esperados no DR quando K2K atingir 10^{20} POT para oscilações no vácuo e descoerência. A partir disto, podemos ver que oscilação induzida por massa e o efeito de descoerência em seus valores de melhor ajuste implicam, para a meta do experimento K2K, que os valores para o número total de eventos de ν_μ são estatisticamente compatíveis e, assim, as duas soluções serão indistinguíveis em K2K.

A distribuição de energia dos eventos de K2K pode, em princípio ser usada para

Figura 3.8: Regiões em K2K após 10²⁰ POT: (a) no plano $\sin^2 2\theta \times \Delta m^2$ com $\gamma_0 = \gamma_0^{MA}$; (b) no plano $\Delta m^2 \times \gamma_0$ onde $\otimes \equiv (3, 0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, 0, 6 \times 10^{-21} \text{ GeV})$ indica o ponto de MA para OIM [39] e DQP [20] soluções para o PNA com $\sin^2 2\theta = 1$.

distinguir as soluções. Mostramos na Fig. 3.7, o espectro de neutrino reconstruído por simulações de Monte Carlo para eventos 1-anel tipo- μ em SuperK obtido a partir da Ref. [46] para $\Delta m^2 = 0,0015 \text{ eV}^2, 0,0028 \text{ eV}^2, 0,005 \text{ eV}^2$ e $0,01 \text{ eV}^2$ e o ponto de melhor ajuste de DQP para o PNA. O último foi feito simplesmente multiplicando o valor do intervalo para não oscilação pela probabilidade de sobrevivência de DQP média no intervalo. Nesta figura barras representam o erro estatístico em cada intervalo.

A partir da Fig. 3.7, vemos que se levarmos em conta somente o erro estatístico, descartando completamente o erro sistemático, as curvas são virtualmente indistinguíveis, e dificilmente espera-se discriminar entre as duas soluções com os dados de K2K.

Na Fig. 3.8, mostramos os resultados dos testes de significância estatística para K2K, como proposto na subseção 3.3.1. Na Fig. 3.8 (a), realizamos este teste no plano $\sin^2 2\theta \times \Delta m^2$ onde a parte interna da curva cinza é aquela permitida pelos dados de neutrinos atmosféricos de SuperK [39] à 99% N.C., e a sensibilidade de K2K é marcada por uma linha horizontal com uma seta. Por sua vez, na Fig. 3.8 (b), mostramos o teste no plano $\Delta m^2 \times \gamma_0$ onde linha pontilhada marca a região permitida pelos dados de neutrinos atmosféricos de SuperK [39] à 99 % N.C. Estas

Figura 3.9: *Distorção espectral esperada em MINOS para os pontos de melhor ajuste para as soluções de OIM no vácuo e descoerência pura para o PNA nas três configurações de energia possíveis do feixe: (a) “alta”; (b) “média” e (c) “baixa”.*

curvas foram calculadas com o número total de eventos no DR, N_{DR} , e apesar de não estarem diretamente relacionadas com aquelas plotadas na Fig. 3.7, nos levam basicamente a mesma conclusão. Em particular, a Fig. 3.8 (a) mostra, que de acordo com os valores dos parâmetros de oscilação permitidos pelos dados atuais (3.47), a separação máxima entre as duas soluções não poderá exceder $\sim 2\sigma$ se $\gamma_0 = \gamma_0^{MA}$. Na Fig. 3.8 (b), onde fixamos $\sin^2 2\theta = 1$, ao invés de γ_0 no ponto de melhor ajuste, vemos, que para os valores dos parâmetros de oscilação situados na faixa permitida pelos dados de neutrinos atmosféricos recentes (3.47), a separação é sempre menor que 3σ , $\forall \gamma_0$. Constatamos também que o ponto correspondente ao de melhor ajuste das soluções de OIM e DQP estão dentro da região de $n_\sigma \lesssim 1$. Portanto, concluímos que será particularmente difícil distinguir as duas soluções do PNA antes da chegada dos experimentos de neutrinos de próxima geração.

OIM versus DQP em MINOS

Aqui usamos as três configurações de energia projetadas para MINOS, como descritas na subseção 2.2.5, ou seja, “baixa” ($\langle E_\nu \rangle \sim 3 \text{ GeV}$), “média” ($\langle E_\nu \rangle \sim 7 \text{ GeV}$) e “alta” energia ($\langle E_\nu \rangle \sim 15 \text{ GeV}$) afim de tentar discriminar as soluções de DQP e de OIM.

Hipótese	Feixe de “ <i>Média</i> ” Energia $R_{0\mu/1\mu}$	Feixe de “ <i>Alta</i> ” Energia $R_{0\mu/1\mu}$
Sem Troca de Sabor	$0,33 \pm 0,01$	$0,314 \pm 0,004$
$\Delta m^2 = 1,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	$0,35 \pm 0,01$	$0,320 \pm 0,004$
$\Delta m^2 = 3,0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	$0,41 \pm 0,01$	$0,340 \pm 0,004$
$\Delta m^2 = 4,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	$0,52 \pm 0,01$	$0,380 \pm 0,005$
$\Delta m^2 = 6,0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	$0,71 \pm 0,01$	$0,430 \pm 0,005$
$\gamma_0 = 0,6 \times 10^{-21} \text{ GeV}$	$0,47 \pm 0,01$	$0,413 \pm 0,005$

Tabela 3.2: Taxa esperada de $R_{0\mu/1\mu}$ em MINOS para 10 kton-ano de exposição, onde o erro é somente estatístico. Em todos os casos, $\sin^2 2\theta = 1$.

Em nossas análises, estudamos dois tipos diferentes de observáveis que podem ser medidos em MINOS: o espectro de energia de 1μ e a razão de eventos $0\mu/1\mu$.

A partir do número esperado de 1μ em MINOS, $N_{1\mu}$ obtido a partir Eq. (2.49) e usando nosso procedimento estatístico dado pela Eq. (3.46) obtivemos nossos resultados que discutiremos a seguir.

Na Fig. 3.9, apresentamos as distribuição de energia de 1μ esperada em MINOS no caso de não conversão de sabor e para os valores de melhor ajuste dos parâmetros das soluções de OIM e de DQP do PNA assumindo 10 kton-ano (~ 2 anos de tomada de dados). Podemos observar que se a escolha final do feixe for a configuração de “*baixa*” energia, MINOS estará no mesmo patamar que K2K, significando que a discriminação entre as soluções será extremamente desfavorecida devido a baixa estatística. No caso de se utilizar um feixe de energia “*média*” ou “*alta*”, a distinção torna-se cada vez mais provável devido a estatística mais elevada.

Na Fig. 3.10, mostramos o resultado do teste de significância estatística no plano $\sin^2 2\theta \times \Delta m^2$, para as três configurações de energia. Como pode ser visto, para $\Delta m^2 = 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, DQP e OIM estão separadas por menos de 2σ , mais de 3σ , e mais de 5σ para as configurações de “*baixa*”, de “*média*” e de “*alta*” energia, respectivamente, $\forall \sin^2 2\theta$ na faixa compatível com os dados atmosféricos de SuperK, confirmando nossas conclusões iniciais mostradas na Fig. 3.9.

Além disso, podemos constatar que, considerando 99% N.C. da região permitida no plano $\sin^2 2\theta \times \Delta m^2$ pelos dados de SuperK [39], as duas soluções serão indistinguíveis com 3σ para $1,7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \lesssim \Delta m^2 \lesssim 3,9 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ na configuração de “*baixa*” energia; em $3,0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \lesssim \Delta m^2 \lesssim 3,9 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ na da “*média*” energia; e não existe região em que estas soluções sejam indistinguíveis pela faixa permitida pelos dados atuais (3.47) na de “*alta*” energia.

Calculamos a razão $R_{0\mu/1\mu}$, discutida na subseção 2.2.5, a partir das Eqs. (2.51),

Figura 3.10: *Idem à Fig. 3.8, mas somente no plano $\sin^2 2\theta \times \Delta m^2$ para eventos $N_{1\mu}$ em MINOS após 10 kton-ano de exposição nas três configurações de energia: (a) “baixa”; (b) “média” e (c) “alta”.*

(2.52) e (2.53). Na Tabela 3.1, mostramos nossa estimativa para esta razão no caso de não conversão $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, de OIM para alguns valores de Δm^2 e DQP com $\gamma_0 = \gamma_0^{\text{MA}}$ para feixe de “média” e de “alta” energia. Na configuração de “baixa” energia, este teste é ineficaz uma vez que, neste caso, MINOS será essencialmente um experimento tipo desaparecimento de ν_μ . Para os feixes de “média” e “alta” energia, a razão prevista nos valores de melhor ajuste dos parâmetros das duas soluções parecem estar bem separadas.

OIM versus DQP nos experimentos de “CERN-Gran Sasso”

Conforme já descrito na subseção 2.2.6, o feixe de ν_μ do CERN até o laboratório Gran Sasso situado a 732 km de distância do ponto de produção juntamente com os detectores massivos ICANOE/OPERA em Gran Sasso mostram-se bastante promissores na investigação de transições de grande comprimento de oscilação.

Investigamos a capacidade destes detectores, em particular, de OPERA trabalhando no modo de aparecimento $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, para elucidar qual a solução correta para o PNA. Obtivemos o número esperado de eventos ν_τ , N_τ , que poderá ser medido por OPERA, considerando um feixe puro de ν_μ a partir da Eq. (2.55) admitindo que

Figura 3.11: *Distorção espectral esperada para OPERA para diferentes valores de Δm^2 (linhas tracejadas) bem como para o ponto de melhor ajuste para DQP (linha contínua), para 5 anos de exposição. Em todos os casos $\sin^2 2\theta = 1$.*

a probabilidade $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ é suposta ser igual a zero (no caso de não conversão de sabor), corresponde a OIM (3.28) ou se refere a DQP (3.29).

Na Tabela 3.3, mostramos o número de eventos de ν_τ que calculamos, de acordo com a Eq. (2.55), para 5 anos de exposição, assumindo $\sin^2 2\theta = 1$ e quatro valores diferentes de Δm^2 e o ponto de melhor ajuste para a solução de descoerência para o PNA. Nesta tabela, colocamos também o número de eventos de ruído total, que permanecem após todos os cortes cinemáticos terem sido aplicados, normalizados a uma exposição de 5 anos, a partir da Ref. [47]. Podemos notar que, para o efeito de descoerência, a taxa de eventos de tau é substancialmente maior que a maioria das hipóteses de Δm^2 e do que o número de eventos de ruído.

O espectro de energia para ambos os cenários de conversão de sabor em OPERA após 5 anos de exposição, que pode ser visto na Fig. 3.11, foi calculado usando a Eq. (2.55). Apesar do fato que, em alguns casos observamos que a razão entre o número de eventos de ν_τ vindos de DQP e OIM ser maior que quatro, na prática, parece ser muito difícil observar esta diferença devido a baixa estatística.

Na Fig. 3.12, mostramos o resultado do nossos testes de significância estatística. A partir da Fig. 3.12 (a), pode-se constatar que é possível discriminar entre DQP e OIM em toda região permitida pelos dados atuais (3.47) ($n_\sigma \lesssim 5$). Vale a pena mencionar que se variarmos o parâmetro de descoerência na faixa entre $0,25 \times$

Hipótese	N_τ
$\Delta m^2 = 1,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	4
$\Delta m^2 = 3,0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	16
$\Delta m^2 = 4,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	36
$\Delta m^2 = 6,0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	62
$\gamma_0 = 0,6 \times 10^{-21} \text{ GeV}$	69
Ruído total $\sim 0,6$ eventos [47]	

Tabela 3.3: *Número esperado de eventos de ν_τ calculados para OPERA assumindo 5 anos de exposição, usando 8,7% para a eficiência total de seleção do τ^- . Em todos os casos de OIM, $\sin^2 2\theta = 1$.*

$10^{-21} \text{ GeV} \lesssim \gamma_0 \lesssim 1,1 \times 10^{-21} \text{ GeV}$, o número de eventos de N_τ varia também de 31 à 114. Isto sugere que pode haver algumas situações, que mesmo se o número de eventos medidos for consistente com $\Delta m^2 \lesssim 3,9 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, pode ser muito difícil distinguir as duas soluções em OPERA. Isto torna-se mais claro na Fig. 3.12 (b), onde vemos que para os dados compatíveis com $\Delta m^2 < 3,9 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ uma separação de mais que 3σ pode ser alcançada para $\gamma_0 \gtrsim 3,9 \times 10^{-21} \text{ GeV}$.

OIM versus DQP numa “Fábrica” de Neutrinos

Conforme já descrevemos na subseção 2.2.7, as “fábricas” de neutrinos pelo fato de fornecerem feixes de neutrinos de mistura bem conhecida a partir dos decaimentos $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$ ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$), oferecem amplas vantagens em relação aos feixes de neutrinos convencionais baseado nos decaimentos de píons.

Aqui, exploramos as “fábricas” de neutrinos como um experimento de desaparecimento no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$. Em particular, estudamos o caso em que múons negativos são armazenados num anel e, em seguida, decaem produzindo neutrinos. O observável relevante é o número total de μ^- que foi calculado usando a Eq. (2.63) onde $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ é igual a zero (no caso de não conversão de sabor), a probabilidade de OIM (3.28) ou a probabilidade de DQP (3.29). Um cálculo similar pode ser efetuado quando múons positivos decaem produzindo neutrinos.

Desde que a configuração de tal experimento ainda não está definida, tentamos estimar a configuração ótima afim de maximizar a diferença entre a probabilidade de sobrevivência $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ induzida por massa e descoerência pura. Como observado na Ref. [20], o ponto de melhor ajuste das soluções de DQP e OIM, o argumento coseno, no caso de OIM, e o argumento exponencial, no caso de DQP, podem ser

Figura 3.12: Idem à Fig. 3.8, mas para eventos N_τ em OPERA após 5 anos.

quase o mesmo. Explicitamente,

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \simeq \frac{1}{2} [1 + \cos(X)] \quad (\text{OIM}) , \quad (3.48)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \simeq \frac{1}{2} [1 + e^{-X}] \quad (\text{DQP}) , \quad (3.49)$$

onde

$$X = \beta \frac{L}{E_\nu} , \quad (3.50)$$

com $\beta = 2,54 \Delta m^2 \sim 1,0 \times 10^{19} \gamma_0$, Δm^2 dado em eV², γ_0 em GeV e β em GeV/km. Desta forma, podemos maximizar a diferença entre as probabilidades simplesmente encontrando os valores de X que maximizem a função

$$F(X) = |\cos(X) - e^{-X}| . \quad (3.51)$$

Isto significa que podemos resolver numericamente para X a equação transcendental

$$e^{-X} - \sin(X) = 0 , \quad (3.52)$$

com a condição $\cos(X) > -e^{-X}$.

Uma vez encontrado o conjunto de soluções de X , podemos aplicar a Eq. (3.50) para encontrar a distância ótima, $L_{\text{ótimo}}$, escolhendo um valor para E_μ e fixando

Hipótese	N_μ (1)		N_μ (2)	
L (km)	3.096	9.289	3.096	9.289
E_μ (GeV)	10	30	10	30
Sem Troca de Sabor	1.315 ± 36	3.804 ± 61	32.880 ± 181	95.101 ± 308
$\Delta m^2 = 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	222 ± 15	805 ± 28	5.554 ± 75	20.141 ± 141
$\gamma_0 = 0,6 \times 10^{-21} \text{ GeV}$	716 ± 27	2.156 ± 46	17.918 ± 134	53.910 ± 232

Tabela 3.4: Número de eventos esperados de μ^- , N_μ , para algumas configurações de “fábricas” de neutrinos sob três hipóteses de conversão de sabor para os cenários (1) e (2).

E_ν no valor médio da energia do neutrino observável, ou seja, $\langle E_\nu \rangle = 0,7 E_\mu$ [48], com $\beta = 6,1 \times 10^{-3} \text{ GeV/km}$, o ponto de melhor ajuste da Ref. [20]. Calculamos a diferença máxima entre as duas probabilidades para $E_\mu = 10 \text{ GeV}$, 20 GeV , 30 GeV e 50 GeV com uma função de L , mas somente mantivemos os casos onde esta diferença atingisse aproximadamente 50%. Isto foi obtido para $L_{\text{ótimo}} = 3.096 \text{ km}$, 6.192 km , 9.289 km e $E_\mu = 10 \text{ GeV}$, 20 GeV e 30 GeV , respectivamente.

Note que usando este critério, estamos procurando um máximo na diferença absoluta entre as probabilidades de sobrevivência ($\mathcal{O}(0,5)$), que é uma condição muito forte que impussemos afim de detectar um número de decaimento de múons, que fosse grande o suficiente para assegurar que o sinal seja completamente mensurável experimentalmente. Como vimos anteriormente (por exemplo, na Fig. 3.11) existem casos de L/E_ν onde a diferença absoluta nas probabilidades de sobrevivência é pequena enquanto a razão $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)(\text{DQP})/P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)(\text{OIM})$ é grande, uma vez que a estatística é baixa, esta razão é um observável ambíguo para estabelecer a diferença entre DQP e OIM.

Usando a Eq. (2.63) estimamos a taxa de eventos de neutrinos, para as três hipóteses: não conversão de sabor, OIM e DQP. Escolhemos alguns cenários ótimos de forma que nossas conclusões possam ser úteis para o planejamento do experimento real. Para cada situação ótima, realizamos nossos cálculos para dois possíveis cenários: um total de $1,6 \times 10^{20}$ decaimentos de μ^- por ano com um detector de 10 kton ; (2) um total de $2,0 \times 10^{20}$ decaimentos de μ^- por ano com um detector de 40 kton . Uma vez que a taxa de eventos é proporcional a E_μ^3/L^2 (veja Eq. (2.63)), a configuração mais conservativa é aquela com $L_{\text{ótimo}} = 3.096 \text{ km}$ e $E_\mu = 10 \text{ GeV}$. Nossos resultados estão na Tabela 3.4, onde os números do cenário (1) foram calculados para 1 ano e do cenário (2) para cinco anos de tomada de dados. Os erros fornecidos são somente estatísticos. Para OIM, usamos $\sin^2 2\theta = 1$. É claro que pode-se distinguir entre todas as hipóteses estudadas, mesmo no cenário mais modesto (1).

Figura 3.13: *Distorção espectral esperada numa "fábrica" de neutrinos, após 5 anos de tomada de dados, para $E_\mu = 10$ GeV, $L = 3.096$ km e alguns valores de Δm^2 bem como para o caso de não oscilação e para DQP no ponto de MA.*

Um resultado mais conclusivo pode ser obtido analisando a distribuição de energia, dN_μ/dE_ν (veja Eq. (B.21)), para eventos de μ^- de CC. Mostramos, na Fig. 3.13, nossas previsões após cinco anos de tomada de dados, assumindo $2,0 \times 10^{20}$ decaimentos de μ^- por ano, $E_\mu = 10$ GeV, $L = 3.096$ km no caso de não oscilação, o ponto de melhor ajuste da solução de DQP para o PNA e quatro valores distintos de Δm^2 que são consistentes com a solução de OIM para o PNA. A curva de não oscilação foi representada por uma linha contínua e o ponto de melhor ajuste para DQP por uma linha tracejada. Em todos os casos de OIM $\sin^2 2\theta = 1$. Podemos ver que, na maioria dos casos, um sinal distinto será observado, tornando possível estabelecer qual hipótese de conversão de sabor é a correta.

Na Fig. 3.14, mostramos o teste de significância estatística para 5 anos de tomada de dados assumindo a mais conservativa das configurações ótimas. Podemos ver, a partir da Fig. 3.14 (a), que para a maior parte do espaço de parâmetros de OIM, as duas soluções podem ser discriminadas. A conclusão pode ser confirmada pela Fig. 3.14 (b), onde o teste foi realizado deixando-se γ_0 variar. Neste caso, notamos que para os dados compatíveis com os valores dos parâmetros de oscilação permitidos pelos resultados atuais (3.47) é possível uma separação muito nítida para $\forall \gamma_0$. Assim, descoerência e oscilação induzida por massa apresentarão um sinal característico de duas dinâmicas distintas.

Figura 3.14: *Idem à Fig. 3.8, mas para eventos N_μ após 5 anos de tomada de dados numa "fábrica" de neutrinos no cenário (1) da Tabela 3.4.*

3.4 Interações de Neutrinos que Trocam de Sabor

Existem muitas tentativas de explicar as anomalias dos neutrinos sem envolver o mecanismo de oscilação induzida por massa [49]. Entre as várias interpretações alternativas propostas, uma possibilidade é que os neutrinos possuam interações não padrão com a matéria (INPN).

Estes tipos de interações foram originalmente sugeridas na Ref. [50], e então discutidas como um mecanismo possível para solucionar o problema do neutrino solar conforme as Refs. [51, 52]. De fato, muitos modelos de neutrinos massivos [53, 54, 55] são uma fonte natural destas INPN que podem ser fenomenologicamente classificadas em dois tipos: (a) interações de neutrinos com troca de sabor (INTS) que são responsáveis pelos elementos fora da diagonal (análogo ao termo $\Delta m^2 \sin^2 2\theta$ induzido pela mistura no vácuo); interações de neutrinos diagonais no sabor não universais (INDS). A Fig. 3.15 mostra esquematicamente as interações não padrão do neutrino com a matéria.

A coexistência do mecanismo de OIM e INPN em muitos modelos de neutrinos massivos significa que as conversões de sabor podem ser induzidas por ambos, e portanto, em princípio, ambos teriam que ser levados em conta na análise dos dados.

Tais interações podem surgir a partir de uma estrutura não trivial das interações

Figura 3.15: Diagrama das Interações: INTS (à esquerda) e INDS (à direita).

de CC e CN caracterizadas por uma matriz de mistura leptônica não unitária e uma matriz de CN não trivial [53]. Tal INPN pode conduzir a uma conversão de sabor e violação de CP extrínseca, mesmo com neutrinos sem massa (ou degenerados)[56]. Em modelos radiativos onde as massas dos neutrinos são “calculáveis” [57] e modelos com quebra de paridade R [58], as INTS podem ocorrer através da troca de bósons escalares.

Convém mencionar, a diferença da $\mathcal{CP}$ intrínseca ou genuína e a da $\mathcal{CP}$ produzida por esta fenomenologia nova de INPN. A $\mathcal{CP}$ intrínseca surge da fase δ para neutrinos ($-\delta$ para antineutrinos) na matriz de mistura leptônica U no contexto de três gerações de neutrinos como pode ser visto na Eq. (1.45) que pode ocorrer inclusive no vácuo. A $\mathcal{CP}$ extrínseca pode imitar a $\mathcal{CP}$ genuína e surge pelo fato da matéria não ser simétrica, sendo constituída basicamente de férmions de primeira geração (e, u, d). Como pode ser visto na Fig. 3.15, tais interações dos neutrinos com a matéria podem provocar transições de sabor dos neutrinos e, conseqüentemente, $\mathcal{CP}$.

3.4.1 Conversão de Sabor de Neutrinos via OIM $\oplus$ INPN

Como já mencionamos acima, existem vários modelos além do MP que podem gerar INPN. Os processos relacionados com tais interações são os seguintes:

$$\nu_\alpha + f \rightarrow \nu_\beta + f, \quad (3.53)$$

$$\nu_\alpha + f \rightarrow \nu_\alpha + f, \quad (3.54)$$

onde $f = u, d, e$; e $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$ com $\alpha \neq \beta$.

Dentro de nosso estudo, não estamos interessados no modelo particular que origina INPN, mas somente queremos analisar do ponto de vista fenomenológico. Estas interações podem ser descritas por uma Lagrangeana efetiva de quatro férmions:

$$\mathcal{L}_{\text{ef}}^{\text{INPN}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{\alpha, \beta} G_{\nu_\alpha \nu_\beta}^f (\bar{\nu}_{L\alpha} \gamma_\mu \nu_{L\beta}) (\bar{f}_R \gamma^\mu f_R) \quad \alpha, \beta = e, \mu, \tau, \quad (3.55)$$

onde f é férmion do MP da primeira geração, e, u ou d . O parâmetro $G_{\nu_\alpha \nu_\beta}^f$ representa o acoplamento efetivo normalizado pela constante de Fermi G_F . No caso de $\beta \neq \alpha$, $G_{\nu_\alpha \nu_\beta}^f$ está relacionado com interação não padrão fora da diagonal que troca sabor, ou seja, INTS, e se $\beta = \alpha$ com a INDS como será visto a seguir.

Neste tópico, estamos particularmente interessados em estudar a conversão de sabor dos neutrinos na presença de tais interações. Para isto, assumimos que a conversão de sabor no canal $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ no contexto de duas gerações é induzida pelo mecanismo de OIM juntamente com contribuições subdominantes provenientes de INPN.

A equação de evolução para neutrinos que interagem com a matéria via OIM, interações fraca padrão, e INPN a partir dos processos (3.53) e (3.54), na base dos auto-estados de sabor, pode ser escrita como,

$$i \frac{d}{dr} \begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = [\mathcal{H}_{\text{OIM}} + \mathcal{H}_{\text{INPN}}] \begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix}, \quad (3.56)$$

ou, explicitamente,

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dr} \begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} &= \left[\frac{1}{2} \begin{pmatrix} -\Delta_{\alpha\beta} \cos 2\theta + \delta_{e\alpha} V_e(r) & \Delta_{\alpha\beta} \sin 2\theta \\ \Delta_{\alpha\beta} \sin 2\theta & \Delta_{\alpha\beta} \cos 2\theta \end{pmatrix} \right. \\ &\quad \left. + \begin{pmatrix} 0 & \epsilon_{\alpha\beta}^f V_f(r) \\ \epsilon_{\alpha\beta}^f V_f(r) & \epsilon_{\alpha\beta}'^f V_f(r) \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix}, \\ &= \left[\frac{1}{2} \begin{pmatrix} -\Delta_{\alpha\beta} \cos 2\theta & \Delta_{\alpha\beta} \sin 2\theta \\ \Delta_{\alpha\beta} \sin 2\theta & \Delta_{\alpha\beta} \cos 2\theta \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta_{e\alpha} V_e(r) & \epsilon_{\alpha\beta}^f V_f(r) \\ \epsilon_{\alpha\beta}^f V_f(r) & \epsilon_{\alpha\beta}'^f V_f(r) \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix}, \quad (3.57) \end{aligned}$$

onde $V_e(r) \equiv \sqrt{2} G_F n_e(r)$ e $V_f(r) \equiv \sqrt{2} G_F n_f(r)$. Aqui, $\Delta_{\alpha\beta} = (m_\alpha^2 - m_\beta^2)/2E_\nu$, e θ são os parâmetros de mistura em duas gerações com E_ν denotando a energia do neutrino. Enquanto a troca do bóson W de ν_e com elétrons fornecem a amplitude de espalhamento frontal conhecida, $\sqrt{2} G_F n_e(r)$, a INTS na Eq. (3.53) induz amplitude de espalhamento frontal de troca de sabor $\sqrt{2} G_F \epsilon_{\alpha\beta}^f n_f(r)$. Por sua vez, a INDS não universal é responsável pelo termo $\sqrt{2} G_F \epsilon_{\alpha\beta}'^f n_f(r)$ na Eq. (3.57) representando

a diferença entre as amplitudes de espalhamento elástico frontal $\nu_\alpha - f$ e $\nu_\beta - f$ diagonais no sabor. Aqui, temos

$$n_f(r) = \begin{cases} n_n(r) + 2n_p(r) & f = u, \\ 2n_n(r) + n_p(r) & f = d, \end{cases} \quad (3.58)$$

a densidade de número fermiônico na posição r em termos da densidade do número de prótons (nêutrons), $n_p(r)$ ($n_n(r)$), e

$$\epsilon_{\alpha\beta}^f \equiv \frac{G_{\nu_\alpha\nu_\beta}^f}{G_F}, \quad (3.59)$$

e

$$\epsilon_{\alpha\beta}'^f \equiv \frac{G_{\nu_\beta\nu_\beta}^f - G_{\nu_\alpha\nu_\alpha}^f}{G_F}, \quad (3.60)$$

descrevem, respectivamente, as magnitudes relativas das INTS em (3.53) e das interações não universais do processo (3.54). $G_{\nu_\alpha\nu_\beta}^f$ ($\alpha, \beta = e, \mu, \tau$) denota o acoplamento efetivo de um operador de quatro férmions dado pela Eq. (3.55) que fornece tais interações. Convém salientar, que esse acoplamento é análogo as interações de CC de ν_e com a matéria, só que envolvem também termos não diagonais.

Em nossas análises, foi importante obter uma expressão analítica para a probabilidade de conversão $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$, para o entendimento dos resultados numéricos desenvolvidos em três gerações. Para isto, assumimos que a densidade de matéria de matéria fosse constante o que implicaria em $V_e(r) = V_e$ e $V_f(r) = V_f$. Com isto, teríamos que a probabilidade de conversão seria dada por:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \frac{4 \left(\frac{\Delta_{\alpha\beta}}{2} \sin 2\theta + \epsilon_{\alpha\beta}^f V_f \right)^2}{4 \left(\frac{\Delta_{\alpha\beta}}{2} \sin 2\theta + \epsilon_{\alpha\beta}^f V_f \right)^2 + (\Delta_{\alpha\beta} \cos 2\theta + \epsilon_{\alpha\beta}'^f V_f - \delta_{e\alpha} V_e)^2} \times \sin^2 \left\{ \frac{L}{2} \left[4 \left(\frac{\Delta_{\alpha\beta}}{2} \sin 2\theta + \epsilon_{\alpha\beta}^f V_f \right)^2 + (\Delta_{\alpha\beta} \cos 2\theta + \epsilon_{\alpha\beta}'^f V_f - \delta_{e\alpha} V_e)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}, \quad (3.61)$$

A probabilidade de conversão $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta$ seria análoga a expressão acima exceto pela troca de $V_{e,f} \rightarrow -V_{e,f}$.

Pode-se facilmente ver que a probabilidade é muito mais sensível a $\epsilon_{\alpha\beta}^f$ que a $\epsilon_{\alpha\beta}'^f$, pois $\epsilon_{\alpha\beta}^f$ aparece no numerador e no denominador da amplitude na Eq. (3.61), enquanto $\epsilon_{\alpha\beta}'^f$ aparece somente no denominador. Além disso, o termo envolvendo $\epsilon_{\alpha\beta}^f$ é aumentado por um fator 4 com relação aos termos envolvendo $\epsilon_{\alpha\beta}'^f$. Estas

características serão mais proeminentes se a distância não for muito grande e se as contribuições de INTS forem pequenas como veremos a seguir.

Vamos tomar alguns valores típicos para os parâmetros de mistura e energia do neutrino que iremos considerar neste estudo, $\Delta m^2 \sim \mathcal{O}(10^{-3}) \text{ eV}^2$, $E_\nu = \mathcal{O}(10) \text{ GeV}$ e distâncias não muito grandes, $L \lesssim 1000 \text{ km}$. Neste caso, assumindo que os efeitos de INPN sejam pequenos, ou seja, $\epsilon_{\alpha\beta}^f, \epsilon_{\alpha\beta}'^f \ll 1$, a probabilidade da Eq. (3.61) pode ser aproximada, até primeira ordem nos parâmetros de INPN, como,

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \simeq \frac{1}{4} \Delta_{\alpha\beta} \sin 2\theta \left(\Delta_{\alpha\beta} \sin 2\theta + 4 \epsilon_{\alpha\beta}^f V_f \right) L^2. \quad (3.62)$$

Note que não há dependência no parâmetro $\epsilon_{\alpha\beta}'^f$ na probabilidade acima. Para o canal correspondente ao antineutrino, V_f deve ser substituído por $-V_f$ na Eq. (3.62), que conduz a uma probabilidade diferente. É importante notar que, como podemos ver a partir da Eq. (3.61), somente a presença do termo INPN sozinho sem termo de massa do neutrino ($\Delta_{\alpha\beta} \rightarrow 0$) não pode fazer com que as probabilidades do neutrino e antineutrino difiram.

Afim de extrair a informação em INPN, sem conhecer os valores precisos dos parâmetros de mistura, devemos comparar de alguma forma, as probabilidades dos neutrinos e antineutrinos. Neste trabalho, consideramos a razão do número de eventos esperados para neutrinos e antineutrinos, que podem ser aproximadamente inferidos, para pequenos valores de $\epsilon_{\alpha\beta}^f$ levando-se em conta as diferenças das seções de choque ($\sigma_{\bar{\nu}_\beta}$ e σ_{ν_β}), da expressão simples,

$$R(P) \equiv \frac{\sigma_{\bar{\nu}_\beta} P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)}{\sigma_{\nu_\beta} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)} \simeq \frac{1}{2} - \frac{4 \epsilon_{\alpha\beta}^f V_f}{\Delta_{\alpha\beta} \sin 2\theta + 4 \epsilon_{\alpha\beta}^f V_f}. \quad (3.63)$$

A partir das expressões nas Eqs. (3.62) e (3.63), é evidente que as probabilidades de oscilação são muito mais sensíveis ao parâmetro de INTS, $\epsilon_{\alpha\beta}^f$, do que ao parâmetro de INDS, $\epsilon_{\alpha\beta}'^f$, e além disso, na razão $R(P)$, o efeito INTS não depende da distância se esta não for muito grande, $L \lesssim 1000 \text{ km}$, o que será confirmado pelos resultados que mostraremos a seguir.

3.5 Explorando INPN através das “Fábricas” de Neutrinos

Aqui, discutiremos os principais resultados de nossos trabalhos [59, 60], onde testamos a capacidade de uma futura “fábrica” de neutrinos, baseada num anel de

colisão de múons, de explorar as interações não padrão dos neutrinos discutidas na seção 3.4.

Os resultados dos neutrinos atmosféricos [9, 42] e solares [8, 61] poderiam, em princípio, ser explicados pelo mecanismo padrão de OIM ou por INPN. Todavia, os dados atmosféricos desfavorecem INPN basicamente devido a dependência energética dos mesmos [62]. Como vimos na subseção 3.4.1, as INPN não dependem da energia do neutrino ao contrário do mecanismo de OIM.

Por isso, é mais natural que o mecanismo dominante para as anomalias solar e atmosférica seja o de oscilação induzida por massa. Contudo, mesmo neste caso, consideramos que é completamente possível que algumas propriedades não padrão dos neutrinos possam ser induzidas por algum efeito subdominante além de OIM sem causar quaisquer inconsistência com as observações atuais. Com isso, mesmo se OIM ocorra na natureza e tais INPN não desempenhem um papel relevante para explicar os dados dos neutrinos, pode ser importante estudar as interações INPN como contribuições secundárias, afim de se pesquisar física nova além do MP.

O ponto crucial em nossa análise foi usar o fato que a presença simultânea de OIM e INPN pode amplificar a diferença nas probabilidades de conversão entre os canais de neutrinos e antineutrinos na matéria causando uma violação de CP extrínseca.

Aqui, investigamos a capacidade de uma “fábrica” de neutrinos de investigar as oscilações de neutrinos além do mecanismo padrão assumindo que os parâmetros de mistura estejam compatíveis com os experimentos de neutrinos atmosféricos, solares e de reatores e, assim, desvendando uma física nova ou colocando limites nos modelos INPN. Nossos resultados serão apresentados como uma função da distância entre a fonte e o detector para dois casos de energia do múon.

Existem atualmente vários limites experimentais para INPN oriundos da não observação de processos que violam o número leptônico [44], ou a partir de dados de espalhamento de neutrinos [63]. Análises independentes de modelos destes vínculos experimentais, em geral, fornecem um limite bem mais forte para o canal $\nu_e - \nu_\mu$, com o valor típico da magnitude máxima de INPN normalizada pela constante de acoplamento das interações eletrofracas, G_F , muito menor que 1% [64, 66]. Por sua vez, os limites para os canais $\nu_\mu - \nu_\tau$ e $\nu_e - \nu_\tau$ são substancialmente mais fracos, tipicamente da ordem $\sim 10^{-2} - 10^{-1}$ em unidades de G_F . Portanto, em nosso estudo [59, 60], consideramos somente os canais $\nu_\mu - \nu_\tau$, $\nu_e - \nu_\tau$ e seus conjugados sob CP, que são menos vinculados pelos experimentos de laboratório.

3.5.1 Mecanismo de OIM $\oplus$ INPN no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$

No contexto usual de três gerações de neutrinos, se considerarmos a possibilidade de INPN somente no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, a evolução da Hamiltoniana na matéria tem a seguinte forma:

$$i \frac{d}{dr} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \left[U \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta_{21} & 0 \\ 0 & 0 & \Delta_{31} \end{pmatrix} U^\dagger + \begin{pmatrix} V_e(r) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\mu\tau}^f V_f(r) \\ 0 & \epsilon_{\mu\tau}^f V_f(r) & \epsilon_{\mu\tau}^f V_f(r) \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}, \quad (3.64)$$

onde U é a matriz de mistura leptônica em três gerações na parametrização padrão de Maki-Nakagawa-Sakata [65] dada pela Eq. (1.45). Novamente, $\Delta_{ij} = \Delta m_{ij}^2 / 2E_\nu = (m_i^2 - m_j^2) / 2E_\nu$, $i, j = 1, 2, 3$, E_ν é a energia do neutrino, $V_f(r) = \sqrt{2} G_F n_f(r)$, $V_f(r) \epsilon_{\mu\tau}^f$ é a amplitude de espalhamento frontal por troca de sabor $\nu_\mu + f \rightarrow \nu_\tau + f$ com o férmion interagente f (elétron, quark d ou u); e $V_f(r) \epsilon_{\mu\tau}^f$ é a diferença entre as amplitudes de espalhamento frontal elástico $\nu_\mu - f$ e $\nu_\tau - f$, com $n_f(r)$ sendo a densidade do número fermiônico que induz tais processos.

Na equação de evolução (3.64), $\epsilon_{\mu\tau}^f$ e $\epsilon_{\mu\tau}^f$ são parâmetros fenomenológicos no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ que caracterizam a magnitude de INTS e INDS respectivamente. A densidade de número fermiônico $n_f(r)$ pode ser escrita em termos da densidade de matéria ρ como $n_f(r) = \rho(r) Y_f$, onde Y_f é a fração de férmions f por núcleon, $\sim 1/2$ para elétron e $\sim 3/2$ para quarks u ou d . Em todos os casos, neutrinos do elétron sofrem espalhamento coerente com os elétrons presentes na matéria via reações de corrente carregada eletrofraca padrão que introduzem contribuições não triviais para as equações de evolução do neutrino. Estas contribuições são levadas em conta pelo termo diagonal $V_e(r)$ na Eq. (3.64).

Uma forma análoga se aplica para a evolução dos antineutrinos exceto que $V_{e,f}(r) \rightarrow -V_{e,f}(r)$ e $U \rightarrow U^*$. Assumimos o perfil de densidade da Terra fornecido a partir da Ref. [67], e resolvemos estas equações de evolução numericamente para calcular as probabilidades de oscilação $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ e $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau)$.

3.5.2 Mecanismo de OIM $\oplus$ INPN no canal $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$

Agora, se considerarmos INPN somente no canal $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$, a Hamiltoniana de evolução na matéria terá a forma,

$$i \frac{d}{dr} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \left[U \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta_{21} & 0 \\ 0 & 0 & \Delta_{31} \end{pmatrix} U^\dagger + \begin{pmatrix} V_e(r) & 0 & \epsilon_{e\tau}^f V_f(r) \\ 0 & 0 & 0 \\ \epsilon_{e\tau}^f V_f(r) & 0 & \epsilon_{e\tau}^f V_f(r) \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}. \quad (3.65)$$

Novamente para antineutrinos temos que fazer a seguinte substituição $V_{e,f}(r) \rightarrow -V_{e,f}(r)$ e $U \rightarrow U^*$. Obtivemos as probabilidades de oscilação $P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau)$ e $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau)$ resolvendo numericamente a Eq. (3.65) para neutrinos e a modificada correspondente para antineutrinos.

A seguir, omitiremos o índice sobrescrito f em ϵ , ϵ^f e consideraremos interações somente com quarks u ou d , desde que limites com elétrons podem ser obtidos através de uma simples renormalização de nossos gráficos. Se INPN forem causadas por elétrons, os parâmetros ϵ e ϵ^f devem ser multiplicados por um fator 3 para obter o mesmo efeito que apresentaremos a seguir.

Aqui, assumiremos que Δm_{31}^2 é positivo e não consideraremos o caso negativo (hierarquia invertida), pois tal caso será coberto quando consideramos o sinal positivo e negativo de $\epsilon_{\alpha\tau}$. A partir da Eq. (3.63), podemos ver que o mesmo efeito pode ser obtido quando $(\Delta m_{31}^2, \epsilon_{\alpha\tau})$ foi substituído por $(-\Delta m_{31}^2, -\epsilon_{\alpha\tau})$, o que é válido para $L \lesssim 1000$ km.

3.5.3 Observáveis investigados na “Fábrica” de Neutrinos

Neste estudo fenomenológico, exploramos uma “fábrica” de neutrinos como um experimento de aparecimento de ν_τ ($\bar{\nu}_\tau$) nos canais $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ e $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ e seus conjugados. Definimos os seguintes observáveis de interesse:

$$R_{\mu\tau}(\epsilon_{\mu\tau}, \epsilon'_{\mu\tau}) = \frac{N_{\bar{\nu}_\tau}^+(\epsilon_{\mu\tau}, \epsilon'_{\mu\tau})}{N_{\nu_\tau}^-(\epsilon_{\mu\tau}, \epsilon'_{\mu\tau})}, \quad (3.66)$$

e

$$R_{e\tau}(\epsilon_{e\tau}, \epsilon'_{e\tau}) = \frac{N_{\bar{\nu}_\tau}^-(\epsilon_{e\tau}, \epsilon'_{e\tau})}{N_{\nu_\tau}^+(\epsilon_{e\tau}, \epsilon'_{e\tau})}, \quad (3.67)$$

onde $R_{\mu\tau}$ ($R_{e\tau}$) é a razão entre o número total de eventos de $\bar{\nu}_\tau$ detectáveis, $N_{\bar{\nu}_\tau}^+$ ($N_{\bar{\nu}_\tau}^-$), quando o feixe de neutrinos é obtido dos decaimentos de μ^+ (μ^-) no canal

$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$ ($\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$) sobre o número de eventos de ν_τ detectáveis, $N_{\nu_\tau}^-$ ($N_{\nu_\tau}^+$), no caso do feixe originado a partir dos decaimentos de μ^- (μ^+) no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ($\nu_e \rightarrow \nu_\tau$). Os valores de $N_{\nu_\tau}^-$, $N_{\bar{\nu}_\tau}^+$, $N_{\nu_\tau}^+$ e $N_{\bar{\nu}_\tau}^-$ são calculados a partir das Eqs. (2.65), (2.66), (2.67) e (2.68), respectivamente, usando as probabilidades de oscilação calculadas numericamente a partir das equações de evolução dos neutrinos (3.64) e (3.65).

Em nosso estudo, consideramos as seguintes características gerais para a “fábrica” de neutrinos: $E_\mu = 20$ GeV e 50 GeV, 2×10^{20} decaimentos de múons, um detector de 10 kton e cinco anos de tomada de dados. Convém salientar, que o observável $R_{\mu\tau}$ ($R_{e\tau}$) pode amplificar as diferenças entre $N_{\nu_\tau}^-$ ($N_{\nu_\tau}^+$) e $N_{\bar{\nu}_\tau}^+$ ($N_{\bar{\nu}_\tau}^-$), independentemente do número absoluto de eventos.

Afim de estimar o limite máximo para $\epsilon_{\alpha\tau}$ e $\epsilon'_{\alpha\tau}$, com $\alpha = e, \mu$ que pode ser alcançado por uma “fábrica” de neutrinos definimos as seguintes funções:

$$\begin{aligned} \chi^2(\epsilon_{\alpha\tau}, \epsilon'_{\alpha\tau}) &= 2[N_{\nu_\tau}^\pm(\epsilon_{\alpha\tau}, \epsilon'_{\alpha\tau}) - N_{\nu_\tau}^\pm(\epsilon_{\alpha\tau} = 0, \epsilon'_{\alpha\tau} = 0)] \\ &+ 2N_{\nu_\tau}^\pm(\epsilon_{\alpha\tau} = 0, \epsilon'_{\alpha\tau} = 0) \ln \left(\frac{N_{\nu_\tau}^\pm(\epsilon_{\alpha\tau} = 0, \epsilon'_{\alpha\tau} = 0)}{N_{\nu_\tau}^\pm(\epsilon_{\alpha\tau}, \epsilon'_{\alpha\tau})} \right), \end{aligned} \quad (3.68)$$

e

$$\begin{aligned} \bar{\chi}^2(\epsilon_{\alpha\tau}, \epsilon'_{\alpha\tau}) &= 2[N_{\bar{\nu}_\tau}^\mp(\epsilon_{\alpha\tau}, \epsilon'_{\alpha\tau}) - N_{\bar{\nu}_\tau}^\mp(\epsilon_{\alpha\tau} = 0, \epsilon'_{\alpha\tau} = 0)] \\ &+ 2N_{\bar{\nu}_\tau}^\mp(\epsilon_{\alpha\tau} = 0, \epsilon'_{\alpha\tau} = 0) \ln \left(\frac{N_{\bar{\nu}_\tau}^\mp(\epsilon_{\alpha\tau} = 0, \epsilon'_{\alpha\tau} = 0)}{N_{\bar{\nu}_\tau}^\mp(\epsilon_{\alpha\tau}, \epsilon'_{\alpha\tau})} \right), \end{aligned} \quad (3.69)$$

de forma, que para valores fixos dos parâmetros de oscilação, pode-se calcular o número de desvios padrões da separação entre oscilação induzida por massa e OIM mais contribuição de INPN como uma função de $\epsilon_{\alpha\tau}$ e $\epsilon'_{\alpha\tau}$, onde $n_\sigma = \sqrt{(\chi^2 + \bar{\chi}^2)/2}$.

Consideraremos em nossas análises as seguintes faixas para os parâmetros de oscilação: $1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \lesssim |\Delta m_{31}^2| \lesssim 7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $|\Delta m_{21}^2| \lesssim 1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $0,8 \lesssim \sin^2 2\theta_{23} \lesssim 1,0$, $0,7 \lesssim \sin^2 2\theta_{12} \lesssim 1,0$ e $\sin^2 2\theta_{13} \lesssim 0,3$; com $0 \leq \theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13} < \pi/2$ e $0 \leq \delta \leq \pi/2$.

3.5.4 Efeitos de INPN no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$

Uma característica interessante deste canal, no que se refere a OIM, é que tanto quando $\delta = 0$ quanto no caso em que a $\mathcal{CP}$ seja máxima ($\delta = \pi/2$) a $\mathcal{CP}$ extrínseca induzida pela matéria é muito pequena. Isto se deve ao fato das nossas suposições para os parâmetros de mistura, em particular, ao valor de $\sin^2 2\theta_{13}$ ser fortemente vinculado pelos dados de CHOOZ [33] e dos neutrinos atmosféricos [9]. Por outro lado, como vimos na subseção 3.4.1, a inclusão de contribuições extras de INPN na Hamiltoniana de evolução do neutrino amplificará a $\mathcal{CP}$ extrínseca na matéria.

Figura 3.16: Razão entre o número $\bar{\nu}_\tau$ esperado sobre o de ν_τ como função de L para alguns valores de $\epsilon_{\mu\tau}$ com $\epsilon'_{\mu\tau} = 0$.

Para ilustrar a magnitude deste efeito devido a INPN neste canal, graficamos na Fig. 3.16 a razão $R_{\mu\tau}$ como uma função de L para $E_\mu = 20$ e 50 GeV com $\epsilon'_{\mu\tau} = 0$ e $\epsilon_{\mu\tau} = 0,001$ e $0,01$. Estes gráficos foram obtidos para os valores de melhor ajuste dos parâmetros de oscilação através da análise combinada dos neutrinos atmosféricos, solares e de reator de acordo com a Ref. [68] assumindo a solução LMA-MSW para o problema do neutrino solar, ou seja, $\Delta m_{32}^2 = 3,1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\Delta m_{21}^2 = 3,3 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{23} = 0,97$, $\sin^2 2\theta_{12} = 0,78$, $\sin^2 2\theta_{13} = 0,02$ e $\delta = 0$.

No caso de não haver INPN, a razão é aproximadamente constante em torno de 0,5, sendo essencialmente dominada pela razão entre as seções de choque de ν_τ e $\bar{\nu}_\tau$ desde que o efeito de matéria padrão é desprezível ($P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) \approx P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau)$). Como INTS foi introduzida pelo aumento do valor de $\epsilon_{\mu\tau}$, observamos os efeitos destas novas interações surgirem, tornando-se completamente apreciáveis para $\epsilon_{\mu\tau} \sim 10^{-2}$ e mais forte a medida que aumentamos a energia. Esta dependência com a energia pode ser facilmente entendida usando a fórmula de duas gerações substituindo $\Delta_{\alpha\beta} = \Delta_{32}$ e $\sin 2\theta = \sin 2\theta_{23}$. Apesar de trabalharmos aqui num esquema de três gerações, esta aproximação é boa o suficiente para interpretar o comportamento geral das probabilidades. Isto se deve ao fato destes dois parâmetros serem dominantes neste canal no contexto de três gerações. A partir das Eqs. (3.62) e (3.63), vemos que

este efeito de “falsa” violação de CP torna-se maior com o crescimento da energia e pode ser alcançado para valores cada vez menores de $\epsilon_{\mu\tau}$.

Figura 3.17: Região no plano $|\epsilon_{\mu\tau}| \times |\epsilon'_{\mu\tau}|$ que pode ser investigada por uma “fábrica” de neutrinos. As regiões que foram determinadas exigindo uma separação de $n_\sigma = 3,5$ estão à direita de cada linha.

Note que o impacto do uso do perfil da densidade da Terra pode ser apreciado nas pequenas distorções das curvas para $L > 1000$ km, que são consideráveis na Fig. 3.16, para $\epsilon_{\mu\tau} = 0,01$, o que pode ser explicada em primeira aproximação pela fórmula em duas gerações.

Em nossa análise estatística dos limites que podem ser alcançados por uma “fábrica” de neutrinos, escolhemos trabalhar com $L = 732$ km. Existem duas razões para isto: o efeito de INTS é mais forte e independente de L até 1000 km (que pode ser entendido a partir da Eq. (3.63) da subseção 3.4.1) e esse “baseline” é compatível com a distância entre CERN e Gran Sasso ou do projeto MINOS do Fermilab. Além disso, em 732 km o fluxo de neutrinos é ainda razoavelmente grande.

Na Fig. 3.17, mostramos a região de sensibilidade no plano $|\epsilon_{\mu\tau}| \times |\epsilon'_{\mu\tau}|$ para $\epsilon'_{\mu\tau}, \epsilon_{\mu\tau} > 0$ calculada usando a prescrição dada na subseção 3.5.3 e exigindo uma separação de $n_\sigma = 3,5$. Graficamos o limite máximo para os dois casos extremos, um para $\Delta m^2_{32} = 1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e outro para $\Delta m^2_{32} = 7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. Para dar uma idéia do número de eventos correspondentes esperados nos pontos limites, fornecemos na Tabela 3.5 estes números para $\epsilon'_{\mu\tau} = 0$. Verificamos que estes resultados não

$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$				
$E_\mu = 20 \text{ GeV}$				
	$\Delta m_{32}^2 = 1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$		$\Delta m_{32}^2 = 7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	
	N_{ν_τ}	$N_{\bar{\nu}_\tau}$	N_{ν_τ}	$N_{\bar{\nu}_\tau}$
sem INPN	954	484	39.372	20.009
$\epsilon_{\mu\tau} @ 3 \sigma$	1.061	433	40.073	19.656
$E_\mu = 50 \text{ GeV}$				
	$\Delta m_{32}^2 = 1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$		$\Delta m_{32}^2 = 7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	
	N_{ν_τ}	$N_{\bar{\nu}_\tau}$	N_{ν_τ}	$N_{\bar{\nu}_\tau}$
sem INPN	2.470	1.253	114.521	58.153
$\epsilon_{\mu\tau} @ 3 \sigma$	2.665	1.156	115.804	57.506

Tabela 3.5: Número de eventos de ν_τ e $\bar{\nu}_\tau$ esperados para uma “fábrica” de neutrinos no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ para $E_\mu = 20 \text{ GeV}$ e 50 GeV com $L = 732 \text{ km}$ e 2×10^{20} decaimentos de μ^- , assumindo um detector de 10 kton após 5 anos de tomada de dados. Aqui, $\epsilon'_{\mu\tau} = \epsilon'_{e\tau} = 0$ e $\epsilon_{\mu\tau}, \epsilon_{e\tau} > 0$.

são modificados por mudanças nos valores de outros parâmetros de oscilação e pelo sinal adotado para Δm_{32}^2 ou de Δm_{21}^2 . Fizemos também o mesmo cálculo no caso de $\epsilon'_{\mu\tau} < 0$ ou $\epsilon_{\mu\tau} < 0$ ou ambos serem negativos ⁶.

Para $E_\mu = 20 \text{ GeV}$, vemos que é possível investigar, à 3σ , $|\epsilon_{\mu\tau}| \gtrsim 6 \times 10^{-3}$ e $|\epsilon'_{\mu\tau}| \gtrsim 1,7 (0,6)$ e, no caso, de $E_\mu = 50 \text{ GeV}$, $|\epsilon_{\mu\tau}| \gtrsim 1,6 \times 10^{-3}$ e $|\epsilon'_{\mu\tau}| \gtrsim 1,4 (0,4)$, com $\Delta m_{32}^2 = 1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ ($7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$). Como explicado na subseção 3.4.1, não esperamos ser muito sensíveis à $\epsilon'_{\mu\tau}$, como também, vemos que os limites são melhores em 50 GeV devido ao fluxo aumentar com E_μ^3 .

Finalmente, notemos que apesar das probabilidades de oscilação neste canal serem relativamente grandes, a diferença entre as probabilidades do neutrino e antineutrino permanece pequena, a menos que $|\epsilon_{\mu\tau}| \rightarrow 1$. Isto significa que os vínculos não são melhorados mesmo para grande estatística de eventos.

3.5.5 Efeitos de INPN no canal $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$

Mostramos, na Fig. 3.18, a razão $R_{e\tau}$ como uma função de L para $E_\mu = 20 \text{ GeV}$ e 50 GeV , respectivamente, para $\epsilon'_{e\tau} = 0$ e $\epsilon_{e\tau} = 0,0001, 0,001$ e $0,01$. Podemos comparar esta figura com a Fig. 3.16 para $R_{\mu\tau}$ e fazer duas observações. Primeiro,

⁶Aqui, não mostramos estas curvas, pois são quase idênticas a da Fig. 3.17.

Figura 3.18: *Idem à Fig. 3.16, mas para o modo $\nu_e \rightarrow \nu_\tau / \bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$, onde mostramos também os casos de $\delta = \pi/2, -\pi/2$.*

no caso de não haver INPN, temos um forte desvio no canal $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ em relação ao valor 0,5 após $L \gtrsim 1000$ km. Isto é devido aos efeitos de matéria (V_e) serem particularmente importantes neste modo, em contraste com $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ondes estes são pequenos. Segundo, quando adicionamos contribuições não padrão, o efeito no canal $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ novamente é mais relevante que para $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Isto pode ser entendido desde que em primeira aproximação podemos pensar que as probabilidades em três gerações $P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau)$ e $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau)$ modificadas por INPN como no caso das padrões [48], devam ser proporcionais a $\sin^2 2\theta_{13}^m$ na matéria. Isto permite um entendimento qualitativo de nossos resultados em termos da fórmula de duas gerações (3.61) substituindo $\Delta_{\alpha\beta}$ por Δ_{31} e $\sin 2\theta$ por $\sin 2\theta_{13}$, que são os parâmetros mais relevantes neste modo. A partir das Eqs. (3.62) e (3.63), vemos que o efeito relativo da $\mathcal{CP}$ extrínseca torna-se maior em relação ao canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, pois o valor do ângulo de mistura neste canal (θ_{13}) é muito menor.

Nas Figs. 3.19 e 3.20, mostramos os valores mínimos de $\epsilon_{e\tau}$ que podem ser investigados para $E_\mu = 20$ e 50 GeV. A Fig. 3.19 corresponde ao caso $\epsilon_{e\tau}, \epsilon'_{e\tau} > 0$ enquanto a Fig. 3.20 ao caso $\epsilon_{e\tau}, \epsilon'_{e\tau} < 0$. Observamos também a possibilidade de ter $\epsilon_{e\tau} > 0$, $\epsilon'_{e\tau} < 0$, e $\epsilon_{e\tau} < 0$, $\epsilon'_{e\tau} > 0$, onde, no primeiro caso, os limites são praticamente idênticos aos mostrados na Fig. 3.19 e, por sua vez, o último é muito

$\nu_e \rightarrow \nu_\tau$				
$E_\mu = 20 \text{ GeV}$				
	$\Delta m_{32}^2 = 1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$		$\Delta m_{32}^2 = 7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	
	N_{ν_τ}	$N_{\bar{\nu}_\tau}$	N_{ν_τ}	$N_{\bar{\nu}_\tau}$
sem INPN	6	3	384	163
$\epsilon_{e\tau} @ 3 \sigma$	18	1	456	134
$E_\mu = 50 \text{ GeV}$				
	$\Delta m_{32}^2 = 1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$		$\Delta m_{32}^2 = 7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	
	N_{ν_τ}	$N_{\bar{\nu}_\tau}$	N_{ν_τ}	$N_{\bar{\nu}_\tau}$
sem INPN	15	8	1.116	522
$\epsilon_{e\tau} @ 3 \sigma$	32	3	1.235	468

Tabela 3.6: *Idem à Tabela 3.5, mas no canal $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$.*

similar ao da Fig. 3.20.

Estes gráficos foram calculados assumindo uma separação razoável de $n_\sigma = 3,5$ na análise de χ^2 descrita na subseção 3.5.3 e $L = 732 \text{ km}$ como para o modo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Para cada gráfico, fizemos duas suposições diferentes: (a) $\delta = 0$; e (b) $\delta = \pi/2$, sendo que em ambos os casos consideramos a incerteza em Δm_{32}^2 . Vemos claramente que a fase de violação de CP, δ , é importante neste canal. Não mostramos a dependência destes limites com os valores dos outros parâmetros de oscilação ou com o sinal das diferenças de massa, pois estes praticamente não afetam nossos resultados. Na Tabela 3.19, pode-se encontrar o número correspondente de eventos quando $\epsilon_{e\tau} > 0$ e $\epsilon'_{e\tau} = 0$ para $n_\sigma = 3$.

Para $E_\mu = 20 \text{ GeV}$, vemos que foi possível investigar, à 3σ , para qualquer valor de $\epsilon'_{e\tau}$, $\epsilon_{e\tau} \gtrsim 7 \times 10^{-3}$ e $\epsilon_{e\tau} \lesssim -7 \times 10^{-3}$ para $\delta = 0$. No caso de $\delta = \pi/2$, pode-se testar $\epsilon_{e\tau} \gtrsim 1,2 \times 10^{-2}$ ($1,5 \times 10^{-2}$) e $\epsilon_{e\tau} \lesssim -1,4 \times 10^{-2}$ ($-5,1 \times 10^{-2}$). Os limites mencionados acima correspondem a $\Delta m_{32}^2 = 1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ ($7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$).

Para $E_\mu = 50 \text{ GeV}$, foi possível testar $\epsilon_{e\tau} \gtrsim 1,6 \times 10^{-3}$ e $\epsilon_{e\tau} \lesssim -1,6 \times 10^{-3}$ para $\delta = 0$ e $\epsilon_{e\tau} \gtrsim 4,0 \times 10^{-3}$ ($6,3 \times 10^{-3}$), e $\epsilon_{e\tau} \lesssim -3,6 \times 10^{-3}$ ($-1,4 \times 10^{-2}$) para $\delta = \pi/2$. Novamente, estes limites correspondem a $\Delta m_{32}^2 = 1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ ($7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$). Neste canal, não será possível encontrar um limite confiável em $\epsilon'_{e\tau}$ devido a baixa estatística.

Apesar do baixo número de eventos neste modo, a grande diferença na probabilidade de oscilação para neutrinos e antineutrinos na matéria, como pode ser visto na Fig. 3.18, torna possível atingir uma sensibilidade para INTS tão baixa quanto no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ e no seu conjugado.

Neste capítulo, mostramos nosso estudo fenomenológico de dois mecanismos exóticos de conversão de sabor, ou seja, descoerência quântica e interações não padrão do neutrino com a matéria. $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$

Figura 3.19: *Idem à Fig. 3.17, mas para o modo $\nu_e \rightarrow \nu_\tau/\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$ e dois valores distintos de δ . Aqui, $\epsilon_{e\tau}, \epsilon'_{e\tau} > 0$.*

Inicialmente, analisamos os dados dos experimentos terrestres de oscilação de neutrinos CHOOZ, CHORUS, E776 e CCFR afim de extrair vínculos para os parâmetros de descoerência no contexto de duas gerações de neutrinos via mecanismo de OIM juntamente com dissipação quântica. Isto foi feito no chamado limite de acoplamento fraco onde todos os parâmetros de descoerência, exceto γ , foram assumidos nulos ou fora do alcance experimental. Obtivemos os vínculos em γ_0 sob quatro diferentes Ansätze, $\gamma = \gamma_0 E_\nu^n$, com $n = -1, 0, 1, 2$, a partir da análise dos dados experimentais nos canais $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$. Estes limites foram obtidos no espaço de parâmetros $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$, consistente com a solução padrão para o PNA no modo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ na região de “grande amplitude”, e para o problema do neutrino solar no canal $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ na região de “pequena amplitude” e de “grande amplitude”, e no modo $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ na região de “grande amplitude”. Nossos limites em γ_0 para $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, na região de “pequena amplitude” também são válidos na região permitida por LSND. Além disso, em $\sin^2 2\theta = 1$, nossos limites podem ser interpretados como limites diretos no mecanismo de DQP. No canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$,

Figura 3.20: *Idem à Fig. 3.19, mas neste caso com $\epsilon_{e\tau}, \epsilon'_{e\tau} < 0$.*

obtivemos os seguintes limites: $\gamma_0 < (5,6 - 4,3) \times 10^{-21} \text{ GeV}^2$, $\gamma_0 < (1,6 - 1,2) \times 10^{-22} \text{ GeV}$, $\gamma_0 < (3,2 - 2,4) \times 10^{-24}$ e $\gamma_0 < (4,0 - 3,1) \times 10^{-26} \text{ GeV}^{-1}$ para $n = -1$, $n = 0$, $n = 1$ e $n = 2$, respectivamente, à 99% N.C. No modo $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (região de “grande amplitude”), estabelecemos os limites abaixo ⁷: $\gamma_0 < (2,5 - 1,2) \times 10^{-22} \text{ GeV}^2$, $\gamma_0 < (6,0 - 3,1) \times 10^{-22} \text{ GeV}$, $\gamma_0 < (5,5 - 3,0) \times 10^{-24}$ e $\gamma_0 < (2,2 - 1,2) \times 10^{-26} \text{ GeV}^{-1}$ para $n = -1$, $n = 0$, $n = 1$ e $n = 2$, respectivamente, à 99% N.C. A partir deste vínculos, concluimos que se $n \gtrsim 1$ é quase impossível tentar extrair limites melhores que os obtidos pelos dados dos neutrinos solares. Além disso, estes vínculos excluem qualquer possibilidade de explicar os resultados de LSND através de DQP apenas. No canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (região de “pequena amplitude”), os limites obtidos foram: $\gamma_0 < (6,0 - 0,27) \times 10^{-19} \text{ GeV}^2$, $\gamma_0 < (7,0 - 0,6) \times 10^{-20} \text{ GeV}$, $\gamma_0 < (7,0 - 0,5) \times 10^{-22}$ e $\gamma_0 < (8,0 - 0,3) \times 10^{-24} \text{ GeV}^{-1}$, para $n = -1$, $n = 0$, $n = 1$ e $n = 2$, respectivamente, à 99% N.C. Neste caso, para $n \gtrsim 0$, nossos vínculos são mais fortes que os que podem ser obtidos com os dados de LSND. Por fim, no modo $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ (região de “grande amplitude”), estabelecemos os limites: $\gamma_0 < (2,5 - 1,1) \times 10^{-22} \text{ GeV}^2$, $\gamma_0 < (1,0 - 0,5) \times 10^{-20} \text{ GeV}$, $\gamma_0 < (1,3 - 0,7) \times 10^{-22}$ e

⁷Para $n = -1$ na região de “grande amplitude”, o limite atual imposto pelo experimento KamLAND, tanto no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ quanto no modo $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$, é de $\gamma_0 \lesssim 1,2 \times 10^{-24} \text{ GeV}^2$.

$\gamma_0 < (2, 0-1, 0) \times 10^{-24} \text{ GeV}^{-1}$, para $n = -1$, $n = 0$, $n = 1$ e $n = 2$, respectivamente, a 99% N.C. Aqui, para $n \gtrsim 2$, nossos limites são mais fortes os que podem ser obtidos pelos dados de neutrinos solares. Por fim, discutimos também as perspectivas dos experimentos futuros em melhorar os limites em γ_0 que obtivemos a partir dos dados atuais.

Em seguida, discutimos as perspectivas dos experimentos futuros de distinguir a solução de oscilação induzida por massa para o PNA do mecanismo de descoerência quântica pura. Nosso estudo da discriminação destas duas soluções nos permitiu chegar as seguintes conclusões: K2K e, provavelmente, MINOS não serão capazes de desvendar a dinâmica de conversão de sabor no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. OPERA e uma "fábrica" de neutrinos são os experimentos mais adequados para esta tarefa. Em qualquer caso, a combinação dos resultados de todos os experimentos propostos certamente elucidará a dinâmica de conversão do neutrino no modo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

Finalmente, estudamos os efeitos das interações não padrão do neutrino com a matéria, que foram assumidas serem um efeito subdominante em relação à oscilação induzida por massa em experimentos de "fábricas" de neutrinos futuros. Quando as INPN são adicionadas ao mecanismo de OIM, a diferença entre as probabilidades dos neutrino e dos antineutrinos são amplificadas, causando um efeito de "falsa" violação de CP que não surge da fase de QP genuína. Baseado nesta característica interessante, obtivemos, nos canais $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ e $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ e de seus antineutrinos, uma estimativa dos limites nas INPN que podem ser alcançados pelas "fábricas" de neutrinos, no contexto de três gerações de neutrinos, assumindo os parâmetros de mistura compatíveis com os dados dos neutrinos solares, atmosféricos e de reatores. Mostramos, que uma "fábrica" de neutrinos com 5 anos de operação e um detector de 10 kton, será capaz de testar a INTS até um nível de $(10^{-3} - 10^{-2}) G_F$ nos modos de oscilação $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ e $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$, enquanto que a sensibilidade para INDS, que é pior, somente poderá chegar a um nível da $\mathcal{O}(1) G_F$ para $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

Capítulo 4

Determinação dos Parâmetros de OIM e de *Não Oscilação*

Nos últimos anos, os experimentos de neutrinos atmosféricos [1]-[5], solares [6]-[12], de reatores [13, 14, 15] e de aceleradores [16, 17] forneceram indícios contundentes em favor da conversão de sabor dos neutrinos. Em particular, os dados dos neutrinos atmosféricos [1]-[5] que são explicados por uma conversão $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, estão sendo confirmados pelo experimento de acelerador K2K [17]. Por sua vez, os resultados do experimento SNO [12] provaram de forma irrefutável que os neutrinos eletrônicos oriundos do Sol sofrem transição de sabor. Por fim, temos o experimento de neutrinos em reator KamLAND [15] que confirmou a solução de grande ângulo de mistura (LMA-MSW) para o problema do neutrino solar [18]. Estes resultados combinados forneceram respaldo às oscilações de neutrinos.

Apesar de tais experimentos apontarem para o mecanismo de oscilação induzida por massa, ainda são necessárias medidas precisas dos parâmetros que entram nas probabilidades de oscilação (2 diferenças de massas quadradas, 3 ângulos de mistura e a fase de violação de CP), bem como a reconstrução do espectro de massa dos neutrinos para aprimorarmos nosso entendimento do fenômeno de OIM. Se estes forem partículas de Majorana restam duas fases de CP adicionais a serem determinadas.

Nos próximos anos, os experimentos de aceleradores de LBL terão um papel fundamental na determinação precisa dos parâmetros de oscilação e da fase de violação de CP no setor leptônico. Por sua vez, temos os experimentos de *não oscilação*, tais como o decaimento β do ^3H e o decaimento $0\nu\beta\beta$, que talvez sejam capazes de determinar a escala de massa absoluta do neutrino, além das observações astrofísicas. Convém salientar, que as fases de CP de Majorana somente poderão ser determinadas pelos experimentos que procuram o decaimento $0\nu\beta\beta$.

Neste capítulo, nossos estudos, que estão diretamente relacionados a estas questões

mencionadas acima, podem ser classificados em dois tipos: (i) determinação dos parâmetros de oscilação; e de (ii) determinação dos parâmetros *não oscilação*.

O primeiro estudo, que se enquadra na categoria (i), teve por objetivo colocar limites nos parâmetros solares ($\sin^2 2\theta$, Δm^2) através da análise combinada dos dados dos neutrinos solares [6]-[12] e dos resultados recentes de KamLAND [15]. Além disso, investigou-se a possibilidade de se vincular ainda mais estes parâmetros num futuro próximo através da redução das incertezas dos dados de CN de SNO [12] ou pela simulação do espectro de energia do e^+ do decaimento β inverso para 1 ano de tomada dados em KamLAND.

O segundo estudo, ainda no contexto da categoria (i), consistiu numa análise detalhada da precisão que poderá ser obtida na determinação dos parâmetros de oscilação induzida por massa no contexto de três gerações de neutrinos nos experimentos de aceleradores de LBL: MINOS, OPERA e ICARUS, bem como através da análise combinada destes.

Por fim, na categoria (ii), realizamos um estudo com a finalidade de se determinar vínculos sobre os parâmetros de *não oscilação* dos neutrinos. Aqui, procuramos vincular a escala de massa absoluta do neutrino, e as duas fases de $\mathcal{CP}$ de Majorana através dos experimentos futuros do decaimento $0\nu\beta\beta$ assumindo que os neutrinos sejam partículas de Majorana. Em seguida, admitindo que os parâmetros de oscilação estejam na faixa permitida pelos experimentos de neutrinos atmosféricos solares, de reatores e de aceleradores, estimamos os limites para m_0 , a massa do neutrino mais leve, que poderão ser inferidos na próxima geração de experimentos do decaimento $0\nu\beta\beta$ que tenham uma sensibilidade para a massa de Majorana efetiva (m_{ee}) em torno de 1 meV.

4.1 Parâmetros de OIM via KamLAND e Dados Solares

Vários tipos de ajustes, assumindo oscilação induzida por massa e mistura [19] bem como outros mecanismos exóticos de conversão de sabor [20], têm sido realizados usando os dados de neutrinos solares combinados a partir de Homestake [6], GALLEX/GNO [7, 8], SAGE [9], SuperK-I [11] e SNO [12]. Estas análises selecionaram algumas regiões permitidas no espaço de parâmetros livres, mas não permitiram estabelecer definitivamente qual é o mecanismo e quais os valores dos parâmetros são responsáveis pela conversão de sabor de ν_e solar. Após os primeiros resultados do experimento KamLAND (KL) [15], este cenário mudou drasticamente. Convém salientar, que este foi o primeiro experimento a fornecer evidência contundente para o desaparecimento de $\bar{\nu}_e$ provenientes de reatores nucleares.

Nesta seção, discutiremos o trabalho que publicamos em [22], cujo o objetivo foi obter as regiões permitidas para os parâmetros de oscilação da escala solar no contexto de duas gerações de neutrinos para três casos: (i) através da combinação de todos os dados de neutrinos solares (Homestake [6], GALLEX/GNO [7, 8], SAGE [9], SuperK-I [11] e SNO [12]); (ii) para os dados de KamLAND apenas; e, por fim, (iii) o resultado combinado de KamLAND com todos os dados dos neutrinos solares. Esta última análise estabeleceu a denominada solução de grande ângulo de mistura Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (LMA-MSW) [18] como a resposta final para o problema do neutrino solar [23], descartando definitivamente todos os outros mecanismos exóticos de conversão de sabor.

Na segunda parte, investigamos a possibilidade de melhorar os vínculos nos parâmetros de oscilação num futuro próximo. Por exemplo, notamos a importância dos dados de CN de SNO para o aprimoramento da determinação dos parâmetros solares. Finalmente, simulamos o espectro de energia e^+ do decaimento β inverso esperado após 1 ano de tomada de dados por KamLAND, baseados nos pontos de melhor ajuste dos parâmetros de oscilação e combinamos com os dados solares atuais. Analisamos, em cada caso, como as regiões permitidas seriam modificadas.

4.1.1 Determinação dos Parâmetros de Oscilação

KamLAND observou uma supressão do fluxo de $\bar{\nu}_e$ de aproximadamente 40% em relação ao esperado teoricamente [15], o que é compatível com oscilações de neutrinos em duas gerações no vácuo. Neste caso, os parâmetros relevantes, que devem ser determinados pelo ajuste dos dados experimentais, são uma diferença de massa quadrada (Δm^2) e um ângulo de mistura (θ). Inicialmente, obtivemos a região permitida no plano ($\sin^2 2\theta, \Delta m^2$) compatível com todos os dados experimentais dos neutrinos solares, em seguida, somente com os dados de KamLAND e, finalmente, combinamos estes dois conjuntos de dados.

Experimentos de Neutrinos Solares

Em primeiro lugar, determinamos a região permitida pelas taxas medidas pelos experimentos Homestake [6], GALLEX/GNO [7, 8], SAGE [9] e SNO (espalhamento elástico, reações de CC e de CN) [12] (6 pontos de dados) bem como os dados de espectro zênital de SuperK-I [4] (44 pontos de dados) assumindo oscilações de neutrinos em duas gerações.

Em seguida, calculamos numericamente a probabilidade de sobrevivência de $\nu_e \rightarrow \nu_e$, levando-se em conta as distribuições de produção de neutrinos solares de acordo com o Modelo Solar Padrão [24], a exposição do ângulo zênital de cada

Figura 4.1: Regiões permitidas: (a) pelos dados de neutrinos solares atuais; (b) utilizando os mesmos dados de (a), mas com a diminuição do erro dos dados de CN em SNO em 50% de seu valor atual. Aqui, $\otimes$ indica o ponto de melhor ajuste.

experimento, bem como os efeitos de matéria da Terra como na Ref. [20]. Com isso, estimamos a região permitida através da minimização do $\chi^2_{\odot}$ definido como

$$\chi^2_{\odot} = \sum_{i,j=1,\dots,50} [R_i^{\text{teo}} - R_i^{\text{obs}}] [\sigma_{\odot}^2]_{ij}^{-1} [R_j^{\text{teo}} - R_j^{\text{obs}}], \quad (4.1)$$

onde R_i^{teo} e R_i^{obs} denotam as taxas de eventos teóricas e observadas respectivamente, para todos os 50 pontos de dados mencionados acima, e $\sigma_{\odot}$ é a matriz de erro correlacionada 50×50 , que contém tanto erros experimentais (sistemáticos e estatísticos) e erros teóricos [20, 21]. Aqui, tratamos o fluxo de neutrinos do ^8B como um parâmetro livre. Na Fig. 4.1 (a), mostramos no plano $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$, a região permitida pelos dados do espectro zênital de SuperK-I [11] bem como as taxas dos espectros de todos outros experimentos solares [6, 7, 8, 9] à 90%, 95%, 99% e 99,73% N.C. Em nosso ajuste, obtivemos um $\chi^2_{\odot}(\text{min}) = 37,7$ para 47 graus de liberdade (g.d.l.) (83% N.C.), correspondendo ao valor de melhor ajuste global $\Delta m^2 = 7,5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta = 0,83$.

Análise do experimento KamLAND

Como vimos na subseção 2.1.2, KamLAND [15] é um experimento de neutrinos em reator que pesquisa a oscilação de $\bar{\nu}_e$ a partir de usinas nucleares localizadas, em

sua maioria no Japão, com “baseline” médio em torno de 180 km. Isto permite que KamLAND investigue a solução LMA-MSW do problema do neutrino solar.

Após 145,1 dias de tomada de dados, que corresponde a 162 ton-ano de exposição, KamLAND mediu 54 eventos de decaimento β inverso, quando eram esperados 87 eventos sem conversão de sabor. Estes eventos estão distribuídos em 13 intervalos de energia de 0,425 MeV acima do limiar de análise de 2,6 MeV (aplicado para conter $\lesssim 1$ evento de ruído).

Calculamos o número de eventos teóricos do i -ésimo intervalo de energia (N_i^{teo}), que estão distribuídos em 13 intervalos de energia de 0,425 MeV ($\Delta E_i = 0,425$ MeV) acima de $E_{\text{limiar}} = 2,6$ MeV usando a Eq. (2.8), que neste caso, pode ser reescrita como

$$N_i^{\text{teórico}} = \mathcal{N} \int dE_\nu \sigma(E_\nu) \sum_{k=1}^{16} \frac{S(k, E_\nu)}{4\pi d_k^2} P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \times \int_{E_i - \Delta E_i/2}^{E_i + \Delta E_i/2} dE \epsilon(E) R(E, E'), \quad (4.2)$$

onde $\mathcal{N}$ é um fator de normalização que leva em conta o número de prótons, N_p , e o tempo de exposição do detector, que para o caso de KamLAND, corresponde a um volume fiducial 408 ton e 145,1 dias de operação do experimento fornecendo 162 ton-ano de dados de antineutrinos. A resolução do detector é de $7,5\%/\sqrt{E(\text{MeV})}$ e a soma dos fluxos é efetuada sobre os 16 reatores, cujas informações referentes a potência e “baseline” de cada um encontram-se na Tabela 2.5.

Aqui, assumimos que CPT seja conservada e, como isso, $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \equiv P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ correspondendo a probabilidade de sobrevivência usual do neutrino em duas gerações dada pela Eq. (1.40), que é igual a um no caso de não oscilação, e depende explicitamente de Δm^2 e $\sin^2 2\theta$ ¹.

Com isso, fomos capazes de calcular a região permitida no espaço de parâmetros ($\sin^2 2\theta, \Delta m^2$), a partir do espectro de dados de KamLAND através da minimização com relação a estes parâmetros livres. A função χ_{KL}^2 é definida como

$$\chi_{\text{KL}}^2 = \chi_{\text{G}}^2 + \chi_{\text{P}}^2, \quad (4.3)$$

com

$$\chi_{\text{G}}^2 = \sum_i \frac{(N_i^{\text{teo}} - N_i^{\text{obs}})^2}{\sigma_i^2}, \quad (4.4)$$

¹Aqui, desprezamos os efeitos de matéria, pois os antineutrinos dos reatores em questão praticamente não atravessam a crosta terrestre.

Figura 4.2: Regiões no plano $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ permitidas pelos dados de KamLAND apenas. Aqui, $\otimes$ indica o ponto de melhor ajuste.

e

$$\chi_P^2 = \sum_j 2(N_j^{\text{teo}} - N_j^{\text{obs}}) + 2 N_j^{\text{obs}} \ln \frac{N_j^{\text{obs}}}{N_j^{\text{teo}}}, \quad (4.5)$$

onde $\sigma_i = \sqrt{N_i^{\text{obs}} + (0,0642 N_i^{\text{obs}})^2}$ é a incerteza sistemática mais estatística no número de eventos do i -ésimo intervalo de energia. A soma em i (j) é feita sobre os intervalos de energia tendo 4 ou mais (menos que 4) eventos. Calculamos também as regiões permitidas usando funções χ^2 puramente Gaussiana ou Poissoniana e encontramos que a definição de χ^2 híbrida acima pode reproduzir melhor as regiões permitidas obtidas pela colaboração KamLAND [15]. Portanto, adotamos esta definição em nossas análises.

Usando esta definição de χ_{KL}^2 , determinamos as regiões permitidas à 90%, 95%, 99% e 99,73% N.C. mostradas na Fig. 4.2, que são totalmente consistentes com as obtidas pela colaboração KamLAND na Fig. 6 da Ref. [15]. Em nossos ajustes, obtivemos um $\chi_{\text{KL}}^2(\text{min}) = 5,4$ para 11 g.d.l. (91 %N.C.), correspondendo ao valor de melhor ajuste $\Delta m^2 = 7,0 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta = 0,99$.

Figura 4.3: Regiões permitidas em: (a) por todos os experimentos solares combinados com os dados de KL. A região abaixo (acima) de $\Delta m^2 = 10^{-4} \text{ eV}^2$ denominada região 1 (2); (b) idem ao caso (a), mas com a diminuição do erro dos dados de CN em SNO para 50% de seu valor atual.

Resultados Combinados

Combinando os resultados de todos os experimentos solares com os dados de KamLAND, obtivemos a região permitida mostrada na Fig. 4.3 (a). Neste figura, o ponto de melhor ajuste de cada região é marcado com $\otimes$ (ajuste global) e $\oplus$ (ajuste local). O valor mínimo de $\chi^2_{\text{tot}} = \chi^2_{\odot} + \chi^2_{\text{KL}}$ para o ajuste combinado foi $\chi^2_{\text{tot}}(\text{min}) = 43,6$ para 60 g.d.l. (94,5% N.C.), sendo o ponto de melhor ajuste corresponde a $\Delta m^2 = 7,1 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ e $\text{sen}^2 2\theta = 0,83$. Observamos que existem duas regiões separadas que são permitidas à 99 % N.C.; uma inferior em Δm^2 (região 1) onde o ponto de melhor ajuste está localizado, e outra superior (região 2) onde o ponto de melhor ajuste local é dado pelo par $\Delta m^2 = 1,5 \times 10^{-4} \text{ eV}^2$ e $\text{sen}^2 2\theta = 0,82$ com um $\chi^2_{\text{loc}}(\text{min}) = 49,2$. Constatamos que, dependendo da definição do χ^2_{KL} utilizada (Gaussiana, Poissoniana ou híbrida), uma terceira região acima de $\Delta m^2 = 2 \times 10^{-4} \text{ eV}^2$ aparece à 99,73% N.C. Entretanto, a despeito desta pequena mudança, a região permitida combinada não é essencialmente afetada pelo χ^2_{KL} usado.

Na Fig. 4.4, mostramos o espectro de energia previsto teoricamente em KamLAND para: não oscilação, para os pontos de melhor ajuste dos parâmetros de oscilação para os dados de KamLAND, bem como para os dados de KamLAND combinados com os dados solares nas regiões 1 e 2. Nesta figura, os dados de KL [15]

Figura 4.4: Espectro de energia de e^+ esperado em KL para: não oscilação; oscilação no ponto de melhor ajuste para KL e nos pontos de melhor ajuste global região 1 e 2 da Fig. 4.3.

estão representados por círculos com barras de erros. O limiar de energia (2,6 MeV) é indicado por uma linha vertical. Constatamos que o quarto intervalo de energia de energia, que está abaixo do corte desta análise, pode ser muito importante na determinação do valor dos parâmetros de oscilação no futuro.

4.1.2 Perspectivas Futuras

Neste tópico, consideramos os possíveis efeitos das melhorias futuras que podem auxiliar na determinação dos parâmetros de oscilação. Inicialmente, consideramos uma redução do erro na medida dos eventos de CN em SNO e, posteriormente, um aumento na estatística de eventos em KamLAND.

Efeito da redução do erro na CN em SNO

Aqui, recalculamos a região, no plano ($\sin^2 2\theta, \Delta m^2$), permitida por todos os dados solares atuais diminuindo artificialmente o erro na medida dos dados de CN em SNO, mas mantendo o valor central atual, bem como deixando todos os outros dados solares inalterados. O resultado desta análise é mostrado na Fig. 4.1 (b). O ponto de melhor ajuste e o valor do χ^2_{min} permanecem praticamente inalterados

Figura 4.5: *Idem à Fig. 4.3, mas para o espectro de KL simulado para 1 ano, compatível com o ponto de melhor ajuste de KL ($\Delta m^2 = 7 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta = 0,99$).*

com relação ao resultado obtido na subseção 4.1.1, mas a região permitida se reduz significativamente. Isto é devido a normalização do fluxo de neutrinos do ^8B , que pode ser diretamente inferido das medidas de CN em SNO, tornando a mais vinculada. Combinando estes dados com os de KamLAND, obtivemos a região permitida mostradas na Fig. 4.3 (b). Observamos que esta região é substancialmente menor que a da Fig. 4.3 (a). Além disso, a região 2 somente permanece à 99% N.C.

Efeito do aumento da estatística em KamLAND

Aqui, simulamos o espectro de KL esperado após 1 ano de tomada de dados para três hipóteses distintas. Assim, geramos os dados futuros de KamLAND compatíveis com os pontos de melhor ajuste de Δm^2 e $\sin^2 2\theta$ para: (i) dados de KamLAND apenas; (ii) dados de KamLAND e solares na região 1; (iii) dados de KamLAND e solares na região 2. Incluímos um intervalo de energia extra, correspondente ao quarto intervalo de energia na Fig. 4.4. Com isso, recalculamos a região permitida para o ajuste combinado com os dados solares atuais em cada caso.

Os resultados de nossos cálculos podem ser vistos nas Figs. 4.5 e 4.6. Se o resultado de KamLAND futuro estiver próximo do atual (veja Fig. 4.5), então, valores de $\sin^2 2\theta$ muito maiores que os vingentes serão possíveis e a região 2 será

Figura 4.6: (a) *Idem* à Fig. 4.5, mas para o ponto de melhor ajuste global dos dados KL + Solar na região 1 ($\Delta m^2 = 7,1 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta = 0,83$). (b) *Idem* ao caso (a), mas para o ponto de melhor ajuste global dos dados KL + Solar na região 2 ($\Delta m^2 = 1,5 \times 10^{-4} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta = 0,82$.)

excluída à 99% N.C. Neste caso, obtivemos $\chi_{\text{tot}}^2(\text{min}) = 42,1$.

Por outro lado, se os dados de KamLAND futuros forem mais compatíveis com os valores de melhor ajuste para os dados de neutrinos solares (veja Fig. 4.6 (a)), a região global permitida diminuirá drasticamente com relação à Fig. 4.3 e a região 2 somente remanecerá à 99% N.C. Neste caso, obtivemos $\chi_{\text{tot}}^2(\text{min}) = 39,1$.

Finalmente, se após um ano de tomada de dados por KamLAND, a região 2 for mais compatível (veja Fig. 4.6 (b)), então deve-se observar um aumento das regiões permitidas para valores maiores de Δm^2 nas regiões permitidas combinadas em relação à Fig. 4.3. Neste caso, a significância estatística para as regiões 1 e 2 serão similares correspondendo a um valor de $\chi_{\text{tot}}^2(\text{min}) \sim 44,0$.

4.2 Parâmetros de OIM através de MINOS, ICARUS & OPERA

Como vimos na seção anterior, os dados de KamLAND [15] juntamente com os dados dos neutrinos solares [6]-[12] obtiveram uma precisão razoável na determinação dos parâmetros de oscilação de neutrinos solares que poderá ser bastante melhorada pelo aumento da estatística de KL e com a entrada em operação do experimento BOREXINO [25]. Por outro lado, os experimentos em aceleradores de LBL foram projetados

para determinar os parâmetros de oscilação atmosféricos. K2K [17] foi o primeiro destes projetos que está tomando dados atualmente, mas a baixa estatística limitará a sua capacidade em medir os parâmetros relevantes para o problema dos neutrinos atmosféricos. Três outros projetos em aceleradores de LBL, descritos na seção 2.2, MINOS [26], ICARUS [28] e OPERA [27] terão uma estatística de eventos muito maior. A expectativa é que estes comecem a tomada de dados por volta de 2005, bem antes do advento dos superfeixes [29] ou de uma “fábrica” de neutrinos [30]. Os resultados de KamLAND [15] juntamente com todos estes experimentos futuros fornecerão informações independentes e precisas sobre os parâmetros de oscilação dos neutrinos nas escalas solar e atmosférica com uma importante vantagem que seus resultados não dependem de hipóteses sobre o modelo solar ou dos fluxos de neutrinos atmosféricos.

Nesta seção, discutiremos o trabalho que publicamos em [31], cujo objetivo foi explorar a precisão com que Δm_{32}^2 , $\sin^2 2\theta_{23}$ e $\sin^2 2\theta_{13}$ podem ser determinados pelos experimentos MINOS, ICARUS e OPERA num contexto de três gerações de neutrinos. Incluímos todos os canais de oscilação acessíveis para estes experimentos, e levamos em conta a informação disponível dos ruídos e eficiências ². Todos estes três experimentos operarão com alto fluxo de ν_μ e medirão o desaparecimento de ν_μ . Devido a dependência energética na probabilidade de oscilação, a medida mais sensível dos parâmetros de OIM é o espectro de energia dos neutrinos medido pelo detector. Observações de uma distorção do espectro dependente da energia podem determinar univocamente os parâmetros de oscilação. Eventos de corrente carregada podem sozinhos fornecer informação sobre o espectro de energia de ν_μ original.

A partir destes experimentos, poderemos também observar ν_e , e um pequeno aparecimento de ν_τ , mas a estatística esperada nestes canais não será grande o suficiente para permitir estudar extensivamente o espectro de energia nestes modos. Todavia, pode-se extrair informações importantes a partir das taxas totais esperadas nestes canais.

4.2.1 Considerações sobre Oscilação em 3 gerações de Neutrinos na Matéria

Como vimos na seção 1.5.3, que em três gerações de neutrinos existem três ângulos de mistura e uma fase de violação de CP que determinam a amplitude de transição de um estado de sabor para outro. Nos experimentos que estudaremos aqui, a fase CP tem um efeito desprezível nas amplitudes e ajustamos esta fase em zero nos cálculos que faremos a seguir.

²Todos os detalhes dos ruídos e eficiências de cada um destes três experimentos encontram-se nas subseções 2.2.5 e 2.2.6.

A propagação dos neutrinos na matéria é descrita pela Eq. (1.65), sendo que nos experimentos aqui considerados, a densidade da crosta da Terra é praticamente constante, cujo valor é de $\rho \sim 3 \text{ g/cm}^3$ fornecendo $A_e \sim 0,23 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 E_\nu \text{ (GeV)}$. Apesar de existirem expressões de probabilidades analíticas em três gerações no caso de matéria constante [32], resolvemos a equação de evolução (1.65) numericamente levando em conta o perfil de densidade da Terra [34] conforme descrito na subseção 1.5.3.

Como o “baseline” dos experimentos, que analisaremos, é de 730 km, e $|\Delta m_{21}^2| \ll |\Delta m_{32}^2|$, a contribuição para a dinâmica do neutrino a partir da escala solar é pequena e as probabilidades de oscilação podem ser descritas em termos de apenas três parâmetros: Δm_{32}^2 , $\sin^2 2\theta_{23}$, e $\sin^2 2\theta_{13}$. Para o caso de densidade constante, pode-se aproximar a probabilidade que um neutrino do múon seja convertido num neutrino do elétron como [32, 33]

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} \approx \sin^2 2\theta_{13}^m \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E_\nu} S \right), \quad (4.6)$$

onde

$$S = \sqrt{\left(\frac{A_e}{\Delta m_{32}^2} - \cos 2\theta_{13} \right)^2 + \sin^2 2\theta_{13}}, \quad (4.7)$$

e $\sin^2 2\theta_{13}^m$ é dado pela Eq. (1.74).

Para $L \sim 730 \text{ km}$, os efeitos de matéria têm uma contribuição desprezível para a probabilidade de conversão para um neutrino do táu, e a expressão no vácuo fornece uma boa aproximação,

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau} \approx \sin^2 2\theta_{23} \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E_\nu} \right). \quad (4.8)$$

A partir da Eq. (4.6), pode-se ver que a probabilidade de conversão para o canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ é aproximadamente proporcional a $\sin^2 2\theta_{13}$ e, portanto, pequena a menos que ocorra uma amplificação ressonante em $\cos 2\theta_{13} = A_e/\Delta m_{32}^2$. Por outro lado, a probabilidade de conversão no modo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ é proporcional a $\sin^2 2\theta_{23}$ e, logo, grande. A probabilidade de sobrevivência, $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu} = 1 - P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau} - P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ depende quase exclusivamente de $\sin^2 2\theta_{23}$ e Δm_{32}^2 . Logo, os parâmetros $\sin^2 2\theta_{23}$ e Δm_{32}^2 podem ser estudados via desaparecimento de ν_μ ou aparecimento de ν_τ , enquanto o aparecimento de ν_e é necessário para investigar $\sin^2 2\theta_{13}$. Os parâmetros $\sin^2 2\theta_{23}$ e Δm_{32}^2 devem ser prontamente acessíveis a todos os experimentos devido as altas taxas de eventos no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, além da detecção também de ν_τ tanto em ICARUS quanto em OPERA. Devido ao pequeno valor esperado para $\sin^2 2\theta_{13}$ e o ruído de ν_e no feixe, será difícil estudar o aparecimento de ν_e , e a acessibilidade para $\sin^2 2\theta_{13}$ dependerá fortemente do detector.

4.2.2 Análise dos Experimentos

Descreveremos aqui os procedimentos usados para determinar as curvas de sensibilidade e as regiões permitidas em cada um dos três experimentos para cada um dos três canais de oscilação.

Canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$

Para este canal de oscilação, usamos a informação a partir do espectro de energia de CC de ν_μ de cada experimento. Todos os três experimentos observarão um grande número de eventos deste tipo, de forma que o número de eventos em cada intervalo de energia obedece a estatística Gaussiana.

Aqui, definiremos a função χ_μ^2 como

$$\chi_\mu^2(\Delta m_{32}^2, \sin^2 2\theta_{23}, \sin^2 2\theta_{13}) = \sum_{i,j=1}^{n_\beta} (N_i^{\text{obs}} - N_i^{\text{teo}}) \sigma_{ij}^{-2} (N_j^{\text{obs}} - N_j^{\text{teo}}), \quad (4.9)$$

onde N_i^{teo} denota a previsão teórica para o número de eventos no i -ésimo intervalo de energia (para um dado conjunto de parâmetros de oscilação) calculada de acordo com a Eq. (2.42) para MINOS e com a Eq. (2.54) para ICARUS e OPERA. N_i^{obs} representa o número de eventos “observados” no i -ésimo intervalo de energia que será descrito na subseção 4.2.4. O número de intervalos de energia é $n_\beta = 23, 16$ e 16 para $\beta = \text{MINOS, ICARUS e OPERA}$, respectivamente. Para MINOS, a matriz de erro é definida como $\sigma_{ij}^2 = \delta_{ij} N_i^{\text{obs}} + (0,02)^2 N_i^{\text{obs}} N_j^{\text{obs}}$, onde os elementos não diagonais contêm uma incerteza do fluxo global de 2% [35]. Para ICARUS e OPERA, somente consideramos erros estatísticos, resultando em $\sigma_{ij}^2 = \delta_{ij} N_i^{\text{obs}}$.

Canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

Neste canal, também foi utilizada estatística Gaussiana, pois mesmo no caso de não oscilação, o ruído contribui com um número suficiente de eventos para R_e garantindo uma função χ_e^2 tipo Gaussiana,

$$\chi_e^2(\Delta m_{32}^2, \sin^2 2\theta_{23}, \sin^2 2\theta_{13}) = \left(\frac{R_e^{\text{obs}} - R_e^{\text{teo}}}{\sigma_e} \right)^2. \quad (4.10)$$

Aqui, a taxa teórica de elétrons, R_e^{teo} é dada pela Eq. (2.43) com os parâmetros experimentais apropriados (fluxos, eficiências, etc.) para cada um dos experimento em questão. Para MINOS, definimos o erro como $\sigma_e^2 = R_e^{\text{obs}} + (\delta_{\text{sist}}^{\text{min}} \times R_e^{\text{obs}})^2$ assumindo um erro sistemático, $\delta_{\text{sist}}^{\text{min}} = 0,1$. Por sua vez, no caso de ICARUS, definimos o erro

como $\sigma_e^2 = R_e^{\text{obs}} + (\delta_{\text{sist}}^{\text{ica}} \times B_e^{(\text{feixe})})^2$, onde somente a contaminação do feixe por ν_e foi considerada como uma fonte de incerteza significativa com $\delta_{\text{sist}}^{\text{ica}} = 0,05$. Por fim, para OPERA, usamos $\sigma_e^2 = R_e^{\text{obs}} + (\delta_{\text{sist-I}}^{\text{ope}} \times B_e^{(\text{feixe})})^2 + (\delta_{\text{sist-II}}^{\text{ope}} \times B_e^{(\text{cn})})^2$, onde $B_e^{(\text{feixe})}$ e $B_e^{(\text{cn})}$ são os ruídos de OPERA produzidos pela contaminação do feixe por ν_e e interações de corrente neutra identificadas erroneamente descritos na subseção 2.2.6. Estes erros sistemáticos associados são dados por $\delta_{\text{sist-I}}^{\text{ope}} = 0,1$ e $\delta_{\text{sist-II}}^{\text{ope}} = 0,2$, como sugerido na Ref. [27]. Aqui, não incluímos os erros oriundos de outras componentes do ruído, pois estimativas mostraram que estes devem ser insignificantes.

Canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$

O número de eventos detectados neste canal provavelmente será muito pequeno tanto para ICARUS quanto para OPERA de modo que usamos a função χ_τ^2 consistente com uma distribuição de Poisson,

$$\chi_\tau^2(\Delta m_{32}^2, \sin^2 2\theta_{23}, \sin^2 2\theta_{13}) = 2 \left[(R_\tau^{\text{obs}} - R_\tau^{\text{teo}}) + R_\tau^{\text{obs}} \ln \left(\frac{R_\tau^{\text{obs}}}{R_\tau^{\text{teo}}} \right) \right]. \quad (4.11)$$

Aqui, a taxa teórica de ν_τ , R_τ^{teo} , é calculada a partir das Eqs. (2.56) e (2.55) para ICARUS e OPERA, respectivamente, usando os parâmetros experimentais específicos de cada um deles. Quando o número da taxa de eventos de ν_τ for maior do que 5, usamos a função χ_τ^2 tipo Gaussiana padrão dada por

$$\chi_\tau^2(\Delta m_{32}^2, \sin^2 2\theta_{23}, \sin^2 2\theta_{13}) = \left(\frac{R_\tau^{\text{obs}} - R_\tau^{\text{teo}}}{\sigma_\tau} \right)^2. \quad (4.12)$$

Os erros considerados, neste caso, são puramente estatísticos.

4.2.3 Cálculo das Curvas de Sensibilidade

Para o canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, calculamos as regiões de sensibilidade para MINOS, ICARUS e OPERA no plano $(\sin^2 2\theta_{13}, \Delta m_{32}^2)$. O procedimento usado foi ajustar $R_e^{\text{obs}} = R_e(\Delta m_{32}^2, \sin^2 2\theta_{23}, 0)$ com $\sin^2 2\theta_{23} = 0,85^3$ ou 1, e minimizamos a função χ^2 dada pela Eq. (4.10) com relação aos parâmetros $\sin^2 2\theta_{13}$ e Δm_{32}^2 . Com isso, obtivemos curvas para $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\text{min}}^2 = 4,61$ correspondendo à 90% N.C. As sensibilidades foram calculadas para cada experimento separadamente bem como através da análise combinada dos mesmos usando o mesmo procedimento com

$$\chi^2 = \chi_{e(\text{minos})}^2 + \chi_{e(\text{icarus})}^2 + \chi_{e(\text{opera})}^2. \quad (4.13)$$

³Este é aproximadamente o menor valor de $\sin^2 2\theta_{23}$ permitido à 99% N.C. pela análise combinada dos dados de SuperK e de K2K [36].

Determinamos a sensibilidade para $\sin^2 2\theta_{23}$ e Δm_{32}^2 no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ para MINOS, e no modo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ para ICARUS e OPERA. Para MINOS, calculamos $N_i^{\text{obs}} = dN_{1\mu}^i/dE_\nu(\Delta m_{32}^2, 0, \sin^2 2\theta_{13})$ com $\sin^2 2\theta_{13}$ ajustado para 0 ou 0,1, correspondendo a seu valor permitido mínimo ou máximo. A Eq. (4.9) é então minimizada com relação a $\sin^2 2\theta_{23}$ e Δm_{32}^2 , e a curva com $\Delta\chi^2$ constante à 90% N.C. foi obtida. Para ICARUS e OPERA, ajustamos $R_\tau^{\text{obs}} = R_\tau(\Delta m_{32}^2, 0, \sin^2 2\theta_{13})$ nas Eqs. (4.11) e (4.12), novamente com $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ ou 0,1, minimizando com relação a $\sin^2 2\theta_{23}$ e Δm_{32}^2 e traçamos contornos de $\Delta\chi^2$. Para a sensibilidade combinada destes três experimentos, efetuamos o mesmo procedimento com um χ^2 global

$$\chi^2 = \chi_{\mu(\text{minos})}^2 + \chi_{\tau(\text{icarus})}^2 + \chi_{\tau(\text{opera})}^2. \quad (4.14)$$

4.2.4 Simulação dos Dados e Determinação das Regiões Permitidas

Com o intuito de estimar a precisão com que os experimentos MINOS, ICARUS e OPERA determinarão os parâmetros de oscilação dos neutrinos na escala atmosférica, simulamos os conjuntos de dados para os três experimentos assumindo que oscilações ocorram com

$$\begin{aligned} \Delta m_{32}^2 &= 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, & \Delta m_{21}^2 &= 5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \\ \sin^2 2\theta_{23} &= 1, & \sin^2 2\theta_{12} &= 0,8, & \sin^2 2\theta_{13} &= 0,05. \end{aligned} \quad (4.15)$$

Todos os outros parâmetros com exceção θ_{13} estão próximos dos valores de melhor ajuste dos dados atuais ⁴. O valor de θ_{13} escolhido encontrar-se no interior (ou próximo) das regiões de sensibilidade de todos os três experimentos de acordo com o limite de CHOOZ [13]. Assumimos a hierarquia normal ($\Delta m_{32}^2 > 0$). Note que desde que os efeitos de matéria sejam pequenos em 730 km, os resultados para a hierarquia invertida não serão substancialmente muito diferentes em relação a hierarquia normal.

Cada ponto de dados simulado foi gerado pela escolha randômica de um ponto a partir da distribuição Gaussiana ou Poissoniana associada com o número de eventos esperado teoricamente. Este procedimento foi seguido para os 23 intervalos de energia do espectro de energia de ν_μ de MINOS bem como para os 16 intervalos de energia do espectro de ν_μ ICARUS e OPERA, fornecendo o N_i^{obs} da Eq. (4.9). Isto também foi feito para as taxas de CC de ν_e de todos os três experimentos, obtendo

⁴Convém salientar, que o valor mais recente do ponto de melhor ajuste para Δm_{32}^2 , de acordo com a Ref. [37] é de $2,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ que não vai alterar nossas conclusões sobre a precisão que estes experimentos colocarão nos parâmetros de oscilação.

Figura 4.7: Curvas de sensibilidade para MINOS nos canais $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ à 90% N.C. Os outros parâmetros de OIM estão fixos em $\Delta m_{21}^2 = 5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ e $\text{sen}^2 2\theta_{12} = 0,8$, próximo do ponto de melhor ajuste do problema do neutrino solar.

o R_e^{obs} na Eq. (4.10). Por fim, o mesmo procedimento foi efetuado para as taxas de CC de ν_τ em ICARUS e OPERA, resultando no R_τ^{obs} da Eq. (4.11) ou (4.12). No caso das taxas de ν_e e de ν_τ , onde os ruídos são considerados, estes e os sinais são calculados e simulados separadamente antes de serem combinados para fornecer as taxas usadas na análise do χ^2 .

As regiões permitidas foram calculadas para cada experimento separadamente através da combinação das informações disponíveis para cada canal e definimos as funções χ^2 globais da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \chi_{\text{minos}}^2(\Delta m_{32}^2, \text{sen}^2 2\theta_{23}, \text{sen}^2 2\theta_{13}) &= \chi_\mu^2 + \chi_e^2, \\ \chi_{\text{icarus}}^2(\Delta m_{32}^2, \text{sen}^2 2\theta_{23}, \text{sen}^2 2\theta_{13}) &= \chi_\mu^2 + \chi_e^2 + \chi_\tau^2, \\ \chi_{\text{opera}}^2(\Delta m_{32}^2, \text{sen}^2 2\theta_{23}, \text{sen}^2 2\theta_{13}) &= \chi_\mu^2 + \chi_e^2 + \chi_\tau^2. \end{aligned} \quad (4.16)$$

As funções χ^2 são então minimizadas através da variação de Δm_{32}^2 , $\text{sen}^2 2\theta_{23}$ e de $\text{sen}^2 2\theta_{13}$ com $\Delta m_{21}^2 = 5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ e $\text{sen}^2 2\theta_{12} = 0,8$. Com isso, foram obtidas curvas com $\Delta\chi^2 = 6,25$ e $11,36$ correspondendo à 90% e 99% N.C., respectivamente. Estas regiões foram projetadas em subespaços bidimensionais do espaço de três parâmetros.

Figura 4.8: Regiões permitidas esperadas para MINOS à 90% e 99% N.C.

Para investigar se os dados combinados, a partir destes três experimentos, melhoram a determinação dos parâmetros de oscilação, definimos uma função χ^2 global como

$$\chi^2_{\text{minos+icarus+opera}}(\Delta m^2_{32}, \text{sen}^2 2\theta_{23}, \text{sen}^2 2\theta_{13}) = \chi^2_{\text{minos}} + \chi^2_{\text{icarus}} + \chi^2_{\text{opera}}. \quad (4.17)$$

Esta função χ^2 foi minimizada e as regiões permitidas foram obtidas como descrito acima.

4.2.5 Resultados

Aqui, discutiremos os resultados que obtivemos a partir das curvas de sensibilidade e das regiões permitidas para cada um dos três experimentos bem como da análise combinada destes.

MINOS

Na Fig. 4.7, apresentamos a curva de sensibilidade (à 90% N.C.) para MINOS nos canais de aparecimento, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e de desaparecimento $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ para uma ex-

Figura 4.9: *Idem à Fig. 4.7, mas para ICARUS nos modos de oscilação $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (ν_τ).*

posição de 10 kton-ano. No modo de aparecimento $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (Fig. 4.7 (a)), vemos uma pequena diminuição da sensibilidade de MINOS com o decréscimo para $\text{sen}^2 2\theta_{23}$ dentro de sua faixa permitida. MINOS é sensível a $\text{sen}^2 2\theta_{13} \gtrsim 0,05$ para $\Delta m_{32}^2 \sim 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e mistura máxima de $\nu_\mu - \nu_\tau$. Para o canal de desaparecimento $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, vide Fig. 4.7 (b), podemos ver que a região de sensibilidade não é afetada pela variação de $\text{sen}^2 2\theta_{13}$ dentro de sua faixa permitida. Neste caso, MINOS é sensível a $\Delta m_{32}^2 \gtrsim 5 \times 10^{-4} \text{ eV}^2$ em $\text{sen}^2 2\theta_{23}$ máximo. A sensibilidade da razão entre eventos de CN e CC para os principais parâmetros de oscilação foi analisada na Ref. [38]. Esta sensibilidade é comparável ao do canal de desaparecimento $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ na Fig. 4.7 (b). Evidências diretas para transições para ν_τ é um aspecto muito importante do experimento MINOS que pode ser realizado através da comparação das taxas de eventos de 0μ e de 1μ .

Para os parâmetros de oscilação da Eq. (4.15), o sinal (ruído) consiste de 2770 (0) eventos de CC de ν_μ e 15 (41) eventos de ν_e . Note que incluímos a contribuição dos eventos de CN erroneamente identificados na amostra de eventos de ν_μ . Na Fig. 4.8, mostramos as regiões permitidas pela simulação dos dados para o detector MINOS à 90% e 99% N.C., onde o ponto simulado foi calculado usando $\Delta m_{32}^2 = 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\Delta m_{21}^2 = 5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\text{sen}^2 2\theta_{23} = 1$, $\text{sen}^2 2\theta_{12} = 0,8$ e $\text{sen}^2 2\theta_{13} = 0,05$. A linha tracejada corresponde a região permitida por SuperK à 99% N.C. Devido a elevada estatística e uma combinação ótima de L/E_ν , MINOS será capaz de determinar

Figura 4.10: O mesmo que a Fig. 4.8, mas para ICARUS.

quase que precisamente Δm_{32}^2 e $\sin^2 2\theta_{23}$, como é mostrado mais claramente pela curva no plano $(\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m_{32}^2)$. Para 10 kton-ano de exposição, encontramos que MINOS será capaz de medir estes parâmetros com uma incerteza menor do que 10% à 99% N.C. Entretanto, MINOS não será capaz de determinar $\sin^2 2\theta_{13}$. A baixa estatística esperada no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ é devido ao pequeno valor de θ_{13} , e a estimativa que uma quantidade relativamente grande de ruído de ν_e esteja presente no feixe.

ICARUS

A sensibilidade do experimento ICARUS nos canais de oscilação $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ são mostradas nas Fig. 4.9 (a) e Fig. 4.9 (b), respectivamente. Assumimos 20 kton-ano de exposição e as curvas foram calculadas à 90% N.C. Para o canal de aparecimento $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, encontramos que ICARUS pode alcançar valores de $\sin^2 2\theta_{13} \gtrsim 0,03$ para $\Delta m_{32}^2 \sim 3 \times 10^{-3}$ eV² e mistura máxima de $\nu_\mu - \nu_\tau$. Por sua vez, no canal de aparecimento $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, obtivemos que ICARUS é sensível a $\Delta m_{32}^2 \gtrsim 1 - 2 \times 10^{-3}$ eV² para mistura máxima.

O ponto simulado (Eq. (4.15)) fornece 41960 (0), 34 (380) e 27 (11) eventos de

Figura 4.11: O mesmo que a Fig. 4.9, mas para OPERA.

senal (ruído) de ν_μ , de ν_e e de ν_τ , respectivamente. A Fig. 4.10 mostra as regiões permitidas à 90% e 99% N.C. obtidas pela simulação dos dados para todos os três canais que podem ser estudados pelo experimento ICARUS pela observação das variações no $\chi^2 = \chi_e^2 + \chi_\mu^2 + \chi_\tau^2$. A partir destes três painéis mostrados nesta figura, pode-se ver que ICARUS pode determinar Δm_{32}^2 e $\sin^2 2\theta_{23}$ com uma incerteza menor do que 30% à 90% N.C., mas não fornecerá uma determinação significativa de $\sin^2 2\theta_{13}$.

OPERA

A Fig. 4.11 mostra a curva de sensibilidade do experimento OPERA para os parâmetros de oscilação na escala atmosférica via os modos $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, respectivamente. Este gráfico foi calculado para 10 kton-ano de exposição à 90% N.C. Usando o aparecimento de ν_e , como mostra a Fig. 4.11 (a), encontramos que OPERA será sensível a valores de $\sin^2 2\theta_{13} \gtrsim 0,2$ para $\Delta m_{32}^2 \sim 3 \times 10^{-3}$ e mistura máxima $\nu_\mu - \nu_\tau$, mas esta região está descartada por CHOOZ. Explorando o aparecimento de ν_τ , como pode ser visto na Fig. 4.11 (b), OPERA mostra ser mais sensível a $\Delta m_{32}^2 \gtrsim 1 \times 10^{-3}$ eV² na mistura máxima independente do valor de $\sin^2 2\theta_{13}$. Embora OPERA não tenha ruído considerável para eventos do τ bem como eficiências de detecção tão altas quanto em ICARUS, o último tem uma sensibilidade maior

Figura 4.12: O mesmo que a Fig. 4.10, mas para OPERA.

neste canal devido a seu maior volume e consequentemente uma maior taxa de eventos.

O número de eventos de sinal (ruído) esperados de ν_μ , ν_e e ν_τ , para os parâmetros de oscilação utilizados, são 19870 (0), 14 (230) e 16 (0), respectivamente. Na Fig. 4.12, mostramos as curvas de $\Delta\chi^2$ à 90% e 99% N.C. para OPERA.

Análise Global

Na Fig. 4.13, mostramos as curvas de sensibilidade à 90% N.C. após a combinação dos dados simulados para os experimentos MINOS, ICARUS e OPERA. A sensibilidade combinada no plano $(\sin^2 2\theta_{13}, \Delta m^2_{32})$, mostrada na Fig. 4.13 (a), não apresentam muita melhoria em relação a ICARUS sozinho, resultando numa sensibilidade para $\sin^2 2\theta_{13} \gtrsim 0,02$ para $\Delta m^2_{32} \sim 3 \times 10^{-3}$ eV² e mistura máxima $\nu_\mu - \nu_\tau$. Por sua vez, a sensibilidade dos experimentos no plano $(\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m^2_{32})$, como pode ser visto na Fig. 4.13 (b), depende ligeiramente do valor de $\sin^2 2\theta_{13}$ entre 0 e 0,1. A sensibilidade combinada dos três experimentos é $\Delta m^2_{32} \gtrsim 4 - 5 \times 10^{-4}$ eV² na mistura máxima, que é a mesma alcançada por MINOS.

As regiões permitidas obtidas através da análise combinada à 90%, 95% e 99% N.C.

Figura 4.13: Curvas de sensibilidade globais à 90% N.C. em (a) no modo $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$; (b) A sensibilidade para $\text{sen}^2 2\theta_{23}$ e Δm_{32}^2 é a combinação da sensibilidade de MINOS no canal de desaparecimento e as de ICARUS e OPERA no modo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

são mostradas na Fig. 4.14. Nesta figura, a linha tracejada corresponde a região permitida por SuperK á 90% N.C. A precisão com que a combinação destes experimentos pode determinar Δm_{32}^2 e $\text{sen}^2 2\theta_{23}$ não melhora em relação à análise com MINOS apenas, uma vez que mudanças em χ_{minos}^2 domina sobre qualquer alteração global na função χ^2 . Novamente, estes parâmetros podem portanto ser determinados com uma incerteza menor do que 10%. Entretanto, a capacidade destes experimentos vincularem $\text{sen}^2 2\theta_{13}$ torna-se possível pela combinação deles em uma única análise. Para os dados que simulamos, obtivemos $\text{sen}^2 2\theta_{13} \gtrsim 0,01$ à 95% N.C. Resultados similares para $\text{sen}^2 2\theta_{13}$ são obtidos pelo ajuste $\chi^2 = \chi_{\text{minos}}^2 + \chi_{\text{icarus}}^2$, como somente MINOS e ICARUS são sensíveis a valores de $\text{sen}^2 2\theta_{13} < 0,1$ para $\Delta m_{32}^2 = 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$.

4.3 Vínculos nos Parâmetros de Não Oscilação via $0\nu\beta\beta$

Assumindo, que somente três neutrinos ativos participem do fenômeno de oscilação na natureza, independente da natureza das partículas (Dirac ou Majorana), os

Figura 4.14: *Idem à Fig. 4.8, mas para a combinação dos três experimentos.*

experimentos de *oscilação* atuais e futuros, poderão determinar no máximo seis parâmetros de oscilação que descrevem completamente a matriz de mistura dos neutrinos, ou seja, duas diferenças de massa quadradas (Δm_{12}^2 , Δm_{23}^2), três ângulos de mistura (θ_{12} , θ_{13} , θ_{23}) e uma fase CP (δ) que parametrizam a matriz de mistura leptônica Maki-Nakagawa-Sakata [39].

Entretanto, se os neutrinos forem partículas de Majorana, ainda restam três parâmetros, que não poderão ser investigados pelos experimentos de oscilação. Eles são a escala de massa absoluta do neutrino, que podemos tomar como a massa do neutrino mais leve, e duas fases de CP adicionais [40, 41, 42], que denominaremos de parâmetros de *não oscilação*.

O decaimento $0\nu\beta\beta$ é um processo que pode ocorrer se e somente se os neutrinos forem partículas de Majorana [43]. Um sinal positivo do decaimento $0\nu\beta\beta$ sempre implica em uma massa não nula do neutrino do elétron [44] mesmo se este não for induzido pela troca de um neutrino leve, mas por algum outro mecanismo como modelos supersimétricos com quebra da paridade R [45]. Aqui, assumiremos que a possibilidade mais simples seja verdadeira, ou seja, que o processo do decaimento $0\nu\beta\beta$ seja induzido somente pela troca de um neutrino leve conforme descrito na subseção 1.7.1.

Existem inúmeros artigos na literatura, que discutem a relação entre os sinais nos experimentos de decaimento $0\nu\beta\beta$ e o fenômeno de oscilação como pode ser visto na Ref. [46]. Um grande esforço tem sido despendido para vincular os parâmetros de oscilação a partir da observação ou da não observação do decaimento $0\nu\beta\beta$ bem como para prever as possíveis faixas da massa efetiva de Majorana, m_{ee} , nestes experimentos de decaimento $0\nu\beta\beta$ a partir da faixa permitida pelos experimentos de oscilação [46].

No nosso estudo [47], abordamos este problema por um outro ponto de vista. Examinamos como podemos vincular os três parâmetros de *não oscilação*, através dos experimentos futuros de decaimento $0\nu\beta\beta$, considerando que os parâmetros de oscilação sejam determinados (ou vinculados) pelos experimentos atuais e futuros. Discutimos a relação entre estes parâmetros e o sinal observável nos experimentos de decaimento $0\nu\beta\beta$ futuros tanto para hierarquia normal quanto invertida do espectro de massa dos neutrinos. Em particular, assumindo que os parâmetros de oscilação situam-se na faixa permitida pelos dados atuais dos experimentos atmosféricos, solares e de reatores, e examinamos o que pode ser concluído se um sinal positivo for ou não observado nos experimentos de decaimento $0\nu\beta\beta$ futuros [48].

Como vimos na subseção 1.7.1, não foi observado nenhum sinal convincente para o decaimento $0\nu\beta\beta$, mas somente um limite superior dado pela Eq. (1.96), obtido pelo experimento Heidelberg-Moscou, com $m_{ee} < 350$ meV. Existem muitas propostas para experimentos de decaimento $0\nu\beta\beta$ futuros ⁵ além do limite dado pela Eq. (1.96), que inclui GENIUS [49]. Na fase inicial, espera-se que o experimento proposto GENIUS [49] atinja uma sensibilidade para m_{ee} inferior a ~ 10 meV, ou abaixo de ~ 2 meV, se a versão 10 ton do experimento for implementada. Aqui, tentaremos ser otimistas e consideraremos que os experimentos futuros eventualmente investiguem m_{ee} abaixo de ~ 1 meV.

A massa absoluta do neutrino é também vinculada independentemente pelos experimentos do decaimento β do ^3H , que podem investigá-la diretamente. O limite atual é $m_{\nu_e} < 2200$ meV. Como vimos na seção 1.2, o experimento proposto KATRIN [50] pretende melhorar a sensibilidade atual para um valor ~ 200 meV.

Espectro de massa dos neutrinos

Consideramos a mistura entre os três neutrinos de sabor como,

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix}, \quad (4.18)$$

⁵A Tabela 1.2 mostra outros novos experimentos para pesquisar o decaimento $0\nu\beta\beta$.

onde ν_α ($\alpha = e, \mu, \tau$) e ν_i ($i = 1, 2, 3$) são os auto-estados de massa e sabor respectivamente, e U é a matriz de mistura MNS [39] que pode ser parametrizada conforme a Eq. (1.45).

Novamente, usamos a nossa convenção para definir as diferenças de massa quadradas como, $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_j^2 - m_i^2$, onde $\Delta m_\odot^2 \equiv \Delta m_{12}^2$ é relevante para a solução do problema do neutrino solar, e $\Delta m_{\text{atm}}^2 \equiv |\Delta m_{23}^2| \simeq |\Delta m_{13}^2|$ é a correspondente para as observações dos neutrinos atmosféricos.

Os resultados dos neutrinos atmosféricos atuais [1]-[5] juntamente com os dados mais recentes de K2K [17] mostram que os parâmetros na escala atmosférica situam-se nas faixas abaixo à 1σ (3σ) [37]:

$$\begin{aligned} (1, 5) \ 2, 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 &< \Delta m_{\text{atm}}^2 \equiv |\Delta m_{23}^2| < 3, 0 \ (3, 9) \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \\ (0, 45) \ 0, 75 &< \tan^2 \theta_{23} < 1, 3 \ (2, 3). \end{aligned} \quad (4.19)$$

Estes dados dos neutrinos atmosféricos juntamente com os resultados de neutrinos em reatores [14, 13] implicam

$$\sin^2 \theta_{13} \lesssim 0, 02, \quad (4.20)$$

Por sua vez, os vários dados de neutrinos solares [6]-[12] que combinados com os resultados do experimento de reator KamLAND [15] mostram solução LMA-MSW com os parâmetros nas seguintes regiões à 1σ (3σ) [22, 37]:

$$\begin{aligned} (5, 4) \ 6, 7 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 &< \Delta m_\odot^2 < 7, 7 \ (10) \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad (\text{Região 1}), \\ (14) \times 10^{-5} \text{ eV}^2 &< \Delta m_\odot^2 < (19) \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad (\text{Região 2}), \\ (0, 29) \ 0, 39 &< \tan^2 \theta_{12} < 0, 51 \ (0, 82). \end{aligned} \quad (4.21)$$

Os valores dos parâmetros atmosféricos e solares foram confirmados por dois experimentos terrestres. Em particular, os dados atmosféricos estão sendo confirmados pelos mais recentes dados do experimento de reator K2K [17]. Por sua vez, como vimos na seção 4.1, o experimento de reator KamLAND [15] confirmou a solução LMA-MSW para o problema do neutrino solar. Com isso, podemos usar os parâmetros de oscilação dentro das faixas dada pelas Eqs. (4.19)-(4.21). Além disso, assumiremos que os experimentos de oscilação futuros possam investigar a fase de violação de CP, δ , e determinar o sinal de Δm_{23}^2 .

Nesta análise, denotaremos o neutrino mais leve por m_0 . Então usando $\Delta m_\odot^2$ and Δm_{atm}^2 como definido acima, podemos descrever dois possíveis espectro de massa (vide Fig. 1.46):

Isótopo	Meia-Vida do decaimento $0\nu\beta\beta$					
	[51]	[52]	[53]	[54]	[55]	[56]
^{48}Ca	3,18	8,83	-	-	-	2,5
^{76}Ge	1,7	17,7	14,0	2,33	3,2	3,6
^{82}Se	0,58	2,4	5,6	0,6	0,8	1,5
^{100}Mo	-	-	1,0	1,28	0,3	3,9
^{116}Cd	-	-	-	0,48	0,78	4,7
^{130}Te	0,15	5,8	0,7	0,5	0,9	0,85
^{136}Xe	-	12,1	3,3	2,2	5,3	1,8
^{150}Nd	-	-	-	0,025	0,05	-
^{160}Gd	-	-	-	0,85	-	-

Tabela 4.1: Meia-Vida do decaimento $0\nu\beta\beta$ para vários isótopos calculadas teoricamente (em unidades de 10^{26} anos correspondendo à $m_{ee} = 50 \text{ meV}$) para os elementos de matriz nuclear segundo a Ref. [57].

1. Hierarquia Normal:

$$\begin{aligned}
 m_1 &\equiv m_0, \\
 m_2 &\equiv \sqrt{m_0^2 + \Delta m_\odot^2}, \\
 m_3 &\equiv \sqrt{m_0^2 + \Delta m_\odot^2 + \Delta m_{\text{atm}}^2}.
 \end{aligned} \tag{4.22}$$

2. Hierarquia Invertida:

$$\begin{aligned}
 m_1 &\equiv \sqrt{m_0^2 - \Delta m_\odot^2 + \Delta m_{\text{atm}}^2}, \\
 m_2 &\equiv \sqrt{m_0^2 + \Delta m_{\text{atm}}^2}, \\
 m_3 &\equiv m_0.
 \end{aligned} \tag{4.23}$$

Desta forma, $\Delta m_{12}^2 = \Delta m_\odot^2$ para os dois tipos de hierarquia e $\Delta m_{23}^2 = \pm \Delta m_{\text{atm}}^2$ onde o sinal $+$ ($-$) indica hierarquia normal (invertida).

4.3.1 Massa Efetiva de Majorana e o Decaimento $0\nu\beta\beta$

Assumiremos que o processo de decaimento $0\nu\beta\beta$ ocorra através da troca de um neutrino leve ($m_\nu < 10 \text{ MeV}$), logo a meia-vida esperada teoricamente desde decaimento é dada pela Eq. (1.95).

Como discutimos, na subseção 1.7.1, a avaliação dos elementos de matriz nucleares sofrem uma grande variação dependendo do método adotado nos seus cálculos.

Isto pode ser visto na Tabela 4.1, onde as meia-vidas avaliadas para um dado núcleo e um dado valor de m_{ee} varia tipicamente por um fator de ~ 10 entre o mínimo e o máximo dos valores previstos. Isto implica um fator de ~ 3 de diferença entre os valores mínimos e máximos de m_{ee} quando extraídos dos resultados dos experimentos do decaimento $0\nu\beta\beta$, que de fato medem diretamente ou vinculam não m_{ee} mas o valor de $T_{1/2}^{0\nu}$. Isto torna-se claro a partir da Eq. (1.95). Na subseção 4.3.6, consideraremos para nossas estimativas uma incerteza um tanto otimista de um fator ~ 2 ao invés de 3, assumindo melhorias futuras na avaliação dos elementos de matriz nucleares.

Podemos reescrever a massa efetiva de Majorana, Eq. (1.93), m_{ee} , como

$$\begin{aligned} m_{ee} &= |m_1 U_{e1}^2 + m_2 U_{e2}^2 + m_3 U_{e3}^2|, \\ &= |m_1 c_{12}^2 c_{13}^2 e^{2i\alpha_1} + m_2 s_{12}^2 c_{13}^2 + m_3 s_{13}^2 e^{2i\alpha_3}|, \end{aligned} \quad (4.24)$$

onde escolhemos colocar as fases de violação de CP no primeiro e terceiro elementos. Note que α_1 e α_3 devem ser interpretados como as fases relativas de U_{e1} e U_{e3} com relação a U_{e2} . As faixas destas fases são

$$0 \leq \alpha_1 \leq \pi, \quad 0 \leq \alpha_3 \leq \pi. \quad (4.25)$$

Como se sabe, o valor de m_{ee} pode ser visto como a norma da soma de três vetores $\vec{m}_{ee}^{(1)}$, $\vec{m}_{ee}^{(2)}$ e $\vec{m}_{ee}^{(3)}$ no plano complexo cujos valores absolutos são dados por,

$$\begin{aligned} m_{ee}^{(1)} &\equiv |\vec{m}_{ee}^{(1)}| \equiv |U_{e1}^2| m_1 = m_1 c_{12}^2 c_{13}^2, \\ m_{ee}^{(2)} &\equiv |\vec{m}_{ee}^{(2)}| \equiv |U_{e2}^2| m_2 = m_2 s_{12}^2 c_{13}^2, \\ m_{ee}^{(3)} &\equiv |\vec{m}_{ee}^{(3)}| \equiv |U_{e3}^2| m_3 = m_3 s_{13}^2. \end{aligned} \quad (4.26)$$

Explicitamente, m_{ee} pode ser expresso como

$$\begin{aligned} m_{ee}^2 &= [m_{ee}^{(1)} \cos 2\alpha_1 + m_{ee}^{(2)} + m_{ee}^{(3)} \cos 2\alpha_3]^2 + [m_{ee}^{(1)} \sin 2\alpha_1 + m_{ee}^{(3)} \sin 2\alpha_3]^2, \\ &= [m_{ee}^{(1)}]^2 + [m_{ee}^{(2)}]^2 + [m_{ee}^{(3)}]^2 + 2 \{ m_{ee}^{(1)} m_{ee}^{(2)} \cos 2\alpha_1 \\ &\quad + m_{ee}^{(2)} m_{ee}^{(3)} \cos 2\alpha_3 + m_{ee}^{(1)} m_{ee}^{(3)} \cos[2(\alpha_1 - \alpha_3)] \}, \\ &= m_1^2 c_{12}^4 c_{13}^4 + m_2^2 s_{12}^4 c_{13}^4 + m_3^2 s_{13}^4 + 2 \{ m_1 m_2 c_{12}^2 s_{12}^2 c_{13}^2 \cos 2\alpha_1 \\ &\quad + m_2 m_3 s_{12}^2 c_{13}^2 s_{13}^2 \cos 2\alpha_3 + m_1 m_3 c_{12}^2 c_{13}^2 s_{13}^2 \cos[2(\alpha_1 - \alpha_3)] \}. \end{aligned} \quad (4.27)$$

Podemos ver claramente a partir da Eq. (4.27) que m_{ee} é invariante sob a transformação

$$(\alpha_1, \alpha_3) \rightarrow (\pi - \alpha_1, \pi - \alpha_3), \quad (4.28)$$

que nos permite restringir ainda mais a faixa de (α_1, α_3) , sem perda de generalidade, para

$$0 \leq \alpha_1 \leq \pi, \quad 0 \leq \alpha_3 \leq \pi/2. \quad (4.29)$$

Notemos que se α_1 e/ou α_3 diferente de 0 e $\pi/2$, isso implica em violação de CP.

O valor máximo possível de m_{ee} , denotado por

$$\begin{aligned} m_{ee}^{\max} &= m_{ee}^{(1)} + m_{ee}^{(2)} + m_{ee}^{(3)}, \\ &= (m_1 c_{12}^2 + m_2 s_{12}^2) c_{13}^2 + m_3 s_{13}^2. \end{aligned} \quad (4.30)$$

ocorre para $\alpha_1 = \alpha_3 = 0$.

Por outro lado, o valor mínimo possível de m_{ee} é zero somente quando os três vetores $\vec{m}_{ee}^{(i)}$ ($i = 1, 2, 3$) formam um triângulo. Isto pode ocorrer quando a condição,

$$m_{ee}^{(i)} < \sum_{j \neq i} m_{ee}^{(j)} \quad (i = 1, 2, 3), \quad (4.31)$$

for satisfeita.

Quando estes três vetores não formam um triângulo fechado, que inclui o caso quando um deles é nulo, o valor mínimo é dado por duas vezes o comprimento do maior vetor menos a norma de todos os três vetores,

$$m_{ee}^{\min} = 2 \max\{m_{ee}^{(1)}, m_{ee}^{(2)}, m_{ee}^{(3)}\} - [m_{ee}^{(1)} + m_{ee}^{(2)} + m_{ee}^{(3)}]. \quad (4.32)$$

Os valores de (α_1, α_3) que conduzem a tal mínimo são $(\alpha_1, \alpha_3) = (\pi/2, 0)$, $(\pi/2, \pi/2)$ ou $(0, \pi/2)$ quando $m_{ee}^{(1)}$, $m_{ee}^{(2)}$ ou $m_{ee}^{(3)}$, respectivamente, for a maior contribuição.

4.3.2 Limites Máximo e Mínimo para m_{ee}

Com o intuito de auxiliar a compreensão dos resultados que mostraremos a seguir, mostraremos aqui expressões aproximadas para $m_{ee}^{\max}$ e $m_{ee}^{\min}$ para dois casos extremos da escala de massa absoluta do neutrino: m_0 nulo e m_0 grande o suficiente para ser comparado a $\sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}$.

1. Limite de m_0 nulo:

- Para o caso de hierarquia normal temos,

$$m_{ee}^{\min}, m_{ee}^{\max} \simeq m_{ee}^{(2)} \mp m_{ee}^{(3)} \simeq \sqrt{\Delta m_{\odot}^2} s_{12}^2 c_{13}^2 \mp \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2} s_{13}^2, \quad (4.33)$$

onde o sinal $-(+)$ corresponde a $m_{ee}^{\min}$ ($m_{ee}^{\max}$).

- Para o caso de hierarquia invertida obtemos os seguintes limites

$$m_{ee}^{\min} \simeq m_{ee}^{(1)} - m_{ee}^{(2)} \simeq \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2} \cos 2\theta_{12} c_{13}^2, \quad (4.34)$$

$$m_{ee}^{\max} \simeq m_{ee}^{(1)} + m_{ee}^{(2)} \simeq \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2} c_{13}^2. \quad (4.35)$$

Figura 4.15: Valores máximos e mínimos de m_{ee} como uma função de m_0 para dois valores de $\sin^2 \theta_{13}$ tanto para hierarquia normal quanto invertida mostrando as contribuições individuais de $m_{ee}^{(1)}$, $m_{ee}^{(2)}$ e $m_{ee}^{(3)}$.

2. Limite m_0 grande ($\gg \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}$):

- No caso de hierarquia normal bem como invertida os limites são,

$$m_{ee}^{\min} \simeq m_{ee}^{(1)} - m_{ee}^{(2)} - m_{ee}^{(3)} \simeq m_0(c_{13}^2 \cos 2\theta_{12} - s_{13}^2), \quad (4.36)$$

$$m_{ee}^{\max} \simeq m_{ee}^{(1)} + m_{ee}^{(2)} + m_{ee}^{(3)} \simeq m_0. \quad (4.37)$$

4.3.3 Dependência na Massa do Neutrino mais Leve

Neste tópico, examinaremos como a massa efetiva de Majorana, m_{ee} , depende da massa do neutrino mais leve, m_0 , e esclareceremos a importância de cada uma das contribuições individuais, $m_{ee}^{(1)}$, $m_{ee}^{(2)}$ e $m_{ee}^{(3)}$ para m_{ee} .

Apresentamos na Fig. 4.15 para hierarquia normal (painéis superiores) bem como hierarquia invertida (painéis inferiores), os valores mínimos e máximos de m_{ee} como uma função de m_0 para θ_{13} nulo (painéis esquerdos) e $\sin^2 \theta_{13} = 0,02$ (painéis direitos). No mesmo gráfico, mostramos as contribuições individuais de $m_{ee}^{(1)}$, $m_{ee}^{(2)}$ e $m_{ee}^{(3)}$ por linhas tracejadas, pontilhadas e ponto-tracejadas, respectivamente. Aqui, fixamos os outros parâmetros de mistura como $\Delta m_{12}^2 = 7,1 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\tan^2 \theta_{12} =$

0,42 e $|\Delta m_{23}^2| = 2,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, que correspondem aos pontos de melhor ajuste dos resultados dos neutrinos solares e de KamLAND e da análise combinada dos dados dos neutrinos atmosféricos e de K2K.

Inicialmente, vamos considerar o caso de hierarquia normal. Como pode ser visto nos gráficos dos painéis superiores da Fig. 4.15, para pequenos valores de m_0 , $m_{ee}^{(2)}$ é a contribuição dominante enquanto para valores grandes de m_0 , $m_{ee}^{(1)}$ domina sobre as outras contribuições. Para os valores típicos dos parâmetros de oscilação permitidos pelos dados dos neutrinos atmosféricos, solares e de reatores, $m_{ee}^{(3)}$ é quase sempre a menor contribuição para m_{ee} , sendo subdominante em m_{ee} e somente pode ser importante quando existe um grande cancelamento entre $m_{ee}^{(1)}$ e $m_{ee}^{(2)}$.

É claro que um forte cancelamento em m_{ee} pode ocorrer se no mínimo duas componentes de m_{ee} ($m_{ee}^{(1)}$, $m_{ee}^{(2)}$ e $m_{ee}^{(3)}$) forem comparáveis em magnitude. Apenas comparando suas magnitudes nos gráficos da Fig. 4.15, podemos ver claramente para quais valores de m_0 pode ocorrer um forte cancelamento em m_{ee} . Se $\theta_{13} = 0$, m_{ee} pode ser nulo em algum valor específico de m_0 (veja Fig. 4.15 (a)). Por sua vez, se $\theta_{13} \neq 0$, m_{ee} pode ser nulo para alguma faixa de m_0 (veja Fig. 4.15 (b)). Veja subseção 4.3.5 para uma discussão mais detalhada sobre a dependência de $m_{ee}^{\min}$ em m_0 e θ_{13} .

No caso de hierarquia invertida, a situação muda significativamente. Aqui, $m_{ee}^{(1)} > m_{ee}^{(2)} \gg m_{ee}^{(3)}$ e $m_{ee}^{\min} \neq 0$ sempre deve satisfazer a condição,

$$m_{ee}^{\min} \gtrsim \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2} \cos 2\theta_{12} \sim 10 \text{ meV}, \quad (4.38)$$

para qualquer valor de m_0 para os parâmetros permitidos atuais dos dados dos neutrinos solares e atmosféricos e não espera-se um cancelamento completo em m_{ee} como pode ser visto claramente a partir dos gráficos dos painéis inferiores da Fig. 4.15. Portanto, se nenhum sinal positivo de $0\nu\beta\beta$ não for observado até $\sim 10 \text{ meV}$, a hierarquia invertida pode ser excluída desde que os neutrinos sejam partículas de Majorana.

4.3.4 Dependência na Massa do Neutrino mais Leve e nas Fases de CP

Agora, discutiremos como a dependência de m_{ee} em m_0 está relacionada com as duas fases de CP, α_1 and α_3 . A Fig. 4.16 mostra as isolinhas de m_{ee} no plano m_0 - α_1 para θ_{13} nulo, levando-se em conta as regiões permitidas dada pela Eq. (4.21). Aqui, fixamos os outros parâmetros relevantes em $(\Delta m_{12}^2, \tan^2 \theta_{12})$ nos seguintes valores: $(5,8 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, 0,35)$ em (a); $(7,1 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, 0,42)$ em (b); $(1,5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, 0,41)$ em (c); e $(1,6 \times 10^{-4} \text{ eV}^2, 0,7)$ em (d). Note que, neste caso em particular não há

Figura 4.16: Isolinhas de m_{ee} no plano $\alpha_1 - m_0$ para $\sin^2 \theta_{13} = 0$ no caso de hierarquia normal.

dependência na fase α_3 em nossa escolha da parametrização, o que é claro a partir da Eq. (4.24).

Inicialmente, notemos que nos gráficos, as isolinhas são simétricas com relação à $\alpha_1/\pi = 0, 5$. Segundo notemos que se m_{ee} for menor do que um certo valor, m_{ee}^{crit} , as isolinhas são fechadas significando que os valores possíveis tanto de m_0 quanto α_1 são vinculados para alguma região limitado, que não inclui o zero. O valor crítico de m_{ee} sob a qual a curva é fechada é dado por

$$m_{ee}^{\text{crit}} \simeq m_{ee}^{(2)} = \sqrt{\Delta m_{\odot}^2 s_{12}^2} \simeq (2 - 5) \text{ meV}, \quad (4.39)$$

esta dependência é ilustrada na Fig. 4.16. Se um sinal positivo de $0\nu\beta\beta$ não for observado abaixo desses valores, isto implica que tanto m_0 quanto a fase de CP α_1 estarão limitados pelas curvas fechadas mostradas na Fig. 4.16 ou que os neutrinos não são partículas de Majorana.

Mostramos na Fig. 4.17 a mesma informação que na Fig. 4.16 (b), mas para $\sin^2 \theta_{13} = 0,01$ (painéis esquerdos) e $0,02$ (painéis direitos) para três valores de $\alpha_3 = 0, \pi/4$ e $\pi/2$, nos painéis superior, central e inferior, respectivamente. Como pode ser visto a partir destes gráficos, o comportamento qualitativo das curvas são muito similares às da Fig. 4.16 (b). Isto é devido ao fato que $m_{ee}^{(3)}$ é o único termo que contém contribuições de $\sin^2 \theta_{13}$ e α_3 , sendo subdominante se comparado aos outros

Figura 4.17: *Idem à Fig. 4.16 (b), mas para $\sin^2 \theta_{13} = 0,01$ (painéis esquerdos) e $0,02$ (painéis direitos), para $\alpha_3 = 0$ (painéis superiores), $\pi/4$ (painéis centrais) e $\pi/2$ (painéis centrais). A linha tracejada vertical indica $\alpha_1/\pi = 0,5$.*

dois elementos em m_{ee} . O efeito de um α_3 não nulo é de causar algum deslocamento da posição da linha de simetria em torno de $\alpha_1/\pi = 0,5$ para valores pequenos.

Suponhamos que m_0 possa ser medido independentemente por outro experimento tal como KATRIN [50] através do decaimento β do ^3H . Neste caso, é possível vincular a fase CP, α_1 , através da comparação dos valores medidos de m_{ee} e m_0 contanto que $m_0 \gtrsim 200$ meV, a sensibilidade máxima de KATRIN. Se um experimento de decaimento $0\nu\beta\beta$ mede um valor de m_{ee} significativamente menor do que o valor de m_0 medido por KATRIN, isto implica numa fase de CP, α_1 , não nula. Isto é porque os valores relevantes para KATRIN, $m_{ee} \sim m_0$ se $\alpha_1 \simeq 0$, mas m_{ee} pode ser tão pequeno quanto $\sim 0,1 \times m_0$ se $\alpha_1 \sim \pi/2$ caso o maior valor permitido de θ_{12} estiver na região permitida de LMA-MSW atual (veja Eqs. (4.36) e (4.37)). Entretanto, ainda seria muito difícil dizer algo sobre o valor de α_1 para $10 \lesssim m_0/\text{meV} \lesssim 200$.

Nossos gráficos das Figs. 4.16 e 4.17 mostram que um sinal positivo ou negativo num experimento de decaimento $0\nu\beta\beta$ pode vincular m_0 e α_1 mas, desde que todos os valores possíveis de α_1 sempre inclui $\pi/2$, um valor não nulo de α_1 não pode ser interpretado como uma evidência de violação de CP, mesmo se um sinal positivo de $0\nu\beta\beta$ for observado. Infelizmente, para ser capaz de dizer algo mais definitivo sobre a fase de CP, é indispensável uma informação precisa e independente sobre

Figura 4.18: *Idem à Fig. 4.16, mas para hierarquia invertida. Aqui, fixamos a escala atmosférica em $\Delta m_{23}^2 = -3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ em (a); $\Delta m_{23}^2 = -2,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ em (b) e (c) e $\Delta m_{23}^2 = -1,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ em (d).*

m_0 . Além disto, nada pode ser concluído a respeito do valor de α_3 .

Mostramos na Fig. 4.18 a mesma informação que a da Fig. 4.16, mas para hierarquia invertida. Como não existe dependência significativa em θ_{13} em α_3 neste caso, mostramos somente as curvas para θ_{13} nulo. Notemos, que a partir destes gráficos, não existe limite inferior para m_0 se $m_{ee} \lesssim 50 \text{ meV}$, e além disto, α_1 é menos vinculado se comparado ao caso de hierarquia normal, independentemente dos outros parâmetros de oscilação dos neutrinos.

No caso de hierarquia normal, investigamos também se as incertezas nos parâmetros solares bem como de m_{ee} pode impossibilitar a determinação da fase de CP não nula α_1 , esperada pelas curvas fechadas nas Figs. 4.16 e 4.17. Para quatro valores centrais de m_{ee} , assumindo 30% de incertezas em sua determinação (veja subseção 4.3.6 para uma explicação detalhada), obtivemos a região no plano $(\Delta m_{12}^2, \tan^2 \theta_{12})$ onde α_1 possa ser vinculado para um valor não nulo para (i) $\sin^2 \theta_{13} = 0$ e (ii) $\sin^2 \theta_{13} = 0,02$. Isto é mostrado na Fig. 4.19, onde assumimos também uma incerteza de 10% na determinação dos parâmetros solares Δm_{12}^2 e $\tan^2 \theta_{12}$. Neste gráfico, indicamos por cruzeiros o conjunto dos parâmetros solares usados na Fig. 4.16(a)-(d). Observamos que para o caso de $\theta_{13} = 0$ (veja Fig. 4.19 (i)), a determinação de uma fase não nula de CP, α_1 , é possível desde que possamos al-

Figura 4.19: Região no plano $(\Delta m_{12}^2, \tan^2 \theta_{12})$ onde α_1 pode ser vinculado para um valor não nulo, indicado por uma seta, para $m_{ee} = 1, 2, 3$ meV. O conjunto dos parâmetros solares usados na Fig. 4.16 (a)-(d) estão indicados como $\otimes$ e a região permitida para a solução LMA-MSW à 1, 2 e 3 σ está sobreposta [22].

cançar uma sensibilidade de $m_{ee} \lesssim 3$ meV para o conjunto de parâmetros em (d), $m_{ee} \lesssim 2$ meV em (c) e $m_{ee} \lesssim 1$ meV para os casos (a) e (b). Por outro lado, no caso onde $\sin^2 \theta_{13} = 0,02$, como podemos ver a partir da Fig. 4.19 (ii), uma sensibilidade melhor é exigida para estabelecer um valor não nulo de α_1 para o mesmo conjunto de parâmetros. Isto é porque se θ_{13} for não nulo, o terceiro elemento $m_{ee}^{(3)}$, que contém outra fase de CP, α_3 , cujo valor é desconhecido, dificulta ainda mais a determinação de α_1 quando comparado ao caso onde $\theta_{13} = 0$.

4.3.5 Dependência na Massa do Neutrino mais Leve e em θ_{13}

Neste tópico bem como na subseção 4.3.6, discutiremos a relação entre m_{ee} e alguns dos parâmetros de mistura. Vamos começar discutindo o caso de hierarquia normal desde que a dependência em θ_{13} para o caso de hierarquia invertida é muito pequena. Mostramos na Fig. 4.20, as curvas de isolinhas de $m_{ee}^{\min}$ no plano (s_{13}^2, m_0) para alguns valores dos parâmetros de oscilação.

Para θ_{13} nulo, podemos ter $m_{ee}^{\min} = 0$ se $m_{ee}^{(1)} = m_{ee}^{(2)}$, ou seja, $m_1 c_{12}^2 = m_2 s_{12}^2$,

Figura 4.20: Curvas de isolinhas de $m_{ee}^{\min}$ no plano (s_{13}^2, m_0) para diferentes escolhas dos parâmetros de mistura para hierarquia normal. Notemos que $m_{ee}^{\min} = 0$ na região delimitada por linhas contínuas.

que é equivalente a

$$m_0 = \frac{s_{12}^2}{\sqrt{|\cos 2\theta_{12}|}} \sqrt{\Delta m_{\odot}^2} \sim 4 \text{ meV}, \quad (4.40)$$

onde calculamos a estimativa numérica usando os valores de melhor ajuste dos parâmetros dos últimos dados solares combinados com os dados de KamLAND (veja Fig. 4.15 (a) e Fig. 4.20 (b)). Com a faixa permitida atual dada pela Eq. (4.21), os valores possíveis de m_0 para os quais podemos esperar um forte cancelamento estão na faixa $m_0 \simeq (0, 9 - 12) \text{ meV}$, como pode ser confirmado pelos gráficos na Fig. 4.20.

Para valores não nulos de θ_{13} , como podemos ver claramente a partir da Fig. 4.20, $m_{ee}^{\min}$ pode ser zero para alguma faixa de m_0 . Podemos ver também que existe um valor crítico de θ_{13} para o qual $m_{ee}^{\min}$ é zero com m_0 nulo. Tal valor de θ_{13} pode ser facilmente estimado resolvendo $m_2 c_{13}^2 s_{12}^2 = m_3 s_{13}^2$ com $m_0 \rightarrow 0$ que é equivalente a

$$s_{13}^2 \simeq \sqrt{\frac{\Delta m_{\odot}^2}{\Delta m_{\text{atm}}^2}} s_{12}^2 \sim 0,02, \quad (4.41)$$

para os valores de melhor ajuste dos parâmetros solares bem como atmosféricos. Notemos que este é próximo ao limite superior atual em s_{13}^2 permitido pelos resul-

tados de CHOOZ [13]. Deixando $\Delta m_{\odot}^2$, Δm_{atm}^2 e s_{12}^2 assumir qualquer valor na região consistente com as observações dos neutrinos solares, atmosféricos, de reator e de acelerador dados pelas Eqs. (4.19) e (4.21), a faixa de s_{13}^2 para a qual um forte cancelamento pode ocorrer é $s_{13}^2 \simeq 0,01 - 0,20$, que é novamente consistente com nossos resultados na Fig. 4.20.

Observamos que se s_{13}^2 for menor do que o valor crítico dado pela Eq. (4.41), o valor de m_0 pode ser fortemente vinculado para alguma faixa limitada em torno do valor de m_0 dado pela Eq. (4.40), contanto que um experimento de decaimento $0\nu\beta\beta$ futuro possa investigar um valor m_{ee} tão pequeno quanto $\sim \sqrt{\Delta m_{\odot}^2 s_{12}^2}$ independentemente se um sinal positivo ou negativo de $0\nu\beta\beta$ for observado.

4.3.6 Vinculando m_0 usando os Dados de Neutrinos Solares

Finalmente, vamos discutir como podemos vincular m_0 usando os parâmetros solares. Primeiro, vamos analisar o caso onde um sinal positivo de $0\nu\beta\beta$ seja observado. O valor de m_{ee} tem que ser extraído a partir medida experimental da meia-vida $T_{1/2}^{0\nu}$, do decaimento de dois núcleos isobáricos pela comparação com a previsão teórica que leva em conta os cálculos dos elementos de matriz nuclear. Isto significa que o valor experimental de m_{ee} tem que ser expresso como um intervalo obtido usando os elementos de matriz mínimo e máximo previstos.

Como mencionado na seção 4.3.1, tipicamente, existe um fator 3 de diferença entre os vários resultados das avaliações dos elementos de matriz entre os diferentes tipos de modelos como pode ser visto na Tabela 4.1. Afim de levar em conta esta grande incerteza, primeiramente assumimos que o valor medido experimentalmente de m_{ee} será extraído usando a média entre os valores mínimo e máximo dos cálculos dos elementos de matriz e, então colocamos 30% de incerteza em torno deste valor, que corresponde a um fator de ~ 2 entre o menor e o maior valor de m_{ee} permitido teoricamente para para um dado valor de meia-vida observado.

Na Fig. 4.21, mostramos as isolinhas dos limites superior (m_0^{max}) e inferior (m_0^{min}) para m_0 em unidades de meV no plano $(\tan^2 \theta_{12}, \Delta m_{12}^2)$ para o caso onde um sinal positivo de $0\nu\beta\beta$ seja observado com valores centrais $m_{ee} = 10, 5, 3$ e 1 meV com 30% de incerteza. Nestes gráficos, usamos $\Delta m_{23}^2 = 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 \theta_{13} = 0$. Aqui, não apresentamos os gráficos para $m_{ee} > 10 \text{ meV}$, desde que, uma vez que, os limites superior e inferior podem ser estimados analiticamente como veremos a seguir.

Quando $m_0 > \sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2}$, o limite superior em m_0 não depende muito de $\Delta m_{\odot}^2$, mas essencialmente somente de θ_{12} (veja Eq. (4.36) na subseção 4.3.2), e é dado por,

$$m_0^{\text{max}} \sim \frac{m_{ee}}{\cos 2\theta_{12}}, \quad (4.42)$$

e o limite inferior $m_0^{\min} \sim m_{ee}$, independentemente dos parâmetros solares na região compatível com a solução LMA-MSW para o problema do neutrino solar.

Observamos que, como pode ser visto na Fig. 4.21, quando m_{ee} diminui, as linhas de limite superior, que dependem principalmente de $\tan^2 \theta_{12}$, são deslocadas para valores grandes de θ_{12} , diminuindo $m_0^{\max}$ para um dado conjunto de $(\tan^2 \theta_{12}, \Delta m_{12}^2)$. As linhas dos limites inferiores, por outro lado, dependem mais de Δm_{12}^2 e existem algumas regiões onde nenhum limite superior foi obtido. Para $m_{ee} \gtrsim 10$ meV ou $m_{ee} \lesssim 1$ meV sempre existe um limite inferior no interior da região permitida LMA-MSW, enquanto que para $1 \lesssim m_{ee}/\text{meV} \lesssim 10$ isto não ocorre. O aparecimento destas bandas onde não existe limite inferior vem do fato que nestas regiões o valor da escala da massa solar sozinha é suficiente para explicar um sinal positivo observado, mesmo para m_0 nulo.

Na Fig. 4.22, repetimos o mesmo procedimento mas para $\sin^2 \theta_{13} = 0,02$. O efeito mais significativo de um $\sin^2 \theta_{13}$ não nulo é o aumento do tamanho da banda onde não há limite inferior, que pode, em alguns casos, se expandir por toda a região permitida pela solução LMA-MSW. Por sua vez, o comportamento das linhas de limite inferior e superior é qualitativamente semelhante ao caso anterior.

Vamos considerar agora o caso onde nenhum sinal positivo seja observado no futuro. Na Fig. 4.23, apresentamos a mesma informação da Fig. 4.22, mas para o caso em que nenhum sinal positivo de $0\nu\beta\beta$ seja observado até $m_{ee} = 10$ meV (a), 5 meV (b), 3 meV (c) e 1 meV (d). Quando admitimos que nenhum sinal positivo será observado, para um dado limite no tempo de meia-vida, os limites em m_{ee} são extraídos usando a menor previsão do elemento de matriz nuclear que leva ao maior valor de m_{ee} (veja Eq. (1.95)). Pode-se ver que o comportamento qualitativo das isolinhas para o limite superior é similar ao da Fig. 4.22, mas é diferente para a tendência das curvas de limite inferior. Comparado ao caso positivo, é mais difícil colocar um limite inferior em m_0 . Isto é facilmente entendido a partir da Fig. 4.15 (b).

Finalmente, vamos comentar o caso de hierarquia invertida. Para este caso, podemos estimar facilmente o limite superior bem como o inferior a partir das expressões analíticas e da Fig. 4.15 (c) e Fig. 4.15 (d). Primeiramente, se estivermos no caso de hierarquia invertida, o valor observado do experimento do decaimento $0\nu\beta\beta$ deve ser maior que o valor dado pela Eq. (4.38), conforme já mencionado na subseção 4.3.3. Se o valor de m_{ee} for menor do que $\sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2 c_{13}^2}$ (veja Eq. (4.35)) então não existe limite inferior em m_0 , enquanto o limite superior é dado pela mesma expressão que a do caso de hierarquia normal, pela Eq. (4.42). Se o valor observado para m_{ee} for maior do que $\sqrt{\Delta m_{\text{atm}}^2 c_{13}^2}$, então o limite superior bem como o inferior são dados pela mesma expressão que no caso de hierarquia normal, que já foi discutida nesta subseção.

Figura 4.21: Curvas de isolinhas para os limites superior, $m_0^{\max}$ e inferior $m_0^{\min}$ de m_0 em unidades de meV no plano $(\tan^2\theta_{12}, \Delta m^2_{12})$ para o caso de sinal positivo de $0\nu\beta\beta$ para observado com os valores centrais $m_{ee} = 10 \text{ meV}$ (a), 5 meV (b), 3 meV (c) e 1 meV (d). Fixamos os outros parâmetros A região permitida pela solução LMA-MSW é a mesma que a da Fig. 4.19.

Figura 4.22: Idem a Fig. 4.21 com sinal positivo observado para $m_{ee} = 10 \text{ meV}$ (a), 5 meV (b), 3 meV (c) e 1 meV (d), mas para $\sin^2\theta_{13} = 0,02$.

Figura 4.23: Idem a Fig. 4.21 onde nenhum sinal positivo observado abaixo de $m_{ee} = 10 \text{ meV}$ (a), 5 meV (b), 3 meV (c) and 1 meV (d), mas para $\sin^2\theta_{13} = 0,02$.

Com isso, neste capítulo, objetivamos determinar os parâmetros de oscilação induzida por massa que é o único mecanismo que consegue explicar simultaneamente todos os dados dos neutrinos atmosféricos, solares, de reatores e de aceleradores. Outro ponto estudado foi o de vincular a massa absoluta dos neutrinos e as duas fase de $\mathcal{CP}$ de Majorana a partir dos experimentos do decaimento $0\nu\beta\beta$ futuros usando os dados dos parâmetros de oscilação atuais.

Nosso primeiro estudo consistiu de uma análise combinada do conjunto completo dos dados de neutrinos solares com os resultados recentes de KamLAND num contexto de duas gerações de neutrinos. Obtivemos, em concordância com outros grupos [58], duas ilhas distintas, denominadas de regiões 1 e 2, no plano $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$, que são as regiões mais prováveis dos valores verdadeiros se encontrarem. O ponto de melhor ajuste para a região 1 é em torno de $\Delta m^2 = 7,1 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, enquanto na região 2 é de $\Delta m^2 = 1,5 \times 10^{-4} \text{ eV}^2$. Consideramos duas possíveis melhorias na determinação dos parâmetros de oscilação. A primeira, que foi a redução de 50% no erro na medida dos eventos de CN de SNO, reduziu substancialmente a região de parâmetros permitidos quando combinada com os dados de KamLAND. A segunda melhoria avaliou como estas regiões se modificariam após 1 ano de tomada de dados por KamLAND incluindo para análise o quarto intervalo de energia da Fig. 4.3. Três diferentes casos foram estudados em combinação com os dados solares atuais: (1) se o espectro futuro de KamLAND for compatível com os valores do ponto de melhor ajuste dos dados atuais de KamLAND, que é o caso mais restritivo para a região 2; (2) se os dados futuros forem mais compatíveis com o ponto de melhor ajuste com os dados solares atuais, onde a região combinada será muito menor que a atual e a região 2 somente será permitida à 99% N.C.; (3) se os dados de KamLAND futuros forem compatíveis com o ponto de melhor ajuste local da região 2, sendo que a região combinada sofrerá um aumento para valores maiores de Δm^2 e as regiões 1 e 2 terão uma significância estatística similar.

Por sua vez, o segundo estudo consistiu em avaliar o potencial dos experimentos de aceleradores de LBL futuros, ICARUS, MINOS, e OPERA em verificar os parâmetros de oscilação na escala atmosférica separadamente bem como através da análise combinada destes. Através da simulação dos dados em $\Delta m_{32}^2 = 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\Delta m_{21}^2 = 5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{23} = 1$, $\sin^2 2\theta_{12} = 0,8$ e $\sin^2 2\theta_{13} = 0,05$ para todos os três experimentos, e calculando as regiões permitidas fornecidas por estes dados, estimamos a precisão com que estes experimentos podem determinar os parâmetros Δm_{32}^2 , $\sin^2 2\theta_{23}$, e $\sin^2 2\theta_{13}$. Levamos em consideração o desaparecimento de ν_μ e o aparecimento de ν_e para todos estes experimentos e o aparecimento de ν_τ para ICARUS e OPERA. A precisão com que cada um dos principais parâmetros de oscilação pode ser determinada pela análise combinada dos três experimentos é mostrada na Fig. 4.14. A faixa dos valores de Δm_{32}^2 e $\sin^2 2\theta_{23}$ permiti-

das pelos dados dos neutrinos atmosféricos de SuperK será significativamente estreitada pelo experimento MINOS. Com uma razão $\langle L/E_\nu \rangle$ ótima para o estudo destes parâmetros, MINOS determinará precisamente os parâmetros Δm_{32}^2 e $\sin^2 2\theta_{23}$ com uma incerteza menor do que 10% à 99% N.C. com 10 kton-ano de dados (veja 4.8). ICARUS e OPERA não serão tão sensíveis a estes parâmetros quanto MINOS, mas fornecerão uma verificação importante da hipótese de oscilação de neutrinos pela observação via canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. O valor de $\sin^2 2\theta_{13}$ será difícil de se determinar por estes experimentos devido à baixa taxa de eventos e à elevada quantidade de ruído no canal ν_e . Mostramos que este parâmetro permanecerá sem limite quando estes experimentos são analisados separadamente. Combinando os dados dos experimentos MINOS e ICARUS permite, que um limite inferior da $\mathcal{O}(0,01)$ será estabelecido à 95% N.C. para $\sin^2 2\theta_{13}$. Estabelecendo um limite inferior em $\sin^2 2\theta_{13}$ eliminaria modelos que prevêem pequenos valores de $\sin^2 2\theta_{13}$. Se $\sin^2 2\theta_{13} > 0,01$ e a fase de CP for suficientemente grande, a violação de CP no setor leptônico poderá ser estudada nos experimentos de superfeixes [29].

Por fim, estudamos como os parâmetros de “*não oscilação*” dos neutrinos, que não podem ser extraídos da análise de oscilação, a escala de massa absoluta do neutrino e as duas fases de $\mathcal{CP}$ de Majorana, podem ser investigados por um sinal positivo ou negativo dos experimentos de decaimento $0\nu\beta\beta$ futuros $0\nu\beta\beta$. Nossa análise, permitiu concluir que se os experimentos que medem a massa do neutrino diretamente (por exemplo, o experimento proposto KATRIN) ou observações astrofísicas medirem $m_0 \gtrsim 300$ meV, então um sinal positivo de decaimento $0\nu\beta\beta$ compatível com $m_{ee} \gtrsim 30$ meV deve ser observado num futuro próximo ou os neutrinos são partículas de Dirac. Isto é simplesmente devido ao fato de que $m_{ee}^{\min} \sim m_0 \cos 2\theta_{12}$ e que $\cos 2\theta_{12} \gtrsim 0,1$ a partir da região de parâmetros LMA-MSW permitida pelos dados atuais (4.21). Por outro lado, se estes experimentos não observarem qualquer sinal positivo de $m_0 \gtrsim 300$ meV, os resultados dos experimentos futuros do decaimento $0\nu\beta\beta$ combinados com os valores atuais dos parâmetros de oscilação dos neutrinos, especialmente os solares, estabelecerão os limites mais restritivos em m_0 para o caso de Majorana contanto que a sensibilidade de $m_{ee} \lesssim 30$ meV seja alcançada. Para ser mais específico, se um sinal positivo for observado em torno de $m_{ee} = 10$ meV (assumindo 30% de incerteza na determinação de m_{ee}), estimamos $4,5 \lesssim m_0/\text{meV} \lesssim 50$ à 1σ ; por outro lado se nenhum sinal for observado abaixo de $m_{ee} = 10$ meV, então $m_0 \lesssim 40$ meV à 1σ . Estes limites podem ser melhorados por uma melhor determinação dos parâmetros de $\tan^2 \theta_{12}$, Δm_{12}^2 e $\sin^2 \theta_{13}$ (veja Figs. 4.21- 4.23), bem como pela redução das incertezas nos cálculos teóricos dos elementos de matriz nucleares. Finalmente, concluímos que é possível vincular a fase de $\mathcal{CP}$ α_1 para valores em torno de $\pi/2$ se: (1) m_0 for grande o suficiente para ser detectado por KATRIN ou por observações astrofísicas e se os experimentos do

decaimento $0\nu\beta\beta$ futuros observarem m_{ee} próximo de seu valor mínimo; ou (2) experimentos do decaimento $0\nu\beta\beta$ futuros atingirem uma sensibilidade em $m_{ee} \lesssim 5$ meV, dependendo dos valores dos parâmetros solares e da incerteza em m_{ee} (Fig. 4.19), se um sinal positivo for ou não observado. Entretanto como este vínculo em α_1 sempre inclui $\pi/2$, evidência de violação de CP não pode ser observada pelos experimentos do decaimento $0\nu\beta\beta$ futuros, a menos que m_0 possa ser independentemente medido por algum outro experimento. Infelizmente, nada pode ser dito a respeito de α_3 .

Conclusões & Perspectivas

Nestes últimos anos, houve um grande avanço na física de neutrinos, em particular, pelos importantes resultados obtidos através dos experimentos de neutrinos solares, atmosféricos, em reatores e aceleradores. A análise combinada dos dados destes experimentos mostrou não somente que os neutrinos sofrem conversão de sabor, mas também confirmou que o mecanismo dominante para estas transições de sabor é o de oscilação induzida por massa, restando agora determinar precisamente os parâmetros de OIM. Porém, algumas propriedades dos neutrinos continuam desconhecidas, tais como, sua natureza (se são partículas de Dirac ou de Majorana), a escala de massa absoluta do neutrino e a hierarquia de massa dos mesmos. De forma geral, nosso estudo fenomenológico tem dois tipos de enfoques: (i) estudamos dois mecanismos exóticos de conversão de sabor dos neutrinos apresentados no Capítulo 3; (ii) estimamos com que precisão será possível determinar os parâmetros de OIM e de “*não oscilação*” no futuro, como mostrado no Capítulo 4.

Inicialmente, descreveremos sucintamente os principais tópicos abordados em cada capítulo da tese e, em seguida, discutiremos nossos principais resultados. No Capítulo 1, apresentamos os aspectos teóricos envolvendo a física de neutrinos, em especial, o mecanismo padrão de oscilação induzida por massa no vácuo e na matéria, essenciais na maioria dos estudos que realizamos. Outro tópico importante foi o do duplo decaimento β sem neutrinos que foi usado no estudo realizado no Capítulo 4 referente à possibilidade de se determinar os parâmetros de “*não oscilação*”. No Capítulo 2, descrevemos os experimentos de neutrinos em reatores e aceleradores bem como seus observáveis que foram fundamentais em nossos estudos fenomenológicos. No Capítulo 3, estudamos dois mecanismos exóticos de conversão de sabor: descoerência quântica e interações não padrão do neutrino com a matéria. Com relação ao mecanismo de descoerência, realizamos dois tipos de estudo: (i) vinculamos o parâmetro de descoerência, γ_0 , usando os experimentos terrestres atuais e avaliamos as perspectivas dos experimentos de LBL futuros de melhorar estes limites; (ii) testamos a possibilidade de se distinguir as soluções de descoerência quântica pura e de oscilação induzida por massa para o problema dos neutrinos atmosféricos a partir do experimento K2K e dos de próxima geração MINOS, OPERA

e uma “fábrica” de neutrinos. No que se refere as INPN, colocamos limites em tais interações considerando estas como um efeito subdominante em relação ao mecanismo de OIM através das “fábricas” de neutrinos. No Capítulo 4, estimamos a precisão com que podemos determinar os parâmetros de OIM e de “*não oscilação*”. Os parâmetros de OIM solares foram determinados a partir dos dados de neutrinos solares atuais e dos resultados do experimento KamLAND e, por sua vez, a precisão nos parâmetros de mistura atmosféricos foram estimados a partir dos experimentos de LBL futuros MINOS, ICARUS e OPERA bem como através da análise combinada destes experimentos. Por fim, limites nos parâmetros de “*não oscilação*” foram estudados em experimentos futuros do decaimento $0\nu\beta\beta$ usando os valores dos parâmetros de OIM permitidos pelos dados experimentais atuais.

Agora, comentaremos cada um de nossos resultados apresentados no Capítulo 3. Em nosso primeiro resultado [1, 2], obtivemos os vínculos em γ_0 para quatro diferentes Ansätze, $\gamma = \gamma_0 E_\nu^n$, com $n = -1, 0, 1, 2$, a partir da análise dos dados experimentais nos canais $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ no contexto de duas gerações de neutrinos. Estes limites foram obtidos no espaço de parâmetros ($\sin^2 2\theta$, Δm^2). No modo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ na região de “*grande amplitude*”, consistente com a solução padrão para o PNA, nossos limites são muito menos restritivos que os da Ref. [3] a partir da análise dos neutrinos atmosféricos. No modo $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (região de “*grande amplitude*”), para o Ansatz $n = -1$, KamLAND obteve o limite mais restritivo. Por sua vez, concluímos que se $n \gtrsim 1$ é quase impossível tentar extrair limites melhores que os obtidos pelos dados de neutrinos solares. Além disso, estes vínculos excluem qualquer possibilidade de explicar os resultados de LSND através de DQP apenas. No canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (região de “*pequena amplitude*”), para $n \gtrsim 0$, nossos vínculos são mais fortes que os que podem ser obtidos com os dados de LSND. Por fim, no modo $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ (região de “*grande amplitude*”), para $n = -1$, KamLAND impõe um limite ligeiramente melhor do que o experimento CHOOZ, enquanto que para $n \gtrsim 2$, nossos limites são mais fortes que os obtidos pelos dados de neutrinos solares. No futuro, existem muitos experimentos capazes de vincular ainda mais γ_0 . Em geral, podemos dizer que no modo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, somente para o Ansatz $n = -1$ os limites atuais, a partir dos dados atmosféricos, podem ser melhorados por uma futura “fábrica” de neutrinos. Nos canais $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ uma “fábrica” de neutrinos é também o melhor lugar para testar descoerência.

O segundo estudo [4] apresentado no Capítulo 3 foi realizado no sentido de tentar distinguir a solução de oscilação induzida por massa em relação a solução de descoerência quântica pura no caso de duas gerações para o problema dos neutrinos atmosféricos através do experimento K2K e dos experimentos de aceleradores de LBL futuros MINOS, OPERA e uma “fábrica” de neutrinos. Nosso estudo da discriminação destas duas soluções nos permitiu chegar as seguintes conclusões: K2K e,

provavelmente, MINOS não serão capazes de desvendar a dinâmica de conversão de sabor no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. OPERA e uma “fábrica” de neutrinos são os experimentos mais adequados para esta tarefa. Em qualquer caso, a combinação dos resultados de todos os experimentos propostos certamente elucidará esta dinâmica de conversão no modo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Convém salientar, que de acordo com a Ref. [5], a análise combinada dos dados mais recentes de SuperK [6] com os primeiros resultados espectrais do experimento de acelerador K2K [7], apesar de favorecerem o mecanismo padrão de oscilação induzida por massa mostra que a solução de descoerência ainda é estatisticamente aceitável, e pode fornecer uma ferramenta fenomenológica útil para testar o tipo de oscilação padrão.

O terceiro resultado [8, 9] apresentado diz respeito ao estudo dos efeitos das interações não padrão do neutrino com a matéria, que foram assumidas serem um efeito subdominante em relação à oscilação induzida por massa em experimentos de “fábricas” de neutrinos futuros. Para isto, usamos o fato que quando as INPN são adicionadas ao mecanismo de OIM, a diferença entre as probabilidades dos neutrino e dos antineutrinos são amplificadas, causando um efeito de “falsa” $\bar{Q}P$ e com isso obtivemos, nos canais $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ e $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ e de seus antineutrinos, uma estimativa dos limites nas INPN que podem ser alcançados pelas “fábricas” de neutrinos, no contexto de três gerações de neutrinos, assumindo os parâmetros de mistura compatíveis com os dados dos neutrinos solares, atmosféricos e de reatores. Mostramos, que uma “fábrica” de neutrinos com 5 anos de operação e um detector de 10 kton, será capaz de testar a INTS até um nível de $(10^{-3} - 10^{-2}) G_F$ nos modos de oscilação $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ e $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$, enquanto que a sensibilidade para INDS, que é pior, poderá chegar somente a um nível de $\mathcal{O}(1) G_F$ para $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Como mostrado na Ref. [10], o conhecimento dos valores destes limites é importante uma vez que mesmo a presença de uma pequena componente de INPN leva a uma perda considerável da sensibilidade para θ_{13} em uma “fábrica” de neutrinos. Logo, afim de se determinar com precisão este parâmetro deve-se conhecer a magnitude destas interações ou estabelecer limites muito restritivos sobre elas.

A seguir, discutiremos os resultados que apresentamos no Capítulo 4. O primeiro resultado [11] consistiu de uma análise combinada do conjunto completo dos dados de neutrinos solares com os dados recentes de KamLAND num contexto de duas gerações de neutrinos. Obtivemos duas ilhas distintas, denominadas de regiões 1 e 2, no plano $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$, que são as regiões mais prováveis em que os valores verdadeiros se encontram e consistentes com a solução LMA-MSW para o problema do neutrino solar [12]. O ponto de melhor ajuste para a região 1 é em torno de $\Delta m^2 = 7,1 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, enquanto na região 2 é de $\Delta m^2 = 1,5 \times 10^{-4} \text{ eV}^2$. Consideramos duas possíveis melhorias na determinação dos parâmetros de oscilação. A primeira, que foi a redução de 50% no erro da medida de CN de SNO, reduziu substancialmente a

região de parâmetros permitidos quando combinada com os dados de KamLAND. A segunda melhoria avaliou como estas regiões se modificariam após 1 ano de tomada de dados por KamLAND incluindo para análise o quarto intervalo de energia da Fig. 4.3. Três diferentes casos foram estudados em combinação com os dados solares atuais: (1) que o espectro futuro de KamLAND seja compatível com os valores do ponto de melhor ajuste dos dados atuais de KamLAND, que é o caso mais restritivo para a região 2; (2) que os dados futuros sejam mais compatíveis com o ponto de melhor ajuste com os dados solares atuais, onde a região combinada será muito menor que a atual e a região 2 somente será permitida à 99% N.C.; (3) que os dados de KamLAND futuros sejam compatíveis com o ponto de melhor ajuste local da região 2, aqui a região combinada sofrerá um aumento para valores maiores de Δm^2 e as regiões 1 e 2 terão uma significância estatística similar.

O segundo resultado [13] consistiu em estudar o potencial dos experimentos de aceleradores de LBL futuros, ICARUS, MINOS, e OPERA em verificar os parâmetros de oscilação na escala atmosférica separadamente bem como através da análise combinada destes. Através da simulação dos dados próximos dos valores de melhor ajuste da época para os parâmetros de oscilação, calculamos as regiões permitidas fornecidas por estes dados para todos os três experimentos, e estimamos a precisão com que estes experimentos podem determinar os parâmetros Δm_{32}^2 , $\sin^2 2\theta_{23}$, e $\sin^2 2\theta_{13}$. Levamos em consideração o desaparecimento de ν_μ e o aparecimento de ν_e para todos estes experimentos e o aparecimento de ν_τ para ICARUS e OPERA. Concluimos que a faixa dos valores de Δm_{32}^2 e $\sin^2 2\theta_{23}$ permitidas pelos dados dos neutrinos atmosféricos de SuperK será significativamente estreitada pelo experimento MINOS. Com uma razão $\langle L/E_\nu \rangle$ ótima para o estudo destes parâmetros, MINOS determinará esses parâmetros com uma incerteza menor do que 10% à 99% N.C. com 10 kton-ano de dados. ICARUS e OPERA não serão tão sensíveis a estes parâmetros quanto MINOS, mas fornecerão uma verificação importante da hipótese de oscilação de neutrinos pela observação via canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. O valor de $\sin^2 2\theta_{13}$ será difícil de se determinar através destes experimentos devido à baixa taxa de eventos e a elevada quantidade de ruído no canal ν_e . Mostramos que este parâmetro permanecerá sem limite quando estes experimentos são analisados separadamente. Entretanto, a capacidade destes experimentos vincularem $\sin^2 2\theta_{13}$ torna-se possível pela combinação deles em uma única análise. Para os dados que simulamos, obtivemos $\sin^2 2\theta_{13} \gtrsim 0,01$ à 95% N.C. Convém salientar, que a partir da análise combinada de MINOS e ICARUS é possível também obter um limite superior em $\sin^2 2\theta_{13}$ uma vez que somente MINOS e ICARUS são sensíveis a valores de $\sin^2 2\theta_{13} < 0,1$ para $\Delta m_{32}^2 = 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. Se $\sin^2 2\theta_{13} > 0,01$ e a fase de CP for suficientemente grande, a violação de CP no setor leptônico poderá ser estudada nos experimentos de superfeixes [14].

Finalmente, o último resultado deste capítulo, vem dos estudos dos parâmetros de “*não oscilação*” dos neutrinos no caso destes serem partículas de Majorana: a escala de massa absoluta do neutrino e as duas fases de $\mathcal{CP}$ de Majorana, que podem ser investigadas por um sinal positivo ou negativo dos experimentos de decaimento futuro $0\nu\beta\beta$. Nossa análise, permitiu concluir que se os experimentos que medem a massa do neutrino diretamente (por exemplo, o experimento proposto KATRIN) ou observações astrofísicas medirem $m_0 \gtrsim 300$ meV, então um sinal positivo de decaimento $0\nu\beta\beta$ compatível com $m_{ee} \gtrsim 30$ meV deve ser observado num futuro próximo ou os neutrinos são partículas de Dirac. Por outro lado, se estes experimentos não observarem qualquer sinal positivo de $m_0 \gtrsim 300$ meV, os resultados dos experimentos futuros do decaimento $0\nu\beta\beta$ combinados com os valores atuais dos parâmetros de oscilação dos neutrinos, especialmente os solares, estabelecerão os limites mais restritivos em m_0 para o caso de Majorana contanto que a sensibilidade de $m_{ee} \lesssim 30$ meV seja alcançada. Para ser mais específico, se um sinal positivo for observado em torno de $m_{ee} = 10$ meV (assumindo 30% de incerteza na determinação de m_{ee}), estimamos $4,5 \lesssim m_0/\text{meV} \lesssim 50$ à 1σ ; por outro lado se nenhum sinal for observado acima de $m_{ee} = 10$ meV, então $m_0 \lesssim 40$ meV à 1σ . Finalmente, concluímos que é possível vincular a fase de $\mathcal{CP}$ α_1 para valores em torno de $\pi/2$ se: (1) m_0 for grande o suficiente para ser detectado por KATRIN ou por observações astrofísicas e se os experimentos do decaimento $0\nu\beta\beta$ futuros observarem m_{ee} próximo de seu valor mínimo; ou (2) experimentos do decaimento $0\nu\beta\beta$ futuros atingirem uma sensibilidade em $m_{ee} \lesssim 5$ meV, dependendo dos valores dos parâmetros solares e da incerteza em m_{ee} , independentemente se um sinal positivo ou negativo for observado. Entretanto como este vínculo em α_1 sempre inclui $\pi/2$, evidência da violação de CP não pode ser observada pelos experimentos do decaimento $0\nu\beta\beta$ futuros, a menos que m_0 possa ser independentemente medido por algum outro experimento. Infelizmente, nada pode ser dito a respeito de α_3 .

No futuro, espera-se que os parâmetros de oscilação sejam precisamente determinados pelos experimentos atuais e os de próxima geração, em particular, os experimentos em aceleradores de LBL. Convém salientar, que apesar dos mecanismos exóticos de conversão de sabor serem considerados contribuições subdominantes frente a OIM, estes podem ter influência na precisão com que alguns dos parâmetros de mistura poderão ser determinados. Porém, os parâmetros de “*não oscilação*” provavelmente serão muito mais difíceis de serem determinados. No caso dos experimentos futuros do duplo decaimento β sem neutrinos, isso dependerá basicamente de uma possível medida de m_{ee} por estes experimentos, de uma melhor precisão na determinação dos parâmetros $\tan^2\theta_{12}$, Δm_{12}^2 e $\sin^2\theta_{13}$ bem como da redução das incertezas nos cálculos teóricos dos elementos de matriz nucleares. Em particular, a sensibilidade para a escala de massa absoluta do neutrino, m_0 , dificilmente será

atingida por experimentos terrestres. Como discutirei a seguir, o surgimento de resultados cosmológicos de grande precisão podem mudar este quadro.

Com o conhecimento cada vez maior das propriedades dos neutrinos, em particular, os parâmetros de oscilação, estas partículas poderão ser utilizadas em outras áreas. Conforme mencionamos no Capítulo 2, o experimento KamLAND parece ter observado 9 geoneutrinos nos dados coletados. Motivados por esta potencialidade de experimentos deste tipo em detectar geoneutrinos, realizamos recentemente um trabalho [16] onde investigamos a possibilidade de distinguir entre os modelos de composição da Terra que prevêem diferentes quantidades de calor radiogênico. Estima-se que a Terra inteira gera calor correspondendo a aproximadamente 40 TW originado principalmente do decaimento radioativo de elementos tipo U, Th e K, depositados na crosta e no manto da Terra. A radioatividade destes elementos produzem não somente calor, mas também antineutrinos (denominados geoneutrinos) que podem ser observados por detectores terrestres. Com isso, fizemos previsões para os experimentos KamLAND e Borexino localizados na mina de Kamioka e Gran Sasso, respectivamente, detectarem geoneutrinos após um determinado tempo de exposição. Um dos motivos que nos levaram a escolher estes experimentos é que estes localizam-se em regiões distintas da crosta terrestre, KamLAND mais próximo à crosta oceânica e Borexino na crosta continental e, deve-se esperar alguma alteração no fluxo de geoneutrinos entre estas duas regiões. Este é apenas uma exemplo de como os neutrinos poderão ser utilizados futuramente como “*ferramentas tecnológicas*”, neste caso, na área de geofísica.

Nesta tese, enfocamos como muitas propriedades dos neutrinos podem ser extraídas de experimentos terrestres. Outras áreas promissoras onde podemos, entre outras coisas, obter informações adicionais com relação a estas partículas são a astrofísica e cosmologia. Em particular, os neutrinos provenientes de supernovas poderão fornecer informação sobre m_0 melhor que os limites cinemáticos e cosmológicos [17]. Potencialmente mais promissora é a informação sobre o parâmetro de mistura θ_{13} e a hierarquia de massa que pode ser inferida a partir do espectro e da dependência temporal das diferentes componentes de sabor do fluxo de neutrinos de supernova [18]: transições de sabor induzidas na matéria no meio estelar, e também na Terra, podem causar inversão da hierarquia esperada das temperaturas ($\bar{E}_{\nu_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau} > \bar{E}_{\bar{\nu}_e} > \bar{E}_{\nu_e}$) em certas condições e para alguns parâmetros de mistura. Os detectores Čerenkov de água com grande área, tais como AMANDA, Baikal, Antares e o de próxima geração IceCube, conduzirão a astronomia de neutrinos altamente energéticos para uma nova era [19]. “*Aceleradores de partículas cósmicas*”, tais como, núcleos ativos de galáxias produzem explosões de raios cósmicos e neutrinos com energia da ordem de PeV que podem ser visíveis nestes detectores. Diversas fontes exóticas podem também produzir neutrinos ultra-energéticos no cósmos [19].

A partir da medida desses neutrinos destas fontes, podemos explorar a composição de sabor do fluxo de neutrinos (e os efeitos de oscilação) para tentar aprender alguma coisa sobre as fontes astrofísicas.

Recentes avanços na “*cosmologia de precisão*”, conduzidos pelas medidas de Boomerang, MAXIMA e DASI dos picos acústicos da radiação cósmica de fundo [20] e, mais recentemente os dados impressionantes do WMAP [21] melhoraram sensivelmente nosso conhecimento de vários parâmetros cosmológicos fundamentais [22]. Isto coloca fortes limites na soma das massas e no número de espécies de neutrinos, em particular, se os dados de WMAP forem combinados com os resultados de 2dFGRS [23], CBI [24] e ACBAR [25] e, futuramente, poderão ainda estabelecer limites bem mais restritivos. Reciprocamente, o neutrino poderá talvez ajudar a explicar questões em aberto nestas áreas. Podemos também citar a importância dos neutrinos em cosmologia [26], em particular, na nucleosíntese do “*big-bang*” e, possivelmente, na “*leptogênese*”, o processo em que a assimetria matéria-antimatéria do Universo é gerada.

Com este cenário promissor que a física de neutrinos se apresenta em astrofísica e cosmologia, e como já me dediquei quase exclusivamente durante o meu Doutorado em experimentos terrestres vejo como um desafio me aventurar na pesquisa de neutrinos nestas áreas.

Apêndice A

Expressões Analíticas das Probabilidades de OIM no Vácuo

Neste apêndice, mostraremos alguns casos especiais em que as expressões da probabilidade de oscilação em três gerações no vácuo tornam-se simples. Inicialmente, consideremos oscilações com distância L para o qual,

$$\frac{\Delta m_{21}^2}{2E_\nu} L \ll 1. \quad (\text{A.1})$$

Este caso é relevante para experimentos de neutrinos atmosféricos, reatores e aceleradores. A partir da Eq. (A.1), podemos considerar o limite $\Delta m_{21}^2 \rightarrow 0$, pois as oscilações devido a esse termo são desprezíveis. Neste caso, a probabilidade de oscilação $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ se reduz a seguinte expressão:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L) = 4|U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E_\nu} L \right). \quad (\text{A.2})$$

Estas são análogas ao caso de duas gerações. As probabilidades de oscilações entre ν_e , ν_μ e ν_τ são:

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu; L) &= 4|U_{e3}|^2 |U_{\mu 3}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E_\nu} L \right) \\ &= s_{23}^2 \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E_\nu} L \right), \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau; L) &= 4|U_{e3}|^2 |U_{\tau 3}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E_\nu} L \right) \\ &= c_{23}^2 \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E_\nu} L \right), \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau; L) &= 4|U_{\mu 3}|^2 |U_{\tau 3}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E_\nu} L \right) \\
&= c_{13}^4 \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E_\nu} L \right), \quad (A.5)
\end{aligned}$$

onde $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ e $P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha; L) = P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L)$. Estas dependem somente dos elementos da terceira coluna da matriz de mistura leptônica e de uma diferença de massa quadrada. A probabilidade de sobrevivência para ν_e tem a forma simples

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e; L) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E_\nu} L \right), \quad (A.6)$$

ou seja, coincide com a probabilidade de sobrevivência no caso de duas gerações com $\Delta m^2 = \Delta m_{31}^2$ e $\theta = \theta_{13}$. Agora, consideremos outro caso limite, que é importante para oscilações de neutrinos solares e experimentos de reatores LBL (como veremos no capítulo 2). Novamente, assumiremos a hierarquia (1.46) e que

$$\frac{\Delta m_{31}^2}{2E_\nu} L \simeq \frac{\Delta m_{32}^2}{2E_\nu} L \gg 1, \quad (A.7)$$

neste caso a condição (A.1) deixa de ser necessária e as oscilações devido as diferenças quadradas devido a Δm_{31} e Δm_{32} são muito rápidas conduzindo a um efeito médio. Logo, a probabilidade de sobrevivência para ν_e é

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \simeq c_{13}^4 P + s_{13}^4, \quad (A.8)$$

onde P é equivalente a probabilidade de sobrevivência em duas gerações com $\Delta m^2 = \Delta m_{21}^2$ e $\theta = \theta_{12}$. No caso das oscilações de neutrinos no vácuo, temos

$$P = 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2}{4E_\nu} L \right). \quad (A.9)$$

Finalmente, no caso limite em que $U_{e3} = 0$ (os resultados são válidos também para $|U_{e3}| \ll 1$), obtemos

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu; L) = c_{23}^2 \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2}{4E_\nu} L \right), \quad (A.10)$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau; L) = s_{23}^2 \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2}{4E_\nu} L \right), \quad (A.11)$$

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau; L) &= \sin^2 2\theta_{23} \left[-s_{12}^2 c_{12}^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2}{4E_\nu} L \right) \right. \\
&\quad \left. + s_{12}^2 \sin^2 \Delta_{31} + c_{12}^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2}{4E_\nu} L \right) \right]. \quad (A.12)
\end{aligned}$$

Apêndice B

Taxas e Número de Eventos em uma “Fábrica” de Neutrinos

B.1 Taxa de Eventos

No referencial de repouso do múon, as distribuições de ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ nos decaimentos abaixo:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \quad (\text{B.1})$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad (\text{B.2})$$

são dadas por:

$$\frac{d^2 N_{\nu_\mu}}{dx d\Omega_{\text{cm}}} = \frac{1}{4\pi} [h_{\nu_\mu}(x) + \mathcal{P}_\mu f_{\nu_\mu}(x) \cos \theta_{\text{cm}}], \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{d^2 N_{\bar{\nu}_\mu}}{dx d\Omega_{\text{cm}}} = \frac{1}{4\pi} [h_{\bar{\nu}_\mu}(x) - \mathcal{P}_\mu f_{\bar{\nu}_\mu}(x) \cos \theta_{\text{cm}}], \quad (\text{B.4})$$

onde $x = 2E_\nu^{\text{cm}}/m_\mu$, E_ν^{cm} denota a energia do neutrino, θ_{cm} é o ângulo entre o momento e a direção do spin, e $\mathcal{P}_\mu$ é a média da polarização do feixe do múon sobre todas as direções. As funções $h_{\nu_\mu}(x)$, $f_{\nu_\mu}(x)$, $h_{\bar{\nu}_\mu}(x)$ e $f_{\bar{\nu}_\mu}(x)$ são dadas na Tabela (B.1). Analogamente, temos as distribuições de ν_e e $\bar{\nu}_e$:

$$\frac{d^2 N_{\nu_e}}{dx d\Omega_{\text{cm}}} = \frac{1}{4\pi} [h_{\nu_e}(x) - \mathcal{P}_\mu f_{\nu_e}(x) \cos \theta_{\text{cm}}], \quad (\text{B.5})$$

i	$h_i(x)$	$f_i(x)$
ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$)	$2x^2(3-2x)$	$2x^2(1-2x)$
ν_e ($\bar{\nu}_e$)	$12x^2(1-x)$	$12x^2(1-x)$

Tabela B.1: Funções de Fluxo $f_i(x)$ e $h_i(x)$.

$$\frac{d^2 N_{\bar{\nu}_e}}{dx d\Omega_{\text{cm}}} = \frac{1}{4\pi} [h_{\bar{\nu}_e}(x) + \mathcal{P}_\mu f_{\bar{\nu}_e}(x) \cos \theta_{\text{cm}}] . \quad (\text{B.6})$$

Aplicando uma transformação de Lorentz do referencial de centro de massa (cm) para o referencial de laboratório (lab), encontramos a distribuição da energia do neutrino para qualquer ângulo polar que depende de um fator relativístico:

$$E_\nu^{\text{lab}} = \frac{1}{2} x E_\mu^{\text{lab}} (1 + \beta \cos \theta_{\text{cm}}) , \quad (\text{B.7})$$

e

$$\sin \theta_{\text{lab}} = \frac{\sin \theta_{\text{cm}}}{\gamma (1 + \beta \cos \theta_{\text{cm}})} , \quad (\text{B.8})$$

onde β e γ são os fatores relativísticos usuais e usamos o fato que $\gamma = E_\mu^{\text{lab}}/m_\mu$.

No caso dos experimentos de longo alcance, somente ν_μ emitidos na direção frontal são relevantes para o fluxo e podemos fazer a seguinte aproximação: $\cos \theta_{\text{cm}} \simeq 1$, $\sin \theta_{\text{cm}} \simeq \theta_{\text{cm}}$. Em altas energias, $\beta \simeq 1$ e, desta forma, a Eq. (B.7) se reduz a $x = E_\nu^{\text{lab}}/E_\mu^{\text{lab}}$. Então, podemos reescrever $d\Omega_{\text{cm}}$ em termos de $d\Omega_{\text{lab}}$ como:

$$d\Omega_{\text{cm}} = \gamma^2 (1 + \beta)^2 d\Omega_{\text{lab}} . \quad (\text{B.9})$$

Substituindo a Eq. (B.9) nas Eqs. (B.3)-(B.6), obtemos como função das variáveis de lab:

$$\frac{d^2 N_{\nu_\mu}}{dx d\Omega_{\text{lab}}} = \frac{(E_\mu^{\text{lab}})^2}{m_\mu^2 \pi} [h_{\nu_\mu}(x) + \mathcal{P}_\mu f_{\nu_\mu}(x) \cos \theta_{\text{cm}}] , \quad (\text{B.10})$$

$$\frac{d^2 N_{\bar{\nu}_\mu}}{dx d\Omega_{\text{lab}}} = \frac{(E_\mu^{\text{lab}})^2}{m_\mu^2 \pi} [h_{\bar{\nu}_\mu}(x) - \mathcal{P}_\mu f_{\bar{\nu}_\mu}(x) \cos \theta_{\text{cm}}] , \quad (\text{B.11})$$

$$\frac{d^2 N_{\nu_e}}{dx d\Omega_{\text{lab}}} = \frac{(E_{\mu}^{\text{lab}})^2}{m_{\mu}^2 \pi} [h_{\nu_e}(x) - \mathcal{P}_{\mu} f_{\nu_e}(x) \cos \theta_{\text{cm}}], \quad (\text{B.12})$$

$$\frac{d^2 N_{\bar{\nu}_e}}{dx d\Omega_{\text{lab}}} = \frac{(E_{\mu}^{\text{lab}})^2}{m_{\mu}^2 \pi} [h_{\bar{\nu}_e}(x) + \mathcal{P}_{\mu} f_{\bar{\nu}_e}(x) \cos \theta_{\text{cm}}], \quad (\text{B.13})$$

para feixes de múons não polarizados, estas expressões se reduzem a

$$\frac{d^2 N_{\nu_{\mu}}}{dx d\Omega_{\text{lab}}} = \frac{(E_{\mu}^{\text{lab}})^2}{m_{\mu}^2 \pi} h_{\nu_{\mu}}(x) \longrightarrow \frac{dN_{\nu_{\mu}}}{dE_{\nu}^{\text{lab}}} = 4\pi \frac{E_{\mu}^{\text{lab}}}{m_{\mu}^2 \pi} h_{\nu_{\mu}}(x), \quad (\text{B.14})$$

$$\frac{d^2 N_{\nu_e}}{dx d\Omega_{\text{lab}}} = \frac{(E_{\mu}^{\text{lab}})^2}{m_{\mu}^2 \pi} h_{\nu_e}(x) \longrightarrow \frac{dN_{\nu_e}}{dE_{\nu}^{\text{lab}}} = 4\pi \frac{E_{\mu}^{\text{lab}}}{m_{\mu}^2 \pi} h_{\nu_e}(x), \quad (\text{B.15})$$

como $h_{\nu_{\mu}}(x) = h_{\bar{\nu}_{\mu}}(x)$ e $h_{\nu_e}(x) = h_{\bar{\nu}_e}(x)$, neste caso, temos:

$$\frac{d^2 N_{\nu_{\mu}}}{dx d\Omega_{\text{lab}}} = \frac{d^2 N_{\bar{\nu}_{\mu}}}{dx d\Omega_{\text{lab}}}, \quad (\text{B.16})$$

$$\frac{d^2 N_{\nu_e}}{dx d\Omega_{\text{lab}}} = \frac{d^2 N_{\bar{\nu}_e}}{dx d\Omega_{\text{lab}}}. \quad (\text{B.17})$$

No caso em que μ^+ são acumulados num anél de armazenamento, o feixe de neutrinos contém ν_e e $\bar{\nu}_e$. Como as transições neutrinos-antineutrinos têm uma taxa desprezível, o feixe de eventos induzidos por μ^+ num detector deve ser atribuído ao caso de interações de corrente carregada do $\bar{\nu}_{\mu}$ que não sofreu conversão de sabor. Com isso, o número total de eventos $N_{\mu^+}(\mu^+)$ de eventos μ^+ mede a probabilidade média de sobrevivência de $\bar{\nu}_{\mu}$. Eventos de μ^+ de sinal contrário devem ser atribuídos ao ν_{μ} gerados pela conversão de sabor do $\bar{\nu}_e$ inicial e, portanto, o número total de eventos $N_{\mu^+}(\mu^-)$ mede a probabilidade média da conversão $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu}$.

Analogamente, no caso de um anél de armazenamento contendo μ^- , os números totais de eventos de μ^- , $N_{\mu^-}(\mu^-)$, e μ^+ , $N_{\mu^-}(\mu^+)$, medem a probabilidade média de sobrevivência de ν_{μ} e a probabilidade de conversão $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}$ respectivamente.

Desta forma podemos calcular a taxa de eventos para cada caso, onde consideramos que o feixe de múons não está polarizado.

B.1.1 Anel de Armazenamento contendo μ^-

Neste caso, temos que o número de eventos de μ^- esperados a partir das interações de ν_μ com o detector de mesmo sinal é dado por:

$$N_{\mu^-}(\mu^-) \equiv \underbrace{n_{\mu^-} M_d 10^9 N_A}_{\text{normalização}} \times \Phi \times \sigma_{\nu_\mu} \times \epsilon_{\mu^-}, \quad (\text{B.18})$$

onde n_{μ^-} são os números de decaimentos úteis provenientes do decaimento de μ^- , M_d é a massa do detector em kton, $10^9 N_A$ é o número de nucleons por kton e m_μ é a massa do múon e ϵ_{μ^-} é a eficiência do detector. O fluxo de ν_μ (Φ) pode ser escrito como:

$$\Phi = \frac{N_{\nu_\mu}}{4\pi L^2} \frac{1}{t} \longrightarrow \frac{d\Phi}{dE_\nu^{\text{lab}}} = \frac{1}{4\pi L^2} \frac{1}{t} \frac{dN_{\nu_\mu}}{dE_\nu^{\text{lab}}}. \quad (\text{B.19})$$

Substituindo a Eq. (B.14) na Eq. (B.19), obtemos

$$\frac{d\Phi}{dE_\nu^{\text{lab}}} = \frac{E_\mu^{\text{lab}}}{m_\mu^2 \pi L^2} \frac{1}{t} h_{\nu_\mu}(x). \quad (\text{B.20})$$

Finalmente, após t anos

$$\frac{dN_{\mu^-}(\mu^-)}{dE_\nu^{\text{lab}}} = \frac{n_{\mu^-} M_d 10^9 N_A}{m_\mu^2 \pi L^2} E_\mu^{\text{lab}} h_{\nu_\mu}(x) \times \sigma_{\nu_\mu} \times \epsilon_{\mu^-}. \quad (\text{B.21})$$

Da mesma forma, podemos obter a taxa de eventos para $N_{\mu^+}(\mu^-)$, ou seja, de sinal contrário que é dada por:

$$\frac{dN_{\mu^+}(\mu^-)}{dE_\nu^{\text{lab}}} = \frac{n_{\mu^-} M_d 10^9 N_A}{m_\mu^2 \pi L^2} E_\mu^{\text{lab}} h_{\bar{\nu}_e}(x) \times \sigma_{\nu_\mu} \times \epsilon_{\mu^-}. \quad (\text{B.22})$$

B.1.2 Anel de Armazenamento contendo μ^+

Analogamente ao que foi feito no caso anterior, obtemos as taxas de eventos de mesmo sinal e sinal contrário que são dadas, respectivamente por

$$\frac{dN_{\mu^+}(\mu^+)}{dE_\nu^{\text{lab}}} = \frac{n_{\mu^+} M_d 10^9 N_A}{m_\mu^2 \pi L^2} E_\mu^{\text{lab}} h_{\nu_\mu}(x) \times \sigma_{\bar{\nu}_\mu} \times \epsilon_{\mu^+}, \quad (\text{B.23})$$

$$\frac{dN_{\mu^-}(\mu^+)}{dE_\nu^{\text{lab}}} = \frac{n_{\mu^+} M_d 10^9 N_A}{m_\mu^2 \pi L^2} E_\mu^{\text{lab}} h_{\nu_e}(x) \times \sigma_{\bar{\nu}_\mu} \times \epsilon_{\mu^+}. \quad (\text{B.24})$$

Apêndice C

Glossário

Baseline - distância entre a fonte e o detector;

BNL - "*Brookhaven National Laboratory*";

CHORUS - "*Cern Hybrid Oscillation Research apparatus*";

CC - Corrente Carregada;

CKM - Cabibbo-Kobayashi-Maskawa;

CM - Câmara de Múons;

CNGS - "*CERN-Gran Sasso*";

CN - Corrente Neutra;

Decaimento $0\nu\beta\beta$ - Duplo decaimento β sem neutrinos;

DE - Detector Externo;

DI - Detector Interno;

DF - Detector Frontal;

DFC - Detector de arrasto de Fibra Cintiladora;

DGF - Detector de Granulação Fina;

DP - Detector Próximo;

DQ - Descoerência Quântica;

- DQP** - Descoerência Quântica Pura;
- DR** - Detector Remoto;
- EMA** - Equivalente em Metros de Água;
- GUT** - Teorias de grande unificação;
- ICARUS** - *"Imaging Cosmic And Rare Underground Signals"*;
- INPN** - Interações dos Neutrinos Não Padrão com a matéria;
- INTS** - Interações dos Neutrinos que Trocam Sabor;
- INDS** - Interações dos Neutrinos Diagonais no Sabor;
- KamLAND** - *"Kamioka Liquid scintillator AntiNeutrino Detector"*;
- KL** - KamLAND;
- K2K** - *"KEK to Super-Kamiokande"*;
- LBL** - *"Long BaseLine"*;
- LMA-MSW** - *"Solução de oscilação de grande ângulo de mistura na matéria"*;
- LSND** - *"Liquid Scintillator Neutrino Detector"*;
- MA** - Melhor Ajuste;
- MINOS** - *"Main Injector Neutrino Oscillation Search"*;
- MNS** - Maki-Nakagawa-Sakata;
- MP** - Modelo Padrão;
- MSP** - Modelo Solar Padrão;
- N.C.** - Nível de confiança;
- OIM** - Oscilação Induzida por Massa;
- OPERA** - *"Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus"*;
- PNA** - Problema do Neutrino Atmosférico;
- SBL** - *"Short BaseLine"*;

SNO - "*Sudbury Neutrino Observatory*";

SuperK - Super-Kamiokande.

Referências

Introdução

- [1] Colab. Kamiokande, H. S. Hirata *et al.* Phys. Lett. B **205**, 416 (1988); *ibid.* **280**, 146 (1992); Y. Fukuda *et al.*, *ibid.* B **335**, 237 (1994); Colab. IMB, R. Becker-Szendy *et al.*, Phys. Rev. D **46**, 3720 (1992); Colab. Soudan 2, W. W. M. Allison *et al.*, Phys. Lett. B **391**, 491 (1997); Colab. MACRO, M. Ambrosio *et al.*, Phys. Lett. B **434**, 45 (1998).
- [2] Colab. Super-Kamiokande, Y. Fukuda *et al.* Phys. Lett. B **433**, 9 (1998); Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998); Phys. Lett. B **436**, 33 (1989); M. Shiozawa, apresentado no “XXth International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Munique, Alemanha (2002), disponível em <http://neutrino2002-ph.tum.de>.
- [3] Colab. Homestake, K. Lande *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl) **77**, 13 (1999); GALLEX Colab., T. Kirsten *et al.*, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **77**, 35 (1999); Colab. GNO, M. Altmann *et al.*, Phys. Lett. B **490**, 16 (2000) [arXiv:hep-ex/0006034]; E. Bellotti, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **91**, 44 (2001); Colab. SAGE, J.N. Abdurashitov *et al.*, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **77**, 20 (1999); Colab. Kamiokande, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1683 (1996).
- [4] Colab. Super-Kamiokande, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Lett. B **539**, 179 (2002); Phys. Rev. Lett. **81**, 1158 (1999), (E) **81**, 4279 (1998); *ibid.* **82**, 1810 (1999); *ibid.* **82**, 2430 (1999).
- [5] Colab. SNO, Q. R. Ahmad *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 071301 (2001) [arXiv:nucl-ex/0106015].
- [6] Colab. SNO, Q. R. Ahmad *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 011301 (2002) [arXiv:nucl-ex/0204008]; *ibid.* **89**, 011302 (2002) [arXiv:nucl-ex/0204009].
- [7] Colab. SNO, S. N. Ahmed *et al.*, arXiv:nucl-ex/0309004.
- [8] Colab. CHOOZ, M. Apollonio *et al.*, Phys. Lett. B **420**, 397 (1998); Phys.

- Lett. B **466**, 415 (1999).
- [9] Colab. Palo Verde, F. Boehm *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 3764 (2000); Phys. Rev. D **62**, 072002 (2000); *ibid.* **64**, 112001 (2001).
 - [10] J. N. Bahcall, M. H. Pinsonneault e S. Basu, Astrophys. J. **555**, 990 (2001).
 - [11] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D **17**, 2369 (1978).
 - [12] S. P. Mikheyev e A. Smirnov, Yad. Fiz. **42**, 1441 (1985) [Sov. J. Nucl. Phys. **42**, 913 (1986)]; Nuovo Cim. C **9**, 17 (1986).
 - [13] Colab. KamLAND, K. Eguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 021802 (2003) [arXiv:hep-ex/0212021].
 - [14] Colab. CCFR, A. Romosan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2912 (1997); L. Ludovici para CHORUS Colab., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **91**, 177 (2001); M. Mezzetto para NOMAD Colab., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **91**, 184 (2001); K. Eitel, para KARMEN Colab., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **91**, 191 (2001).
 - [15] Colab. LSND, C. Athanassopoulos *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 3082 (1996); *ibid.* **81**, 1774 (1998); A. Aguilar *et al.*, Phys. Rev. D **64**, 112007 (2001).
 - [16] Colab. MiniBOONE, A.O. Bazarko *et al.*, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **91**, 210 (2001).
 - [17] Colab. K2K, S. H. Ahn, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 041801 (2003); Phys. Lett. B **511**, 178 (2001).
 - [18] Colab. MINOS, em “*Neutrino Oscillation Physics at Fermilab: The NuMI-MINOS Project*”, relatório do Fermilab N° NuMI-L-375 (1998).
 - [19] A. Rubbia para a Colab. ICANOE/OPERA, apresentado no em “*XIX International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics*” (Neutrino 2000), Sudbury, Canadá, junho de 2000, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **91**: 223 (2000) [arXiv:hep-ex/0008071].
 - [20] Colab. OPERA, em “*The OPERA ν_τ appearance experiment in the CERN-Gran Sasso neutrino beam*”, relatório N° CERN/SPSC 98-25, SPSC/M612, LNGS-LOI 8/97 (1998).
 - [21] Colab. ICARUS, em “*The ICARUS Experiment*”, relatório N° LNGS-P28/2001 LNGS-EXP 13/89 add.1/01, ICARUS-TM/2001, disponível em <http://pcnometh4.cern.ch/publications.html>.
 - [22] B. Richter, arXiv:hep-ph/0008222; H. Minakata e H. Nunokawa, Phys. Lett. B **495**, 369 (2000); K. Dick *et al.*, Nucl. Phys. B **598**, 543 (2001); V. Barger *et al.*, Phys. Rev. D **63**, 113011 (2001).
 - [23] A. De Rujula, S. L. Glashow, R. R. Wilson, e G. Charpak, Phys. Rep. **99**, 341 (1983); A. De Rujula, M. B. Gavela e P. Hernandez, Nucl. Phys. B **547** 21 (1999).
 - [24] E. Majorana, Nuovo Cim. **14**, 171 (1937).

- [25] A. M. Gago, E. M. Santos, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, Phys. Rev. D **63**, 073001 (2001) [arXiv:hep-ph/0009222].
- [26] A. M. Gago, E. M. Santos, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, em “*Quantum Decoherence and Neutrino Oscillations*”, apresentado no “*International Europhysics Conference on High-Energy Physics (HEP 2001)*”, High energy physics hep2001/216 (2001).
- [27] A. M. Gago, E. M. Santos, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, Phys. Rev. D **63**, 113013 (2001) [arXiv:hep-ph/0010092].
- [28] A. M. Gago, M. M. Guzzo, H. Nunokawa, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, Phys. Rev. D **64**, 073003 (2001) [arXiv:hep-ph/0105196].
- [29] A. M. Gago, M. M. Guzzo, H. Nunokawa, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, em “*Future Tests on Non-Standard Neutrino Interactions*”, apresentado em “*TAUP 2001: Topics in Astroparticle and Underground Physics*”, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **110**, 407 (2002).
- [30] H. Nunokawa, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, Phys. Lett. B **562**, 28 (2003) [arXiv:hep-ph/0212202].
- [31] V. Barger, D. Marfatia, W. J. C. Teves, P. B. Wood e R. Zukanovich Funchal, Phys. Rev. D **65**, 053016 (2002) [arXiv:hep-ph/0110393].
- [32] H. Nunokawa, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, Phys. Rev. D **66**, 093010 (2002) [arXiv:hep-ph/0206137].

Capítulo 1

- [1] Colab. Kamiokande, H. S. Hirata *et al.* Phys. Lett. B **205**, 416 (1988); *ibid.* **280**, 146 (1992); Y. Fukuda *et al.*, *ibid.* B **335**, 237 (1994); Colab. IMB, R. Becker-Szendy *et al.*, Phys. Rev. D **46**, 3720 (1992); Colab. Soudan 2, W. W. M. Allison *et al.*, Phys. Lett. B **391**, 491 (1997); Colab. MACRO, M. Ambrosio *et al.*, Phys. Lett. B **434**, 45 (1998); Colab. Super-Kamiokande, Y. Fukuda *et al.* Phys. Lett. B **433**, 9 (1998); Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998); Phys. Lett. B **436**, 33 (1989); M. Shiozawa, apresentado no “*XXth International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics*”, Munique, Alemanha (2002), disponível em <http://neutrino2002.ph.tum.de>.
- [2] Colab. Homestake, K. Lande *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl) **77**, 13 (1999); Colab. GALLEX, T. Kirsten *et al.*, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **77**, 35 (1999); Colab. GNO, M. Altmann *et al.*, Phys. Lett. B **490**, 16 (2000) [arXiv:hep-ex/0006034]; E. Bellotti, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **91**, 44 (2001); Colab. SAGE, J.N. Abdurashitov *et al.*, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **77**, 20 (1999); Colab. Kamiokande, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**,

- 1683 (1996); Colab. Super-Kamiokande, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Lett. B **539**, 179 (2002); Phys. Rev. Lett. **81**, 1158 (1999), (E) **81**, 4279 (1998); *ibid.* **82**, 1810 (1999); *ibid.* **82**, 2430 (1999); Colab. SNO, Q. R. Ahmad *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 071301 (2001) [arXiv:nucl-ex/0106015]; *ibid.* **89**, 011301 (2002) [arXiv:nucl-ex/0204008]; *ibid.* **89**, 011302 (2002) [arXiv:nucl-ex/0204009]. S. N. Ahmed *et al.*, arXiv:nucl-ex/0309004.
- [3] Colab. CHOOZ, M. Apollonio *et al.*, Phys. Lett. B **420**, 397 (1998); Phys. Lett. B **466**, 415 (1999).
- [4] Colab. Palo Verde, F. Boehm *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 3764 (2000); Phys. Rev. D **62**, 072002 (2000); *ibid.* **64**, 112001 (2001).
- [5] Colab. KamLAND, K. Eguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 021802 (2003) [arXiv:hep-ex/0212021].
- [6] Colab. LSND, C. Athanassopoulos *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 3082 (1996); *ibid.* **81**, 1774 (1998); A. Aguilar *et al.*, Phys. Rev. D **64**, 112007 (2001).
- [7] Colab. K2K, S. H. Ahn, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 041801 (2003); Phys. Lett. B **511**, 178 (2001).
- [8] B. Pontecorvo, J. Exptl. Theoret. Phys. **33**, 549 (1957); B. Pontecorvo, J. Exptl. Theoret. Phys. **34**, 247 (1958).
- [9] J. Chadwick, Verh. Dtsch. Phys. Ges. **16**, 283 (1914).
- [10] C. D. Ellis e B. A. Wooster, Proc. Roy. Soc. A **117**, 109 (1927).
- [11] L. Meitner e W. Orthmann, Z. Phys. **60**, 143 (1930).
- [12] J. Chadwick, Proc. Roy. Soc. A **136**, 692 (1932).
- [13] F. Perrin, Comptes Rendues **197**, 1625 (1933).
- [14] E. Fermi, Nuovo Cimento **11**, 1 (1934); Z. Phys. **88**, 161 (1934).
- [15] H. Bethe e R. Peierls, Nature **133**, 532 (1934).
- [16] B. Pontecorvo, em “Inverse β Process”, Chalk River Report PD-205, novembro de 1946 (não publicado).
- [17] C. L. Cowan Jr., F. Reines, F. B. Harrison, H. B. Kruse e A. D. McGuire, Science **124**, 103 (1956); F. Reines e C. L. Cowan Jr., Nature **178**, 446 (1956).
- [18] F. Reines e C. L. Cowan Jr. Phys. Rev. **90**, 492 (1953); C. L. Cowan Jr., F. Reines, F. B. Harrison, E. C. Anderson e F. N. Hayes, Phys. Rev. **90**, 493 (1953).
- [19] G. Danby, J. M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz e J. Steinberger, Phys. Rev. Lett. **9**, 36 (1962).
- [20] S. Sakata e T. Inouné, Prog. Theor. Phys. **1**, 143 (1946).
- [21] Z. Maki, M. Nakagawa e S. Sakata, Progr. Theor. Phys. **28**, 870 (1962).
- [22] J. Bahcall, Phys. Rev. Lett. **12**, 300 (1964).
- [23] Raymond Davis Jr., Phys. Rev. Lett. **12**, 303 (1964).
- [24] Raymond Davis Jr., D. Harmer e K. Hoffman, Phys. Rev. Lett. **20**, 1205

- (1968).
- [25] V. Gribov e B. Pontecorvo, Phys. Lett. B **28**, 493 (1969).
 - [26] M. L. Perl *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35**, 1489 (1975).
 - [27] K. Kodama *et al.*, Phys. Lett. B **504**, 218 (2001).
 - [28] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961); S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967). A. Salam, em “*Elementary Particle Theory, Proc. of the 8th Nobel Symposium*”, Aspenäsgråden, 1968, ed. por N. Svartholm (Almqvist e Wiksell, Estocolmo, 1968), p. 367.
 - [29] T. D. Lee e C.N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956); R. P. Feynman e M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 193 (1958).
 - [30] T. D. Lee and C.N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956); R. P. Feynman e M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 193 (1958).
 - [31] Particle Data Group, K. Hagiwara *et al.*, Phys. Rev. D **66** 010001 (2002).
 - [32] Mainz Colab., J. Bonn *et al.*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **91**, 273 (2001).
 - [33] K. A. Assamagan *et al.*, Phys. Rev. D **53**, 6065 (1996).
 - [34] R. Barate *et al.*, Eur. Phys. J. C **1**, 395 (1998).
 - [35] KATRIN Colab., arXiv:hep-ex/0109033.
 - [36] H. Weyl, Z. Phys. **56**, 330 (1929).
 - [37] E. Majorana, Nuovo Cim. **14**, 171 (1937).
 - [38] P. Langacker, em “*Neutrinos*”, ed. H.V. Klapdor, Springer 1988.
 - [39] R.N. Mohapatra, P. Pal, em “*Massive neutrinos in physics and astrophysics*”, World Scientific, 1991.
 - [40] S. M. Bilenky e S. T. Petcov, Rev. Mod. Phys. **59**, 671 (1987).
 - [41] M. Gell-Mann, P. Ramond e R. Slansky, em “*Supergravity*”, p. 315, ed. por F. van Nieuwenhuizen e D. Freedman, North Holland, Amsterdam, 1979; T. Yanagida, Proc. do “*Workshop on Unified Theory and the Baryon Number of the Universe*”, KEK, Japão, 1979; R.N. Mohapatra e G. Senjanović, Phys. Rev. Lett. **44**, 912 (1980).
 - [42] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963); M. Kobayashi e T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
 - [43] S.M. Bilenky, C. Giunti e W. Grimus, Prog. Part. Nucl. Phys. **43**, 1 (1999) [arXiv:hep-ph/9812360].
 - [44] G. G. Raffelt e W. Rodejohann, palestra dada no “*4^o National Summer School for German-speaking Graduate Students of Theoretical Physics*”, Saalburg, Alemanha, agosto de 1998, arXiv:hep-ph/9912397.
 - [45] S. M. Bilenky, J. Hošek e S. T. Petcov, Phys. Lett. B **94**, 495 (1989); I. Yu. Kobzarev *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **32** 823 (1980); M. Doi *et al.*, Phys. Lett. B **102**, 323 (1981); P. Langacker *et al.*, Nucl. Phys. B **282**, 589 (1987).
 - [46] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D **17**, 2369 (1978); S. P. Mikheyev e A. Smirnov,

- Yad. Fiz. **42**, 1441 (1985) [Sov. J. Nucl. Phys. **42**, 913 (1986)]; Nuovo Cim. C **9**, 17 (1986).
- [47] T. K. Kuo, J. Pantaleone, Rev. Mod. Phys. **61**, 937 (1989).
 - [48] A. Dziewonski e D. Anderson, Phys. Earth Planet. Inter. **25**, 297 (1981).
 - [49] W.H. Furry, Phys. Rev. **56**, 1184 (1939); M. Doi, T. Kotani e E. Takasugi, Prog. of Theor. Phys. Suppl. **83**, 1 (1985); H.V. Klapdor-Kleingrothaus, World Scientific, Singapore (2001).
 - [50] Heidelberg–Moscow Colab., H. V. Klapdor-Kleingrothaus *et al.*, Eur. Phys. J. A **12**, 147 (2001); veja também C. E. Aalseth *et al.*, 16EX Colab., arXiv:hep-ex/0202026.
 - [51] S. R. Elliott e P. Vogel, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **52**, 115(2002) [arXiv:hep-ph/0202264].
 - [52] A. Staudt, K. Muto e H.V. Klapdor-Kleingrothaus, Europhys. Lett. **13**, 31 (1990).
 - [53] NEMO, X. Sarazin e D. Lalanne, arXiv:hep-ex/0006031.
 - [54] K. Zuber, Phys. Lett. B **519**, 1 (2001) [arXiv:nucl-ex/0105018].
 - [55] M. Danilov *et al.*, Phys. Lett. B **480**, 12 (2000) [arXiv:hep-ex/0002003].
 - [56] H. Ejiri *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2917 (2000) [arXiv:nucl-ex/9911008]; seminário apresentado em “TAUP 2001: Topics in Astroparticle and Underground Physics”, Assergi, Itália, Setembro de 2001, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **110**, 375 (2001).
 - [57] CUORE, A. Alessandrello *et al.*, arXiv:hep-ex/0201038.
 - [58] Majorana, C.E. Aalseth *et al.*, arXiv:hep-ex/0201021.
 - [59] H.V. Klapdor-Kleingrothaus, J. Hellmig e M. Hirsch, J. Phys. G **24**, 483 (1998).

Capítulo 2

- [1] F. Reines e C.L. Cowan, Phys. Rev. **90**, 492 (1953); *ibid.* **92** 830 (1953) 830; C.L. Cowan *et al.*, Science **124**, 103 (1956).
- [2] G. Danby *et al.*, Phys. Rev. Lett. **9**, 36 (1962).
- [3] Colab. CHOOZ, M. Apollonio *et al.*, Phys. Lett. B **420**, 397 (1998); Phys. Lett. B **466**, 415 (1999).
- [4] Colab. KamLAND, K. Eguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 021802 (2003) [arXiv:hep-ex/0212021].
- [5] A. Romosan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2912 (1997); D. Naples *et al.*, Phys. Rev. D **59**, 031101 (1999).
- [6] L. Borodovsky *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 274 (1992).

- [7] E. Eskut *et al.*, CERN-PPE/97-33, disponível em <http://choruswww.cern.ch/Publications/papers.html/>.
- [8] M. Sakuda para a Colab. K2K, seminário apresentado em “XXX International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2000)”, Osaka, Japão; S. H. Ahn *et al.*, Colab. K2K, Phys. Lett. B **511**, 178 (2001) [arXiv:hep-ex/0212007]; Phys. Rev. Lett. **90**, 041801 (2003).
- [9] Colab. MINOS, em “Neutrino Oscillation Physics at Fermilab: The NuMI-MINOS Project”, relatório do Fermilab N° NuMI-L-375 (1998).
- [10] Colab. OPERA, em “The OPERA ν_τ appearance experiment in the CERN-Gran Sasso neutrino beam”, relatório N° CERN/SPSC 98-25, SPSC/M612, LNGS-LOI 8/97 (1998).
- [11] Colab. ICARUS, em “The ICARUS Experiment”, relatório N° LNGS-P28/2001, LNGS-EXP 13/89 add.1/01, ICARUS-TM/2001, disponível em <http://pcnometh4.cern.ch/publications.html>.
- [12] Veja, por exemplo, S. Geer, Phys. Rev. D **57**, 6989 (1998); *ibid.*, Phys. Rev. D **59**, 039903 (1999); A. De Rujula, M. B. Gavela e P. Hernandez, Nucl. Phys. B **547**, 21 (1999); V. Barger, S. Geer e K. Whisnant, Phys. Rev. D **61**, 053004 (2000); V. Barger, S. Geer, R. Raja e K. Whisnant, Phys. Rev. D **62**, 013004 (2000).
- [13] G. Zacek *et al.*, Phys. Rev. D **34**, 2621 (1986).
- [14] B. Achkar *et al.*, Nucl. Phys. B **434**, 503 (1995).
- [15] P. Vogel e J. Engel, Phys. Rev. D **39**, 3378 1989.
- [16] P. Vogel, Phys. Rev. D **29**, 1918 (1984); P. Vogel. e J. F. Beacom, Phys. Rev. D **60**, 053003 (1999).
- [17] Particle Data Group, Europ. Phys. J. C **15**, 692 (2000).
- [18] D. H. Wilkinson, Nucl. Phys. A **377**, 474 (1982).
- [19] Y. Declais *et al.*, Phys. Lett. B **338**, 383 (1994); *ibid.* B **434**, 503 (1995).
- [20] F. Boehm e P. Vogel, em “The Physics of Massive Neutrinos”, Cambridge University Press, Nova York, 1992.
- [21] B. Faïd, G. L. Fogli, E. Lisi e D. Montanino, Astropart. Phys. **10**, 93 (1999).
- [22] S. P. Mikheyev e A. Yu. Smirnov, Yad. Fiz. **42**, 1441 (1985) [Sov. J. Nucl. Phys. **42**, 913 (1985)]; L. Wolfenstein, Phys. Rev. D **17**, 2369 (1978).
- [23] A proposta de KamLAND, Stanford-HEP-98-03; veja também “Proposal for US Participation in KamLAND”, disponível em <http://kamland.lbl.gov/KamLAND.US.Proposal.pdf>.
- [24] H. Murayama e A. Pierce, Phys. Rev. D **65**, 013012 (2002).
- [25] C. Arroyo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 3452 (1994).
- [26] As seções de choque de corrente carregada para ν_μ e ν_τ podem ser obtidas na forma de uma tabela a partir de <http://www.cern.ch/NGS>.

- [27] O. Sato, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) B **77**, 220 (1999).
- [28] E. Radicioni, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) B **85**, 95 (2000).
- [29] Colab. CHORUS, trabalho apresentado no “*XIX International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*”, Stanford, Estados Unidos, (1999), arXiv:hep-ex/9907015.
- [30] Y. Oyama para a Colab. K2K, seminário apresentado no “*YITP workshop on flavor physics*”, Kyoto, Japão (1998), arXiv:hep-ex/9803014.
- [31] Y. Oyama para a Colab. K2K, seminário apresentado no “*XXXV Rencontres de Moriond Electroweak interactions and unified theories*”, Les Arc, França (2000), arXiv:hep-ex/0004015.
- [32] H. Sobel para a Colab. Super-Kamiokande, seminário apresentado no “*XIX International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2000)*”, Sudbury, Canadá, transparências disponíveis em <http://nu2000.sno.-laurentian.ca/H.Sobel/index.html>.
- [33] As seções de choque de CN e CC foram obtidas a partir da tese de Ph. D. de M. D. Messier, Universidade de Boston, 1999, disponível em <http://hep.bu.edu/~messier/thesis>.
- [34] M.C. Gonzalez-Garcia e C. Pena-Garay. arXiv:hep-ph/0306001; M. Maltoni, T. Schwetz, M.A. Tortola e J.W.F. Valle, arXiv:hep-ph/0309130; G. L. Fogli, E. Lisi e A. Marrone, Nucl. Instrum. Meth. A **503**, 179 (2003); G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, A. Palazzo e A.M. Rotunno, arXiv:hep-ph/0310012.
- [35] P. Adamson *et al.*, para a Colab. MINOS, relatório do Fermilab N° NuMI-L-337 (1998).
- [36] H. M. Gallagher, tese de Ph. D., Universidade de Minesota, 1996, disponível em <http://hepunix.rl.ac.uk/soudan2/pubs/theses.html>.
- [37] D. A. Petyt, relatório do Fermilab N° NuMI-L-481 (1999). Usamos as novas curvas de eficiência de CC e de contaminação de CN fornecida por D. A. Petyt.
- [38] M. Diwan, M. Messier, B. Viren, e L. Wai, relatório do Fermilab N° NuMI-L-714 (2001).
- [39] M. Messier *et al.*, relatório do Fermilab N° NuMI-B-700 (2001).
- [40] K. R. Langenbach e M. C. Goodman, para a Colab. Minos, relatório do Fermilab N° NuMI-L-75 (1995).
- [41] A. Rubbia para a Colab. ICANOE/OPERA, seminário apresentado no “*XIX International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2000)*”, Sudbury, Canadá; Nucl. Phys. Proc. Suppl. **91**, 223 (2000) [arXiv:hep-ex/0008071].
- [42] Colab. OPERA, em “*Experiment Proposal OPERA: An appearance experiment to search $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations in the CNGS neutrino beam*”,

- CERN/SPSC 2000-028, SPSC/P318, LNGS P25/2000, Julho de 2000.
- [43] A. Rubbia para a Colab. ICARUS, seminário apresentado no "*Skandinavian Neutrino Workshop (SNOW)*" Uppsala, Suécia (2001), que está disponível em <http://pcnometh4.cern.ch/publicpdf.html>.
 - [44] J. Altegoer *et al.*, Phys. Lett. B **431**, (1998) 219 (1998); P. Astier *et al.*, Phys. Lett. B **453**, 169 (1999); *ibid.* 483, 387 (2000).
 - [45] Colab. ICANOE, em *ICANOE, A proposal for a CERN-GS long baseline and atmospheric neutrino oscillation experiment*, INFN/AE-99-17, CERN/SPSC 99-25, SPSC/P314 (1999), veja <http://pcnometh4.cern.ch/publications.html>.
 - [46] A. Rubbia, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **91**, 223 (2001).
 - [47] A. C. Melissimos, nota não publicada (1960), disponível em <http://pubhep1-princeton.edu/mumu/physics/meliss1/1/html>.
 - [48] D. Cline e D. Neuffer, AIP Conf. Proc. **68**, 846 (1980).
 - [49] C. M. Ankeubrandt *et al.*, Phys. Rev. ST. Accel. Beams **2**, 081001 (1999).
 - [50] J. Conrad, M. Shaevitz e T. Bolton, Rev. Mod. Phys. **70**, 4 (1998).
 - [51] M. Freund, M. Lindner, S. T. Petcov, e A. Romanino, Nucl. Phys. B **578**, 27 (2000).

Capítulo 3

- [1] S. Hawking, Phys. Rev. D, **14**, 2460 (1975); Comm. Math. Phys. **43**, 199 (1975).
- [2] S. Hawking, Comm. Math. Phys. **87**, 395 (1982); Phys. Rev. D **37**, 904 (1988); Phys. Rev. D **53**, 3099 (1996); S. Hawking e C. Hunter, Phys. Rev. D **59**, 044025 (1999).
- [3] F. Benatti e R. Floreanini, Phys. Lett. B **389**, 100 (1996).
- [4] J. Ellis, J. S. Hagelin, D. V. Nanopoulos e M. Srednicki, Nucl. Phys. B **241**, 381 (1984).
- [5] S. Coleman, Nucl. Phys. B **307**, 867 (1988).
- [6] L. J. Garay, Phys. Rev. Lett. **80**, 2508 (1998); Phys. Rev. D **58**, 124015 (1998).
- [7] F. Benatti e R. Floreanini, JHEP **0002**, 32 (2000).
- [8] Colab. Homestake, K. Lande *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **77**, 13 (1999); Colab. GALLEX, T. Kirsten *et al.*, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **77**, 35 (1999); Colab. GNO, M. Altmann *et al.*, Phys. Lett. B **490**, 16 (2000) [arXiv:hep-ex/0006034]; E. Bellotti, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **91**, 44 (2001); Colab. SAGE, J.N. Abdurashitov *et al.*, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **77**, 20 (1999); Colab. Kamiokande, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1683

- (1996); Colab. Super-Kamiokande, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Lett. B **539**, 179 (2002); Phys. Rev. Lett. **81**, 1158 (1999), (E) **81**, 4279 (1998); *ibid.* **82**, 1810 (1999); *ibid.* **82**, 2430 (1999);
- [9] Colab. Kamiokande, H. S. Hirata *et al.* Phys. Lett. B **205**, 416 (1988); *ibid.* **280**, 146 (1992); Y. Fukuda *et al.*, *ibid.* B **335**, 237 (1994); Colab. IMB, R. Becker-Szendy *et al.*, Phys. Rev. D **46**, 3720 (1992); Colab. Soudan 2, W. W. M. Allison *et al.*, Phys. Lett. B **391**, 491 (1997); Colab. MACRO, M. Ambrosio *et al.*, Phys. Lett. B **434**, 45 (1998). Colab. Super-Kamiokande, Y. Fukuda *et al.* Phys. Lett. B **433**, 9 (1998); Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998); Phys. Lett. B **436**, 33 (1989).
- [10] E. B. Davies, *Quantum Theory of Open Systems* (Academic Press, New York, 1976); K. Kraus, *States, Effects and Operations*, Lect. Notes Phys. **190** (Springer Verlag, Berlin, 1983).
- [11] A. M. Gago, E. M. Santos, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, Phys. Rev. D **63**, 073001 (2001) [arXiv:hep-ph/0009222].
- [12] A. M. Gago, E. M. Santos, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, em “*Quantum Decoherence and Neutrino Oscillations*”, apresentado no “*International Europhysics Conference on High-Energy Physics (HEP 2001)*”, High energy physics hep2001/216 (2001).
- [13] J. Ellis, N. E. Mavromatos, e D. V. Nanopoulos, Phys. Lett. B **293**, 142 (1992).
- [14] Colab. CPLEAR, J. Ellis *et al.*, Phys. Lett. B **364**, 239 (1995).
- [15] P. Huet e M. E. Peskin, Nucl. Phys. B **434**, 3 (1995).
- [16] F. Benatti e R. Floreanini, Phys. Lett. B **401**, 337 (1997); *ibid.* B **488**, 335 (1997); *ibid.* B **511**, 550 (1998); *ibid.* B **465**, 260 (1999).
- [17] F. Benatti e R. Floreanini, Phys. Lett. B **451**, 422 (1999).
- [18] Y. Liu, L. Hu, e M. Ge, Phys. Rev. D **56**, 6648 (1997).
- [19] C.-H. Chang *et al.*, Phys. Rev. D **60**, 033006 (1999).
- [20] E. Lisi, A. Marrone, e D. Montanino, Phys. Rev. Lett. **85**, 1166 (2000).
- [21] E. Lisi, seminário apresentado no “*XIX International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2000)*”, Sudbury, Canadá, disponível em <http://nu2000.sno.laurentian.ca/E.Lisi/index.html>.
- [22] M. C. Gonzalez-Garcia, seminário apresentado no “*XIX International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2000)*”, Sudbury, Canadá, disponível em <http://nu2000.sno.laurentian.ca/M.Gonzalez-Garcia/index.html>.
- [23] G. Mills para a Colab. LSND, seminário apresentado no “*XIX International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2000)*”, Sudbury, Canadá, disponível em <http://nu2000.sno.laurentian.ca/G.Mills/>

- index.html.
- [24] K. Eitel para a Colab. KARMEN, seminário apresentado no “*XIX International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2000)*”, Sudbury, Canadá, disponível em <http://nu2000.sno.laurentian.ca/K.Eitel/-index.html>.
 - [25] B. Achkar *et al.*, Nucl. Phys. B **434**, 503 (1995).
 - [26] J. Pantaleone, T. K. Kuo, e S. W. Mansour, Phys. Rev. D **61**, 033011 (2000).
 - [27] D. Naples *et al.*, Phys. Rev. D **59**, 031101 (1999).
 - [28] S. Baker e R. Cousins, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. **221**, 434 (1984).
 - [29] G. Feldman e R. D. Cousins, Phys. Rev. D **57**, 3873 (1998).
 - [30] L. Borodovsky *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 274 (1992).
 - [31] R. D. Cousins e V. L. Highland, Nucl. Instr. e Meth. A **320**, 331 (1992).
 - [32] Colab. CHORUS, trabalho apresentado no “*XIX International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*”, Stanford, Estados Unidos, (1999); arXiv:hep-ex/9907015.
 - [33] Colab. CHOOZ, M. Apollonio *et al.*, Phys. Lett. B **420**, 397 (1998); *ibid.* **466**, 415 (1999).
 - [34] Colab. Super-Kamiokande, S. Fukuda *et al.*, arXiv:hep-ex/0009001.
 - [35] Colab. KamLAND, K. Eguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 021802 (2003) [arXiv:hep-ex/0212021].
 - [36] A. M. Gago, E. M. Santos, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, Phys. Rev. D **63**, 113013 (2001) [arXiv:hep-ph/0010092].
 - [37] G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, G. Scioscia, Phys. Rev. D **60**, 053006 (1999).
 - [38] V. Barger, J. G. Learned, S. Pakvasa e T. J. Weiler, Phys. Rev. Lett. **82**, 2640 (1999); V. Barger, J. G. Learned, P. Lipari, M. Lusignoli, S. Pakvasa e T. J. Weiler, Phys. Lett. B **462**, 109 (1999).
 - [39] H. Sobel para a Colab. Super-Kamiokande, seminário apresentado no “*XIX International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2000)*”, Sudbury, Canadá, transparências disponíveis em <http://nu2000.sno.laurentian.ca/H.Sobel/index.html>.
 - [40] Y. Oyama para a Colab. K2K, seminário apresentado no “*YITP workshop on flavor physics*”, Kyoto, Japão (1998); arXiv:hep-ex/9803014.
 - [41] G.L. Fogli, E. Lisi e A. Marrone, Phys.Rev.D **67**, (093006) 2003 [arXiv:hep-ph/0303064].
 - [42] M. Shiozawa para a Colab. Super-Kamiokande, seminário apresentado no “*XXth International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics*”, Munique, Alemanha (2002), disponível em <http://neutrino2002.ph.tum.de>.
 - [43] Colab. K2K, S. H. Ahn, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 041801 (2003); Phys. Lett. B **511**, 178 (2001).

- [44] D. E. Groom *et al.*, European Physical Journal C **15**, 1 (2000).
- [45] M.C. Gonzalez-Garcia e C. Pena-Garay. [arXiv:hep-ph/0306001](#); M. Maltoni, T. Schwetz, M.A. Tortola e J.W.F. Valle, [arXiv:hep-ph/0309130](#); G. L. Fogli, E. Lisi e A. Marrone, Nucl. Instrum. Meth. A **503**, 179 (2003); G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, A. Palazzo e A.M. Rotunno, [arXiv:hep-ph/0310012](#).
- [46] T. Ishida para a Colab. K2K, [arXiv:hep-ex/0008047](#).
- [47] OPERA Colab., em “*The OPERA ν_τ appearance experiment in the CERN-Gran Sasso neutrino beam*”, CERN/SPSC 98-25, SPSC/M612, LNGS-LOI 8/97 (1998).
- [48] V. Barger, S. Geer, R. Raja, e K. Whisnant, Phys. Lett. B **485**, 379 (2000); Phys. Rev. D **62**, 013004 (2000).
- [49] S. Pakvasa, Pramana **54**, 65 (2000).
- [50] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D **17**, 2369 (1978); *ibid.* D **20**, 2634 (1979).
- [51] M. M. Guzzo, A. Masiero e S. T. Petcov, Phys. Lett. B **260**, 154 (1991).
- [52] E. Roulet, Phys. Rev. D **44**, 935 (1991).
- [53] J. Schechter e J. W. F. Valle, Phys. Rev. D **22** 2227 (1980).
- [54] A. Zee, Phys. Lett. B **93**, 389 (1980); K. S. Babu, Phys. Lett. B **203**, 132 (1988); para uma revisão veja J. W. F. Valle, Prog. Part. Nucl. Phys. **26**, 91 (1991).
- [55] F. Zwirner, Phys. Lett. B **132**, 103 (1983); J. Ellis *et al.*, Phys. Lett. B **150**, 142 (1985); G. G. Ross e J. W. F. Valle, *ibid.* B **151**, 375 (1985).
- [56] R. N. Mohapatra e J. W. F. Valle, Phys. Rev. D **34**, 1642 (1986).
- [57] A. Zee na Ref. [54]; K. S. Babu, Phys. Lett. B **203**, 132 (1988).
- [58] C. S. Aulakh e N.R. Mohapatra, Phys. Lett. B **119**, 136 (1983); F. Zwirner, Phys. Lett. B **132**, 103 (1983); L. J. Hall e M. Suzuki, Nucl. Phys. B **231**, 419 (1984); J. Ellis *et al.*, Phys. Lett. B **150**, 14 (1985); G. G. Ross e J.W.F. Valle, Phys. Lett. B **151**, 375 (1985); R. Barbieri e A. Masiero, Phys. Lett. B **267**, 679 (1986).
- [59] A. M. Gago, M. M. Guzzo, H. Nunokawa, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, Phys. Rev. D **64**, 073003 (2001) [[arXiv:hep-ph/0105196](#)].
- [60] A. M. Gago, M. M. Guzzo, H. Nunokawa, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, em “*Future Tests on Non-Standard Neutrino Interactions*”, apresentado em “*TAUP 2001: Topics in Astroparticle and Underground Physics*”, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **110**, 407 (2002).
- [61] Colab. SNO, Q. R. Ahmad *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 071301 (2001) [[arXiv:nucl-ex/0106015](#)]; *ibid.* **89**, 011301 (2002) [[arXiv:nucl-ex/0204008](#)]; *ibid.* **89**, 011302 (2002) [[arXiv:nucl-ex/0204009](#)]. S. N. Ahmed *et al.*, [arXiv:nucl-ex/0309004](#).
- [62] P. Lipari e M. Lusignoli, Phys. Rev. D **60**, 013003 (1999) [[arXiv:hep-](#)

- ph/9901350]; G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone e G. Scioscia, Phys. Rev. D **60**, 053006 (1999) [arXiv: hep-ph/9904248]; N. Fornengo, M. Maltoni, R. Tomas Bayo e J. W. F. Valle, Phys. Rev. D **65**, 013010 (2002) [arXiv:hep-ph/0108043].
- [63] Z. Berezhiani e A. Rossi, Phys. Lett. B **535**, 207 (2002) [arXiv:hep-ph/0111137]; Colab. CHARM, J. Dorenbosch *et al.* Phys. Lett. B **180**, 303 (1986); Colab. CHARM II, P. Vilain *et al.*, Phys. Lett. B **335**, 246 (1994); Colab. NuTeV, G.P. Zeller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 091802 (2002) [arXiv:hep-ex/0110059].
- [64] S. Bergmann e Y. Grossman, Phys. Rev. D **59**, 093005 (1999); S. Bergmann, Y. Grossman, e D. M. Pierce, Phys. Rev. D **61**, 053005 (2000).
- [65] Z. Maki, M. Nakagawa, e S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28**, 870 (1962).
- [66] Veja, por exemplo, S. Bergmann, M. M. Guzzo, P. C. Holanda, P. I. Krastev, e H. Nunokawa, Phys. Rev. D **62**, 073001 (2000); M. M. Guzzo, H. Nunokawa, P. C. de Holanda, e O. L. G. Peres, Phys. Rev. D **64**, 097301 (2001).
- [67] R. Gandhi *et al.*, Astropart. Phys. **5**, 81 (1996).
- [68] M. C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, C. Peña-Garay, e J. W. F. Valle, Phys. Rev. D **63**, 033005 (2001).

Capítulo 4

- [1] Colab. Kamiokande, H. S. Hirata *et al.* Phys. Lett. B **205**, 416 (1988); *ibid.* **280**, 146 (1992); Y. Fukuda *et al.*, *ibid.* B **335**, 237 (1994).
- [2] Colab. IMB, R. Becker-Szendy *et al.* Phys. Rev. D **46**, 3720 (1992).
- [3] Colab. Soudan 2, W. W. M. Allison *et al.* Phys. Lett. B **391**, 491 (1997).
- [4] Colab. MACRO, M. Ambrosio *et al.*, Phys. Lett. B **434**, 45 (1998).
- [5] Colab. Super-Kamiokande, Y. Fukuda *et al.* Phys. Lett. B **433**, 9 (1998); Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998); Phys. Lett. B **436**, 33 (1989); M. Shiozawa, apresentado no “XX International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics”, Munique, Alemanha (2002), disponível em <http://neutrino2002-ph.tum.de>.
- [6] Colab. Homestake, K. Lande *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl) **77**, 13 (1999).
- [7] Colab. GALLEX, T. Kirsten *et al.*, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **77**, 35 (1999).
- [8] Colab. GNO, M. Altmann *et al.* Phys. Lett. B **490**, 16 (2000) [arXiv:hep-ex/0006034], E. Bellotti, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **91**, 44 (2001).

- [9] Colab. SAGE, J.N. Abdurashitov *et al.*, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **77**, 20 (1999).
- [10] Colab. Kamiokande, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1683 (1996).
- [11] Colab. Super-Kamiokande, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Lett. B **539**, 179 (2002); Phys. Rev. Lett. **81**, 1158 (1999), (E) **81**, 4279 (1998); *ibid.* **82**, 1810 (1999); *ibid.* **82**, 2430 (1999).
- [12] Colab. SNO, Q. R. Ahmad *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 071301 (2001) [arXiv:nucl-ex/0106015]; *ibid.* **89**, 011301 (2002) [arXiv:nucl-ex/0204008]; *ibid.* **89**, 011302 (2002) [arXiv:nucl-ex/0204009]; S. N. Ahmed *et al.*, arXiv:nucl-ex/0309004.
- [13] M. Apollonio *et al.* para a Colab. CHOOZ, Phys. Lett. B **420**, 397 (1998); *ibid.* B **466**, 415 (1999).
- [14] F. Boehm *et al.* para a Colab. Palo Verde, Phys. Rev. Lett. **84**, 3764 (2000); Phys. Rev. D **62**, 072002 (2000); *ibid.* **64**, 112001 (2001).
- [15] Colab. KamLAND, K. Eguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 021802 (2003) [arXiv:hep-ex/0212021].
- [16] Colab. CCFR, A. Romosan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2912 (1997); L. Ludovici para Colab. CHORUS, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **91**, 177 (2001); M. Mezzetto para Colab. NOMAD, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **91**, 184 (2001); K. Eitel, para Colab. KARMEN, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **91**, 191 (2001).
- [17] S. H. Ahn *et al.*, para a Colab. K2K, Phys. Lett. B **511**, 178 (2001); Phys. Rev. Lett. **90**, 041801 (2003).
- [18] S. P. Mikheyev e A. Smirnov, Yad. Fiz. **42**, 1441 (1985) [Sov. J. Nucl. Phys. **42**, 913 (1986)]; Nuovo Cim. C **9**, 17 (1986).
- [19] J. N. Bahcall, M. C. Gonzalez-Garcia e C. Peña-Garay, JHEP **0207**, 054 (2002); A. Bandyopadhyay *et al.*, Phys. Lett. B **540**, 14 (2002); V. Barger *et al.*, Phys. Lett. B **537**, 179 (2002); P. Aliani *et al.*, AIP Conf. Proc. **655**, 103 (2003) [arXiv:hep-ph/0211062]; P. C. de Holanda e A. Yu. Smirnov, Phys. Rev. D **66**, 113005 (2002); P. Creminelli, G. Signorelli e A. Strumia, JHEP **0105**, 052 (2001); G. L. Fogli *et al.*, Phys. Rev. D **66**, 053010 (2002); M. Maltoni *et al.*, Phys. Rev. D **67**, 013011 (2003).
- [20] A. M. Gago *et al.*, Phys. Rev. D **65**, 073012 (2002) [arXiv:hep-ph/0112060]; M. Guzzo *et al.*, Nucl. Phys. B **629**, 479 (2002) [arXiv:hep-ph/0112310].
- [21] G.L. Fogli e E. Lisi, Astropart. Phys. **3**, 185 (1995).
- [22] H. Nunokawa, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, Phys. Lett. B **562**, 28 (2003) [arXiv:hep-ph/0212202].
- [23] J. N. Bahcall, em “*Neutrino Astrophysics*”, pub. por Cambridge University Press, Cambridge, Inglaterra, 1989.

- [24] J. N. Bahcall, M. H. Pinsonneault e S. Basu, *Astrophys. J.* **555**, 990 (2001).
- [25] BOREXINO Colab., G. Alimonti *et al.*, *Astrop. Phys.* **16**, 205 (2002).
- [26] Colab. MINOS, em “*Neutrino Oscillation Physics at Fermilab: The NuMI-MINOS Project*”, relatório do Fermilab N° NuMI-L-375 (1998).
- [27] Colab. OPERA, em “*The OPERA ν_τ appearance experiment in the CERN-Gran Sasso neutrino beam*”, relatório N° CERN/SPSC 98-25, SPSC/M612, LNGS-LOI 8/97 (1998).
- [28] Colab. ICARUS, “*The ICARUS Experiment*”, relatório N° LNGS-P28/2001 LNGS-EXP 13/89 add.1/01, ICARUS-TM/2001, disponível em <http://pcnometh4.cern.ch/publications.html>.
- [29] V. Barger, S. Geer, R. Raja e K. Whisnant, *Phys. Rev. D* **63**, 113011 (2001); B. Richter, arXiv:hep-ph/0008222; Y. Itow *et al.*, arXiv:hep-ex/0106019.
- [30] S. Geer, *Phys. Rev. D* **57**, 6989 (1998); V. Barger, S. Geer e K. Whisnant, *Phys. Rev. D* **61**, 053004 (2000).
- [31] V. Barger, D. Marfatia, W. J. C. Teves, P. B. Wood e R. Zukanovick Funchal, *Phys. Rev. D* **65**, 053016 (2002) [arXiv:hep-ph/0110393].
- [32] J. Arafune, M. Koike e J. Sato, *Phys. Rev. D* **56**, 3093 (1997) [Erratum-ibid. *D* **60**, 119905 (1997)]; A. Cervera, A. Donini, M. B. Gavela, J. J. Gomez Cadenas, P. Hernandez, O. Mena e S. Rigolin, *Nucl. Phys. B* **579**, 17 (2000) [Erratum-ibid. *B* **593**, 731 (2000)]; M. Freund, *Phys. Rev. D* **64**, 053003 (2001).
- [33] V. Barger, K. Whisnant, S. Pakvasa e R. J. Phillips, *Phys. Rev. D* **22**, 2718 (1980).
- [34] A. Dziewonski and D. Anderson, *Phys. Earth Planet. Inter.* **25**, 297 (1981).
- [35] C. G. Arroyo, relatório do Fermilab N° NuMI-L-482 (1999).
- [36] G. L. Fogli, E. Lisi e A. Marrone, *Phys. Rev. D* **65**, 073028 (2002), [arXiv:hep-ph/0110089].
- [37] M.C. Gonzalez-Garcia e C. Pena-Garay, arXiv:hep-ph/0306001; M. Maltoni, T. Schwetz, M.A. Tortola e J.W.F. Valle, arXiv:hep-ph/0309130; G. L. Fogli, E. Lisi e A. Marrone, *Nucl. Instrum. Meth. A* **503**, 179 (2003); G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, A. Palazzo e A.M. Rotunno, arXiv:hep-ph/0310012.
- [38] D. A. Petyt, relatório do Fermilab N° NuMI-L-481 (1999).
- [39] Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata, *Progr. Theor. Phys.* **28**, 870 (1962).
- [40] J. Schechter e J. W. Valle, *Phys. Rev. D* **22**, 2227 (1980); *ibid.* **23**, 1666 (1981); *ibid.* **24**, 1883 (1981); [Erratum-ibid. *D* **25**, 283 (1982)].
- [41] S. M. Bilenky, J. Hosek e S. T. Petcov, *Phys. Lett. B* **94**, 495 (1980).
- [42] M. Doi *et al.*, *Phys. Lett. B* **102**, 323 (1981).
- [43] M. Doi, T. Kotani e E. Takasugi, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **83**, 1 (1985); T. Tomoda, *Rep. Prog. Phys.* **54**, 53 (1991).

- [44] J. Schechter e J. W. F. Valle, Phys. Rev. D **25**, 2951 (1982).
- [45] M. Hirsch, H. V. Klapdor-Kleingrothaus e S. G. Kovalenko, Phys. Rev. Lett. **75**, 17 (1995); Phys. Rev. D **53**, 1329 (1996); M. Hirsch e J. W. F. Valle, Nucl. Phys. B **557**, 60 (1999).
- [46] S. T. Petcov e A. Yu. Smirnov, Phys. Lett. B **322**, 109 (1994); S. M. Bilenky, C. Giunti, C. W. Kim e S. T. Petcov, Phys. Rev. D **54**, 4432 (1996); H. Minakata and O. Yasuda, Phys. Rev. D **56**, 1692 (1997); H. Minakata e O. Yasuda, Nucl. Phys. B **523**, 597 (1998); F. Vissani, JHEP **9906**, 022 (1999); S. M. Bilenky *et al.*, Phys. Lett. B **465**, 193 (1999); H. V. Klapdor-Kleingrothaus, H. Päs e A. Yu. Smirnov, Phys. Rev. D **63**, 073005 (2001); W. Rodejohann, Nucl. Phys. B **597**, 110 (2001); Y. Farzan, O. L. G. Peres e A. Yu. Smirnov, Nucl. Phys. B **612**, 59 (2001); S. M. Bilenky, S. Pascoli e S. T. Petcov, Phys. Rev. D **64**, 053010 (2001); *ibid.* **532**, 275 (2002); Falcone e F. Tramontano, Phys. Rev. D **64**, 077302 (2001); S. Pascoli, S. T. Petcov e L. Wolfenstein, Phys. Lett. B **524**, 319 (2002); W. Rodejohann, arXiv:hep-ph/0203214; F. Feruglio, A. Strumia and F. Vissani, Nucl. Phys. B **637**, 345 (2002) [Addendum-*ibid.* B **659**, 359 (2003)] [arXiv:hep-ph/0201291]; S. Pascoli e S. T. Petcov, Nucl. Phys. B **544**, 239 (2002); Phys. Atom. Nucl. **66**, 444 (2003) [arXiv:hep-ph/0111203].
- [47] H. Nunokawa, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, Phys. Rev. D **66**, 093010 (2002) [arXiv:hep-ph/0206137].
- [48] Por exemplo, os seguintes artigos também discutem e demonstram a relação entre o sinal do decaimento $0\nu\beta\beta$ e a escala de massa absoluta dos neutrinos e/ou fases de CP de Majorana, mas em contextos diferentes do que consideramos aqui em nosso estudo: V. Barger e K. Whisnant, Phys. Lett. B **456**, 194 (1999); H. Päs e T. J. Weiler, Phys. Rev. D **63**, 113015 (2001); P. Osland e G. Vigdel, Phys. Lett. B **520**, 143 (2001); V. Barger *et al.*, Phys. Lett. B **532**, 15 (2002); M. Frigerio e A. Yu. Smirnov, Nucl. Phys. B **640**, 233 (2002) [arXiv:hep-ph/0202247].
- [49] Colab. GENIUS, H. V. Klapdor-Kleingrothaus *et al.*, arXiv:hep-ph/9910205.
- [50] Colab. KATRIN, A. Osipowicz *et al.*, arXiv:hep-ex/0109033.
- [51] W.C. Haxton e G.J. Stephenson Jr., Progr. Part. Nucl. Phys. **12**, 409 (1984).
- [52] E. Caurier *et al.*, Nucl. Phys. A **654**, 973 (1999).
- [53] J. Engel *et al.*, Phys. Rev. C **37**, 731 (1988).
- [54] A. Staudt *et al.*, Europhys. Lett. **13**, 31 (1990).
- [55] A. Faessler e F. Simkovic, J. Phys. G **24**, 2139 (1998).
- [56] G. Pantis *et al.*, Phys. Rev. C **53**, 695 (1996).
- [57] Para uma revisão recente sobre o decaimento $0\nu\beta\beta$, veja S. R. Elliot e P. Vo-

- gel, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **52**, 115 (2002) [arXiv:hep-ph/0202264].
- [58] V. Barger e D. Marfatia, *Phys. Lett. B* **555**, 144 (2003), G. L. Fogli, *et al.*, *Phys. Rev. D* **67**, 073002 (2003) arXiv:hep-ph/0212127; M. Maltoni, T. Schwetz e J. W. F. Valle, *Phys. Rev. D* **67**, 093003 (2003) [arXiv:hep-ph/0212129]; A. Bandyopadhyay, *et al.*, *Phys. Lett. B* **559**, 121 (2003) [arXiv:hep-ph/0212146]; J. N. Bahcall, M. C. Gonzalez-Garcia e C. Peña-Garay, *JHEP* **0302**, 009 (2003).

Conclusões & Perspectivas

- [1] A. M. Gago, E. M. Santos, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, *Phys. Rev. D* **63**, 073001 (2001) [arXiv:hep-ph/0009222].
- [2] A. M. Gago, E. M. Santos, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, em “*Quantum Decoherence and Neutrino Oscillations*”, apresentado no “*International Europhysics Conference on High-Energy Physics (HEP 2001)*”, High energy physics hep2001/216 (2001).
- [3] E. Lisi, A. Marrone, e D. Montanino, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1166 (2000).
- [4] A. M. Gago, E. M. Santos, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, *Phys. Rev. D* **63**, 113013 (2001) [arXiv:hep-ph/0010092].
- [5] G.L. Fogli, E. Lisi e A. Marrone, *Phys. Rev. D* **67**, (093006) 2003 [arXiv:hep-ph/0303064].
- [6] M. Shiozawa para a Colab. Super-Kamiokande, seminário apresentado no “*XXth International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics*, Munique, Alemanha (2002), disponível em <http://neutrino2002.ph.tum.de>.
- [7] Colab. K2K, S. H. Ahn, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 041801 (2003); *Phys. Lett. B* **511**, 178 (2001).
- [8] A. M. Gago, M. M. Guzzo, H. Nunokawa, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, *Phys. Rev. D* **64**, 073003 (2001) [arXiv:hep-ph/0105196].
- [9] A. M. Gago, M. M. Guzzo, H. Nunokawa, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, em “*Future Tests on Non-Standard Neutrino Interactions*”, apresentado em “*TAUP 2001: Topics in Astroparticle and Underground Physics*”, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **110**, 407 (2002).
- [10] P. Huber, T. Schwetz e J. W. F. Valle, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 101804 (2002) [arXiv:hep-ph/0111224].
- [11] H. Nunokawa, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, *Phys. Lett. B* **562**, 28 (2003) [arXiv:hep-ph/0212202].
- [12] S. P. Mikheyev e A. Smirnov, *Yad. Fiz.* **42**, 1441 (1985) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **42**, 913 (1986)]; *Nuovo Cim. C* **9**, 17 (1986).

- [13] V. Barger, D. Marfatia, W. J. C. Teves, P. B. Wood e R. Zukanovick Funchal, Phys. Rev. D **65**, 053016 (2002) [arXiv:hep-ph/0110393].
- [14] V. Barger, S. Geer, R. Raja e K. Whisnant, Phys. Rev. D **63**, 113011 (2001); B. Richter, arXiv:hep-ph/0008222; Y. Itow *et al.*, arXiv:hep-ex/0106019.
- [15] H. Nunokawa, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, Phys. Rev. D **66**, 093010 (2002) [arXiv:hep-ph/0206137].
- [16] H. Nunokawa, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, arXiv:hep-ph/0308175, a ser publicado no JHEP.
- [17] J. Beacom e P. Vogel, Phys. Rev. D **58**, 053010 (1998) [arXiv:hep-ph/9802424]; *ibid.* D **58**, 093012 (1998) [arXiv:hep-ph/9806311]; J. Beacom, R. N. Boyd e A. Mezzacappa, Phys. Rev. D **63**, 073011 (2000) [arXiv:astro-ph/0010398]; T. Totani, Phys. Rev. Lett. **80**, 2039 (1998) [arXiv:astro-ph/9801104]; N. Arnaud *et al.*, Phys. Rev. D **65**, 033010 (2002) [arXiv:hep-ph/0109027]; E. Nardi e J. Zuluaga, arXiv:astro-ph/0306384.
- [18] G. Fuller, W. Haxton e G. McLaughlin, Phys. Rev. D **59**, 085005 (1999) [arXiv:astro-ph/9809164]; C. Lunardini e A. Smirnov, Nucl. Phys. B **616**, 307 (2001) [arXiv:hep-ph/0106149]; V. Barger *et al.*, Phys. Lett. B **547**, 37 (2002) [arXiv:hep-ph/0112125]; K. Takahashi e K. Sato, Prog. Theor. Phys. **109**, 919 (2003) [arXiv:hep-ph/0205070]; R. Schirato e G. Fuller, arXiv:astro-ph/0205390; A. Dighe *et al.*, arXiv:hep-ph/0303210.
- [19] F. Halzen, Phys. Rept. **333**, 349 (2000).
- [20] Colab. Boomerang, P. de Bernardis *et al.*, Nature **404**, 955 (2000) [arXiv:astro-ph/0004404]; S. Hanany *et al.*, Astrophys. J. **545**, L5 (2000) [arXiv:astro-ph/0005123]; N. W. Halverson *et al.*, Astrophys. J. **568**, 38 (2002) [arXiv:astro-ph/0104489].
- [21] C. L. Bennett *et al.*, Astrophys. J. Suppl. **148**, 1 (2003) [arXiv:astro-ph/0302207].
- [22] D. N. Spergel *et al.*, Astrophys. J. Suppl. **148**, 175 (2003) [arXiv:astro-ph/0302209].
- [23] O. Elgaroy *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 061301 (2002) [arXiv:astro-ph/0204152].
- [24] T. J. Pearson *et al.*, Astrophys. J. **591**, 556 (2003) [arXiv:astro-ph/0205388].
- [25] Colab. ACBAR, C. I. Kuo *et al.*, arXiv:astro-ph/0212289.
- [26] E. Kolb e M. Turner, em “*The Early Universe*”, pub. por Addison-Wesley (1990); M. Turner e J. A. Tyson, Rev. Mod. Phys. **71**, S145 (1999) [arXiv:astro-ph/9901113]; A. D. Dolgov, Phys. Rept. **370**, 333 (2002) [arXiv:hep-ph/0202122]; G. Raffelt, astro-ph/0302589.