UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física

SBI-IFUSP
305M810T3515

NEUTRINOS:
Arautos de Física Nova

Renata Zukanovich Funchal

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ex. 1
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
3515
INSTITUTO DE FÍSICA

São Paulo
2000

"Vers ceux qui entrent dans les mêmes fleuves affluent continûment des eaux toujours différentes"

(Héraclite d'Ephese)

Em memória de Ermelinda Seixas
e
Antoine Marie Zukanovich

Resumo

Exploramos fenomenologicamente dados experimentais recentes de neutrinos produzidos em aceleradores, em reatores nucleares, no Sol e na atmosfera terrestre, com o objetivo de perscrutar as fronterias da física fundamental.

Abstract

We phenomenologically explore the current neutrino data from accelerators, nuclear reactors, the Sun and the Earth's atmosphere, in order to investigate the frontiers of fundamental physics.

Agradecimentos

Gostaria de agradecer, de forma especial, a Vicente e a Orlando, colaboradores de longa data, por me acompanharem através desta grande aventura, que é o estudo da física de neutrinos.

Agradeço também a Alberto, Walter e Edivaldo, colaboradores mais recentes, pela paciência e compreensão que tiveram nos últimos meses. Devo dizer que o seu entusiasmo, afinco e dedicação, muito me inspiraram e foram, de certa forma, responsáveis por este texto.

A Marcelo, a Hiroshi e ao GEFAN : obrigada pelas discussões, comentários e sugestões.

Finalmente, agradeço à FAPESP e ao CNPq que têm, durante vários anos, dado apoio financeiro a este projeto.

Índice

1 Armadilhas para um *Poltergeist* **3**
1.1 Neutrinos Terrestres 3
1.1.1 Neutrinos de Reatores Nucleares 4
1.1.2 Neutrinos de Aceleradores 6
1.2 Neutrinos Celestes 6
1.2.1 Neutrinos do Sol 7
1.2.2 Neutrinos da Atmosfera 7

2 Mensageiros do Sabor **9**
2.1 Mistura e Massa 11
2.1.1 Mistura em Três Gerações 11
2.1.2 Mistura com um Singleto de Mão Direita 12
2.2 Violação de CP 14
2.3 Número de Neutrinos 16
2.4 Oscilação Induzida por Massa 18
2.5 Novas Correntes que Trocam Sabor 23

3 Mensageiros do Espaço-Tempo **26**

4 Mensageiros da Quântica **31**
4.1 Revisão do Formalismo de VMQ 32
4.2 Vínculos experimentais sobre VMQ 35

Lista de Figuras

1.1 Curvas de exclusão estabelecidas por alguns experimentos para os parâmetros de oscilação no vácuo em duas gerações. 5

2.1 Valores máximos permitidos para m_P compatíveis com os limites experimentais do decaimento $\beta\beta 0\nu$. 14
2.2 Regiões de $(\sin^2\theta_{12}, \Delta m^2_{12})$ permitidas pelos experimentos de neutrinos solares, sem efeito de matéria no Sol. 21
2.3 Regiões de $(\sin^2\theta_{12}, \Delta m^2_{12})$ permitidas pelos experimentos de neutrinos solares, com efeito de matéria no Sol. 22
2.4 Regiões permitidas no plano $\epsilon_\nu \times \epsilon'_\nu$ pelos dados de neutrinos atmosféricos. 25

3.1 Regiões permitidas pelas taxas totais medidas pelos experimentos solares para os parâmetros da solução baseada em VPE/VIL. 28
3.2 Regiões permitidas pelo espectro de energia de Super-Kamiokande para os parâmetros da solução baseada em VPE/VIL. 29
3.3 Regiões permitidas pela combinação de taxas totais e espectro para os parâmetros da solução baseada em VPE/VIL. 29
3.4 Espectro de energia para Super-Kamiokande para os parâmetros de melhor ajuste da solução baseada em VPE/VIL. 30

4.1 Limites para γ_0 no canal $\nu_\mu \to \nu_\tau$. 37
4.2 Limites para γ_0 no canal $\nu_e \to \nu_\mu$ (LM). 38
4.3 Limites para γ_0 no canal $\nu_e \to \nu_\mu$ (SM). 39
4.4 Limites para γ_0 no canal $\nu_e \to \nu_\tau$. 40

Lista de Tabelas

1.1 Taxas totais de neutrinos solares observadas pelos experimentos atuais. 7

2.1 Valores máximos do fator de Jarlskog para $\Delta m^2_{12} \sim 3.0 \times 10^{-3}$ eV^2 e $\Delta m^2_{32} \sim 0.27$ eV^2. 15
2.2 Valores máximos do fator de Jarlskog para $\Delta m^2_{12} \sim 3.0 \times 10^{-3}$ eV^2 e $\Delta m^2_{32} \sim 2.0$ eV^2. 15
2.3 Parâmetros de melhor ajuste, $\chi^2_{\rm min}$ e C.L. para a solução em duas gerações. 20
2.4 Parâmetros de melhor ajuste, $\chi^2_{\rm min}$ e C.L. para a solução em três gerações. 20

3.1 Valores dos parâmetros de melhor ajuste para a solução baseada em VPE/VIL para o problema dos neutrinos solares. . 28

Introdução

Os neutrinos têm tido, desde sua entrada em cena no início da década de 30, conseqüências profundas em nossa compreensão das forças da natureza. No passado, levaram à teoria de Fermi para o decaimento β, à natureza quiral das interações fracas, à descoberta das correntes neutras e participaram das primeiras indicações em favor do Modelo Padrão Eletrofraco. Neste final de século, os neutrinos apresentam-se novamente como nossos guias, indicando, talvez, a janela mais promissora que irá nos conduzir além das fronteiras do Modelo Padrão ou mesmo além das fronteira da física fundamental, tal qual nós a entendemos hoje.

A simples conjectura da existência de uma partícula de spin 1/2, carga elétrica zero e massa nula só poderia ser formulada em um mundo relativístico e quântico. Não é de se espantar que tal partícula possa servir de sonda deste mundo.

A dificuldade de medida tem sido a principal responsável pelo nosso desconhecimento profundo das características físicas destas partículas e de suas interações, muito embora hoje, acreditamos serem elas, depois dos fótons, as mais abundantes do universo. Estas dificuldades vêm sendo superadas pelo número crescente de experimentos precisos em aceleradores, reatores nucleares e envolvendo fontes naturais.

Os resultados das experiências com neutrinos atmosféricos [1, 2] e solares [3, 4, 5, 6, 7] indicam hoje, sem sombra de dúvida, que conversões de sabor no setor leptônico devem de fato ocorrer na natureza. Somam-se a estas evidências os resultados das experiências de acelerador LSND [8], que publicou ter observado troca de sabor nos canais $\nu_\mu \to \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$ e K2K [9], que parece ter registrado dados compatíveis com o desaparecimento de ν_μ. Evidentemente, estes últimos resultados precisarão ser confirmados ou refutados no futuro.

Embora a conversão de sabor deva ter origem em algum mecanismo de

interferência quântica, este mecanismo está longe de ser único.

Como mostraremos ao longo deste trabalho, há vários tipos de mecanismos que podem provocar troca de sabor, sempre resultando de alguma alteração da física usual. Os mais populares são os de origem eletrofraca [10, 11, 12, 13], que implicam em algum tipo de modificação do Modelo Padrão, seja pela mudança do conteúdo de partículas, seja pela introdução de novas interações. Há entretanto, mecanismos que têm origem na ruptura de princípios físicos básicos, como os que envolvem quebra da estrutura espaço-temporal da relatividade [14, 15] ou violação de fundamentos da física quântica [16, 17].

Nossa proposta aqui foi explorar os dados experimentais de neutrinos de forma a sondar a natureza *vis-à-vis* destes mecanismos, procurando obter dela alguma pista sobre a dinâmica dos processos de troca de sabor e, principalmente, limites estritos sobre física não padrão e sobre quebra de alguns princípios elementares que permeiam a física moderna.

Um longo caminho foi precorrido desde a primeira proposta de deteção dos neutrinos do Sol, feita por B. Pontecorvo em 1946 [18]. Os três tipos de neutrinos auto-estados de interação, ν_e, ν_μ e ν_τ, já foram observados diretamente e há diversas evidências de que eles trocam de sabor ao se propagarem. A obsevação, praticamente casual, de neutrinos provenientes da explosão da supernova 1987A inaugurou uma nova era para a área, deu respaldo para os experimentos em tempo real e provocou o nascimento da astronomia de neutrinos. Atualmente, discutimos seriamente a construção de fábricas de neutrinos cujas distâncias entre os pontos de produção e de deteção são comparáveis ao diâmetro da Terra. Não mais parece um sonho maluco acreditar que um dia, em um futuro não muito longínquo, possamos detectar pela primeira vez os neutrinos cosmológicos, de cerca de 10^{-4} eV, relíquias da infância do nosso Universo. Quem pode adivinhar qual a mensagem que eles nos trarão ?

Este projeto não se encerra aqui, apenas começa. Certamente, os novos dados dos muitos experimentos presentes e futuros [1] deverão, em breve, trazer ainda mais informações para nos ajudar a desvendar os mistérios que parecem sempre rodiar estes verdadeiros arautos de física nova.

[1] Uma lista dos experimentos em andamento e futuros pode ser encontrada em http://neutrinos.if.usp.br/gefan/textos/neutrinos/experiencias.html.

Capítulo 1

Armadilhas para o *Poltergeist*: Experimentos com Neutrinos

Há cerca de meio século atrás, muitos eram os físicos que acreditavam que o neutrino era uma partícula que, pelas suas características físicas singulares, nunca chegaria a ser medida experimentalmente. Tanto isso é verdade que a primeira experiência de Reines e Cowan foi denominada de projeto *Poltergeist*. Hoje no entanto, a deteção dos neutrinos já transformou-se em um fato corriqueiro que não espanta a mais ninguém. Neutrinos e anti-neutrinos, dos três sabores previstos, já foram observados por diversos detectores.

A capacidade dos neutrinos de servirem de mensageiros de propriedades físicas novas, como tentaremos mostrar no decorrer deste trabalho, justifica a proliferação dos experimentos presentes e futuros envolvendo direta ou indiretamente a sua deteção.

Discutiremos aqui, de forma sucinta, os tipos de dados experimentais que utilizamos no nosso estudo. De maneira geral, fizemos nossas análises com dois tipos de fontes de neutrinos: terrestres e celestes.

1.1 Neutrinos Terrestres

Neutrinos terrestres são aqueles produzidos em reatores nucleares ou em aceleradores de partículas criados pela mão humana. A maioria dos dados que utilizamos são provenientes das chamadas experiências de oscilação. Estas experiências são classificadas em duas categorias:

(a) *Experiências de Aparecimento*: neste tipo de experiências, neutrinos de

um determinado sabor são produzidos por um acelerador e procura-se detectar o aparecimento de um outro sabor de neutrino, a uma certa distância da região de produção, aonde se encontra o detector. Como este novo sabor, em geral, não pode ser produzido pelo acelerador a sua observação significaria que os neutrinos estariam sofrendo conversão de sabor no caminho entre a fonte e o detector.

(b) *Experiências de Desaparecimento*: nestas experiências, neutrinos de um determinado sabor são produzidos por um acelerador ou um reator nuclear e procura-se detectar este mesmo sabor de neutrino a uma certa distância da região de produção, aonde se encontra o detector. Neste tipo de experiência, tenta-se estabelecer a oscilação de sabor pela observação do desaparecimento dos neutrinos produzidos.

Embora muitas experiências de oscilação dos dois tipos já tenham sido realizadas, as únicas que até hoje apresentaram evidências positivas de conversão de sabor são: a experiência de aparecimento de Los Alamos, a LSND [8] que observou dados consistentes com oscilação $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e independentemente, $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ [8] e a experiência de desaparecimento K2K que em meados deste ano anunciou resultados que corroboram com o desaparecimento de ν_μ [9]. Todas as demais, não tendo observado nem o aparecimento nem o desaparecimento de neutrinos, são capazes apenas de estabelecer limites sobre probabilidades de conversão e indiretamente vínculos sobre os parâmetros de mistura [19]. Mostramos, na Fig. 1.1, alguns exemplos de curvas de exclusão que foram obtidas desta forma.

1.1.1 Neutrinos de Reatores Nucleares

Reatores nucleares são fontes muito intensas e puras de $\bar{\nu}_e$ ($\sim 10^{20}$ $\bar{\nu}_e$/GW/s) de energia relativamente baixa ($\sim$ 3 MeV). Podendo ser sensíveis a valores de Δm^2 bastante pequenos usando distâncias entre fonte e detector que variam de algumas dezenas de metros a até algumas centenas de quilômetros.

Experimentos, como Gösgen [20] e Bugey [21], tiveram seus detectores localizados a apenas algumas dezenas de metros do reator nuclear, enquanto que outros como CHOOZ e Palo Verde, a cerca 1 km da fonte. O experimento japonês KamLAND [22], que deverá iniciar tomada de dados no próximo ano, trabalhará com vários reatores nucleares produzindo neutrinos simultaneamente, localizados à uma distância média de 250 km do detector.

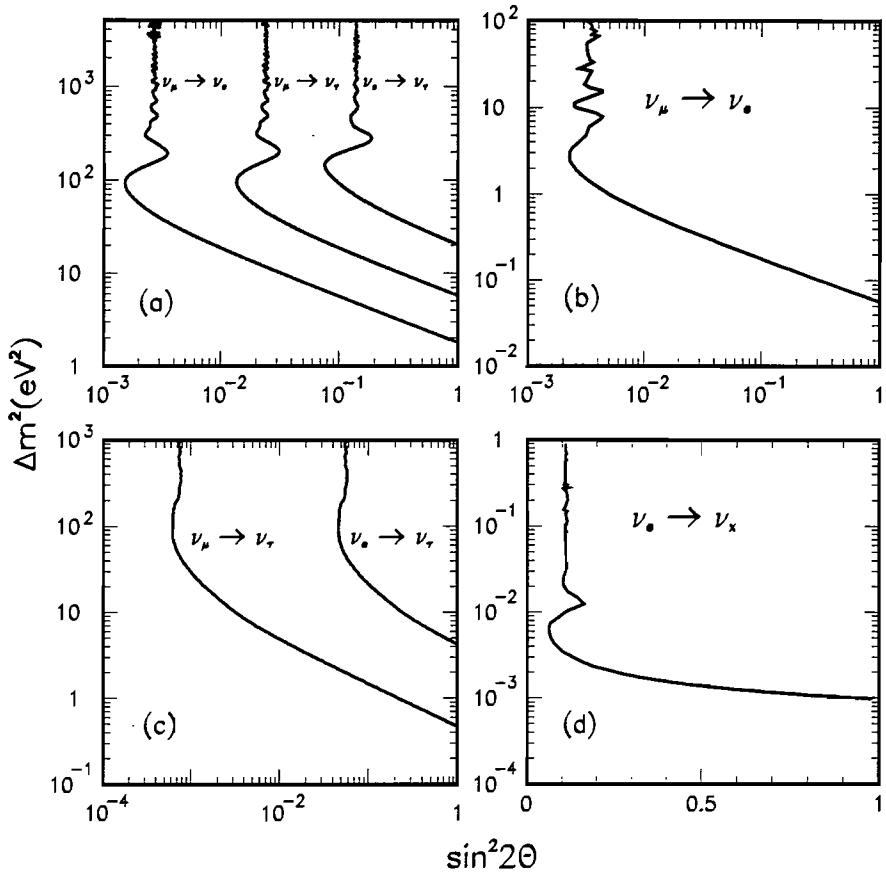

Figura 1.1: Curvas de exclusão estabelecidas pelos experimentos CCFR (a), E776 (b), CHORUS (c) e CHOOZ (d) para os parâmetros de oscilação no vácuo em duas gerações. As regiões excluidas a 90 % de C.L. encontram-se à direita de cada curva.

O limite mais significativo obtido por este tipo de experiência de oscilação até o presente momento foi o estabelecido pela colaboração CHOOZ [23], veja a Fig. 1.1 (d). Este limite analisado em conjunto com os dados de neutrinos atmosféricos exclui a possibilidade de haver uma mistura grande entre ν_e e ν_τ no contexto de oscilação induzida por massa em três gerações [24, 25].

1.1.2 Neutrinos de Aceleradores

Estudamos dados experimentais de neutrinos produzidos em aceleradores: (a) por decaimentos de léptons, hádrons e bósons vetoriais e (b) como feixe em experimentos de oscilação.

Nas experiências de decaimento, não há deteção dos neutrinos produzidos, sua presença é inferida por conservação de momento-energia. Nas experiências de oscilação, neutrinos são detectados através de sua interação com o material do detector.

Os principais experimentos de oscilação em acelerador que analisamos, os canais de oscilação investigados pelo experimento e suas características médias, em termos de comprimento de oscilação (L) e energia do neutrino (E), foram:

E776 [26] – $\nu_\mu \to \nu_e$ – $L \sim 1$ km e $E \sim 1$ GeV;

LSND [8] – $\nu_\mu \to \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$ – $L \sim 30$ m e $E \sim 40$ MeV;

CCFR [27] – $\nu_\mu \to \nu_\tau$, $\nu_\mu \to \nu_e$ e $\nu_e \to \nu_\tau$ – $L \sim 1.4$ km e $E \sim 200$ GeV;

CHORUS [28] – $\nu_\mu \to \nu_\tau$ e $\nu_e \to \nu_\tau$ – $L \sim 0.8$ km e $E \sim 26$ GeV e

K2K [9] – $\nu_\mu \to \nu_\tau$ – $L \sim 250$ km e $E \sim 2$ GeV.

1.2 Neutrinos Celestes

Neutrinos são igualmente produzidos por fontes naturais celestes. Exemplos de neutrinos deste segundo tipo são os provenientes das reações de fusão nuclear no Sol, os chamados neutrinos solares, e os formados dentro de chuveiros de partículas produzidos no topo da atmosfera terrestre, pela colisão de partículas cósmicas com átomos da atmosfera, denominados neutrinos atmosféricos.

Experimento	Taxa Observada	Ref.	BP98 [29]	Unidade
Homestake	2.56 ± 0.23	[3]	$7.7^{+1.2}_{-1.0}$	SNU
SAGE	75.4 ± 7.6	[5]	129^{+8}_{-9}	SNU
Gallex/GNO	74.1 ± 6.8	[4, 6]	129^{+8}_{-9}	SNU
Super-Kamiokande	0.465 ± 0.015	[7]	$1.00^{+0.19}_{-0.14}$	5.15×10^6 cm^{-2}s^{-1}

Tabela 1.1: Taxas totais de neutrinos solares observadas por Homestake, SAGE, Gallex/GNO e Super-Kamiokande e previsões teóricas do Modelo Padrão Solar de Bahcall e Pinsonneault [29] (BP98). Para Super-Kamiokande, mostramos a razão do fluxo observado sobre o previsto pelo Modelo Padrão Solar.

1.2.1 Neutrinos do Sol

Neutrinos do elétron são produzidos copiosamente pelo Sol por cadeias de reações de fusão nuclear (*pp*, *pep*, ^{8}B, ^{7}Be, CNO, etc.). Estes neutrinos, que têm energia máxima em torno de 15 MeV, vem sendo observados por experimentos na Terra há mais de 30 anos. Todos os experimentos de neutrinos solares acusam um déficit de neutrinos significativo com respeito as espectativas dos Modelos-Padrão Solares [29, 30].

Estudamos os dados de cinco experimentos solares: Homestake [3], Gallex [4], SAGE [5], GNO [6] e Super-Kamiokande [7]. O experimento pioneiro, Homestake, por ter um limiar de energia de 0.814 MeV [30] é principalmente sensível aos neutrinos do ^{8}B ($\sim$ 76 % da contribuição total), mas pode detectar também neutrinos do ^{7}Be ($\sim$ 15 %). Os detectores de gálio (Gallex, SAGE, GNO) têm o menor limiar de energia, 0.233 MeV [30], e medem neutrinos do *pp* ($\sim$ 54 %), do ^{7}Be ($\sim$ 27 %) e do ^{8}B ($\sim$ 10 %). Super-Kamiokande cujo limiar de energia é $E_e = 5.5$ MeV, onde E_e é a energia total do elétron de recuo, mede apenas neutrinos do ^{8}B. Veja na Tabela 1.1 um resumo do status do problema dos neutrinos solares de acordo com os últimos resultados destes experimentos.

1.2.2 Neutrinos da Atmosfera

Neutrinos atmosféricos são produzidos pela interação de raios cósmicos primários com partículas da atmosfera terrestre. Os chuveiros hadrônicos resultantes destas interações produzem ν_e ($\bar{\nu}_e$) e ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) através dos decaimentos $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$ ($\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu$) seguido de $\mu^+ \to e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$

($\mu^- \to e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$). A razão do fluxo de $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ sobre o fluxo de $\nu_e + \bar{\nu}_e$, $R \equiv (\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$, é portanto grosso modo prevista em torno de 2.

Esta razão R é determinada teoricamente dentro de uma incerteza de 5% [31, 32] e seu valor pode ser comparado com dados experimentais. Todavia, as medidas experimentais são normalmente apresentadas como uma razão dupla $R' = R_{\text{dados}}/R_{\text{MC}}$, onde o numerador é a razão entre o número de eventos tipo-μ sobre o número de eventos tipo-e medidos pelo experimento e o denominador a mesma razão esperada por simulação Monte Carlo. Esta razão das razões cancela em grande parte as incertezas teóricas e experimentais, esperando-se $R' = 1$ para o caso em que o Monte Carlo esteja modelando adequadamente a física que está sendo observada. Medidas de valores de R' significativamente inferiores a um (~ 0.68) têm sido relatadas por diversos experimentos [1].

Em 1998, Super-Kamiokande [2] mostrou que enquanto a razão entre o número de eventos tipo-e medido e esperado parece não variar com o ângulo zenital, a razão entre o número de eventos tipo-μ medido e esperado varia indiscutivelmente com o ângulo. Este resultado surpreendente foi imediatamente interpretado em termos de oscilação $\nu_\mu \to \nu_\tau$ e vem sendo, desde então, citado como a maior evidência experimental de que neutrinos têm massa não nula.

Capítulo 2

Mensageiros do Sabor: Testes da Física Eletrofraca

Neutrinos, segundo o Modelo Padrão Eletrofraco (MPE) [33], são férmions de spin 1/2, carga eletromagnética nula, massa nula e número leptônico um, que interagem apenas fracamente. Para o MPE, neutrinos (anti-neutrinos) são partículas de mão esquerda (direita) que aparecem na natureza em três sabores distintos : ν_e ($\bar{\nu}_e$) – o neutrino (anti-neutrino) do elétron, ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) – o neutrino (anti-neutrino) do múon e ν_τ ($\bar{\nu}_\tau$) – o neutrino (anti-neutrino) do tau.

Os neutrinos/anti-neutrinos auto-estados de sabor interagem com os bósons $W^\pm$ e Z^0 de forma que o sabor leptônico é conservado. Estes neutrinos coincidem com os neutrinos auto-estados de massa nula, de forma que não há mistura no setor leptônico do MPE, diferente do que ocorre no setor de quarks. Não havendo mistura, não há possibilidade de oscilação de sabor, nem de violação de CP via matriz de mistura pelo mecanismo de Cabibbo-Kobaiashi-Maskawa (CKM) [34].

Por não possuirem massa, os neutrinos do MPE gozam de uma fenomenologia bastante trivial.

No entanto, como sabemos, as massas das partículas de matéria do MPE não são calculáveis, são parâmetros livres do modelo, colocados à mão através dos acoplamentos de Yukawa com o campo de Higgs, cujos valores físicos devem ser estabelecidos experimentalmente. A razão de se considerar neutrinos como partículas fermiônicas de massa nula no MPE advém de um preconceito histórico.

W. Pauli propôs o neutrino, em 1930, para resolver o problema da conser-

vação de momento-energia no decaimento radioativo β. O neutrino de Pauli, que hoje sabemos ser o $\bar{\nu}_e$, deveria ter massa muito pequena. Este neutrino foi observado pela primeira vez apenas em 1956, em uma experiência realizada junto ao reator nuclear de Savannah River nos E.U.A., que funcionava como fonte abundante de neutrinos via $n \to p + e^- + \bar{\nu}_e$. A observação foi feita através do decaimento β inverso: $\bar{\nu}_e + p \to n + e^+$.

Após o descobrimento do múon, a existência de um segundo neutrino, o ν_μ, parecia quase certa. Em 1962, este segundo neutrino foi descoberto usando o decaimento do píon ($\pi^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu$) como fonte e o decaimento β inverso $\bar{\nu}_\mu + p \to n + \mu^+$ como método de deteção.

Em 1975, o lépton tau foi descoberto no SLAC, seus decaimentos exibindo o mesmo problema de energia faltante do decaimento β que levou Pauli a prever a existência do neutrino. A existência de um terceiro neutrino, associado ao tau, foi então inferida. Este último neutrino foi observado experimentalmente pela primeira vez em julho deste ano pela experiência DONUT do Fermilab.

Como vemos, neutrinos foram ao longo dos anos produzidos e observados experimentalmente através da interação fraca mediada por corrente carregada. Percebeu-se que para haver conservação de momento angular nestes processos neutrinos (anti-neutrinos) sempre precisavam aparecer como partículas de mão esquerda (direita). Logo inferiu-se que os neutrinos deveriam ser partículas de mão esquerda e anti-neutrinos partículas de mão direita e, neste caso, de massa nula.

Sabemos hoje que a corrente carregada eletrofraca é quiral, ela acopla apenas as componentes de mão esquerda das partículas e de mão direita das anti-partículas. Neste caso, mesmo que os neutrinos tenham uma componente de mão direita, esta não apareceria no processo de produção ou deteção via corrente carregada. Não há necessidade nenhuma dos neutrinos serem partículas com uma única quiralidade, podendo possuir, como qualquer campo fermiônico, duas componentes quirais. Logo, os neutrinos podem ter massa exatamente como os demais férmions do MPE.

Na hipótese de possuirem massa não nula, os neutrinos podem ser tanto férmions de Dirac como de Majorana [35], sendo que no segundo caso o número de neutrinos auto-estados de massa pode ser superior ao número de neutrinos auto-estados de interação. Podem assim existir, além dos neutrinos ativos (ν_e, ν_μ, ν_τ), um ou mais neutrinos estéreis (ν_{s_1}, ν_{s_2}, ν_{s_3}, ...), partículas que não se acoplariam nem com o Z^0 nem com o $W^\pm$.

Neutrinos ainda podem estar sujeitos a novas interações, ainda mais fracas

que as mediadas pelas correntes carregada e neutra do MPE.

Estas novas possibilidades podem levar à existência de uma nova fenomenologia no setor leptônico que temos tentado investigar usando diversos tipos de dados experimentais.

2.1 Mistura e Massa

Uma das conseqüências de mistura no setor leptônico é que auto-estados de massa e de interação fraca não são equivalentes. Isto implica, entre outras coisas, que os limites na massa dos neutrinos estabelecidos investigando processos de decaimento fraco, têm que ser entendidos com certa cautela.

Investigamos as conseqüências fenomenológicas das duas hipóteses mais simples de modificação no setor leptônico do MPE : 1) introdução de três singletos de mão direita de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, um para cada neutrino de sabor; 2) introdução de um único singleto de mão direita.

2.1.1 Mistura em Três Gerações

Consideramos aqui que os três neutrinos ativos auto-estados de sabor (ν_e, ν_μ e ν_τ), são superposições de três neutrinos auto-estados de massa (ν_1, ν_2 e ν_3). Explicitamente:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{e1} & V_{e2} & V_{e3} \\ V_{\mu 1} & V_{\mu 2} & V_{\mu 3} \\ V_{\tau 1} & V_{\tau 2} & V_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}, \tag{2.1}$$

onde $V_{\alpha i}$, $\alpha = e, \mu, \tau$ e $i = 1, 2, 3$, são os elementos da matriz unitária, usualmente parametrizada por três ângulos de mistura e uma fase e conhecida como matriz de Maki-Nakagawa-Sakata [11].

Neste contexto, estudamos os efeitos desta mistura na largura parcial dos decaimentos do μ, dos decaimentos leptônicos do τ e do π e do decaimento invisível do Z^0. Uma série de vínculos para as massas e ângulos de mistura foram obtidos [36]. Este nosso trabalho foi citado como referência na edição 2000 do *Review of Particle Physics* [37].

Em particular, discutimos como os limites experimentais para as massas dos neutrinos devem ser interpretados no contexto de mistura. Mostramos que o limite $m_{\nu_\tau} < 24$ MeV pode ser compatível, devido à mistura, com uma massa m_3 que pode chegar mesmo a uma centena de MeV [36, 38].

2.1.2 Mistura com um Singleto de Mão Direita

Nós investigamos alguns processos eletrofracos à luz da mais simples extensão do MPE que contém um neutrino de mão direita singleto de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ adicionado ao conteúdo de partículas do modelo [39]. Para esta extensão, a forma mais geral da matriz de massa é

$$\mathcal{L}_\nu^M = -\sum_{\alpha=e,\mu,\tau} a_\alpha \overline{\nu_\alpha}_L N_R - \frac{1}{2} M \overline{N_R^c} N_R + H.c. \tag{2.2}$$

onde os campos dos neutrinos de mão esquerda são os dos auto-estados de sabor usuais e já assumimos que os léptons carregados estão diagonalizados. Neste modelo, existem, a nível de árvore, quatro neutrinos físicos: ν_1, ν_2, ν_P e ν_F, os dois primeiros de massa nula ($m_1 = m_2 = 0$) e os dois últimos são neutrinos de Majorana com massas

$$m_P = \frac{1}{2}(\sqrt{M^2 + 4a^2} - M) \quad \text{e} \quad m_F = \frac{1}{2}(\sqrt{M^2 + 4a^2} + M), \tag{2.3}$$

onde $a^2 = a_e^2 + a_\mu^2 + a_\tau^2$.

Em termos dos campos físicos, as interações via corrente carregada podem ser escritas como [39]

$$\mathcal{L}^{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \overline{\nu_1} & \overline{\nu_2} & \overline{\nu_P} & \overline{\nu_F} \end{pmatrix}_L \gamma^\mu \Phi R \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \\ 0 \end{pmatrix}_L W_\mu^+ + H.c., \tag{2.4}$$

onde $\Phi = diag(1, 1, i, 1)$ e R é a matriz

$$\begin{pmatrix} R_{e1} & R_{\mu 1} & R_{\tau 1} & R_{01} \\ R_{e2} & R_{\mu 2} & R_{\tau 2} & R_{02} \\ R_{eP} & R_{\mu P} & R_{\tau P} & R_{0P} \\ R_{eF} & R_{\mu F} & R_{\tau F} & R_{0F} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_\beta & -s_\beta s_\gamma & -s_\beta c_\gamma & 0 \\ 0 & c_\gamma & -s_\gamma & 0 \\ c_\alpha s_\beta & c_\alpha c_\beta s_\gamma & c_\alpha c_\beta c_\gamma & -s_\alpha \\ s_\alpha s_\beta & s_\alpha c_\beta s_\gamma & s_\alpha c_\beta c_\gamma & c_\alpha \end{pmatrix}. \tag{2.5}$$

Na Eq. (2.5), c e s representam o seno e o cosseno dos argumentos respectivos. Os ângulos α, β e γ são definidos no primeiro quadrante e são relacionados aos parâmetros de massa como

$$s_\alpha = \sqrt{m_P/(m_P + m_F)}, \tag{2.6}$$

$$s_\beta = a_e/a,\ c_\beta s_\gamma = a_\mu/a,\ c_\beta c_\gamma = a_\tau/a. \tag{2.7}$$

A escolha de parametrização é tal que para $\alpha = \beta = \gamma = 0$, $\nu_1 \to \nu'_e$, $\nu_2 \to \nu'_\mu$ e $\nu_P \to \nu'_\tau$.

As interações via corrente neutra podem ser escritas como [39]

$$\mathcal{L}^{NC} = \frac{g}{4\cos\theta_W} \left(\overline{\nu_1} \ \ \overline{\nu_2} \ \ \overline{\nu_P} \ \ \overline{\nu_F} \right)_L \gamma^\mu \, U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_P \\ \nu_F \end{pmatrix}_L Z_\mu + H.c, \tag{2.8}$$

onde

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c_\alpha^2 & ic_\alpha s_\alpha \\ 0 & 0 & -ic_\alpha s_\alpha & s_\alpha^2 \end{pmatrix}. \tag{2.9}$$

Existem quatro parâmetros independentes que podem ser vinculados com os dados experimentais.

Entre os processos eletrofracos que analisamos estão o decaimento do múon, os decaimentos leptônicos do tau, os decaimentos semileptônicos do píon e do káon e a largura invisível do Z^0. Vínculos para os valores das massas dos neutrinos e dos ângulos de mistura compatíveis com esses dados experimentais foram obtidos. Como no caso deste modelo, os neutrinos são partículas de Majorana conseguimos restringir ainda mais os parâmetros de mistura impondo o limite experimental mais recente para a não observação do duplo decaimento β sem neutrinos. Detalhes sobre estas análises e os vínculos obtidos estão descritos na Ref. [40].

Encontramos que o valor mais elevado ainda permitido pelos dados eletrofracos para a massa do neutrino mais leve, m_P, é de cerca de 40 MeV. No caso de $m_F > 40$ MeV, os limites experimentais para o duplo decaimento β sem neutrinos permitem colocar restrições ainda mais severas sobre o valor de m_P (veja a Fig. 2.1).

Em um artigo recente, A. D. Dolgov *et al.* [41] estabelecem limites sobre o ângulo de mistura, $\sin^2\theta$, entre neutrinos ativos e estéril, em função da massa do neutrino estéril (M_s). Estes limites foram obtidos confrontando um cenário de três neutrinos ativos e um estéril com a nucleosíntese após o Big-Bang e os dados de neutrinos coletados depois da explosão da supernova 1987A. Estes vínculos podem ser combinados com os nossos limites

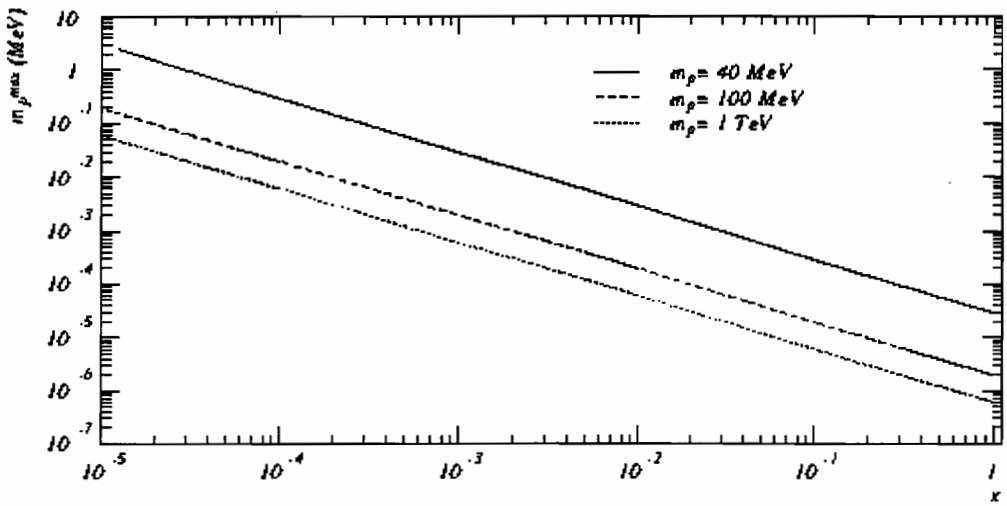

Figura 2.1: Valores máximos permitidos para m_P como função de $x = \sin^2\beta$ para três valores diferentes de m_F compatíveis com os limites experimentais do duplo decaimento β sem neutrinos.

de laboratório implicando em uma faixa permitida para o ângulo de mistura bastante restrita. Comparando nossa notação com a da Ref. [41] vemos que: $M_s = m_F$ e $\sin^2\theta = \sin^2\alpha$. Assim, segundo os nossos resultados para a mistura $\nu_\tau - \nu_s$, temos uma região permitida definida pelos extremos : $\sin^2\theta < 0.5$ para $M_s = 10$ MeV e $\sin^2\theta < 0.029$ para $M_s = 100$ MeV. Para a mistura $\nu_e - \nu_s$, nossos vínculos implicam: $\sin^2\theta < 0.23$ para $M_s = 10$ MeV e $\sin^2\theta < 0.00029$ para $M_s = 100$ MeV. Confira com a Fig. 1 da Ref. [41].

2.2 Violação de CP

A experiencia KTeV recentemente confirmou que $\mathrm{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ não é nula [42], estabelecendo finalmente que violação de CP direta realmente ocorre no sistema de káons. Este resultado aparece como mais uma evidência de que a origem da violação de CP é a fase não nula da matriz de mistura CKM [34]. Este fato torna ainda mais interessante investigar se um efeito similar também não ocorre no setor leptônico.

Assumindo três gerações de neutrinos massivos e tomando como escalas

$4 \times J_{CP}^{\max}$	$4 \times J_{CP}^{\max} / \sin\delta$	$\sin\delta$
0.0011	0.0044	0.2588
0.0024	0.0048	0.5000
0.0032	0.0045	0.7071
0.0046	0.0053	0.8660
0.0052	0.0054	0.9659
0.0052	0.0052	1.0000

Tabela 2.1: Valores máximos para o fator de Jarlskog obtidos para valores diferentes de $\sin\delta$ com $\Delta m_{12}^2 \sim 3.0 \times 10^{-3}$ eV^2 e $\Delta m_{32}^2 \sim 0.27$ eV^2.

de massa $\Delta m_{21}^2 \sim 3 \times 10^{-3}$ eV^2 e $\Delta m_{32}^2 \sim 0.4$ eV^2, a primeira da ordem que soluciona o problema dos neutrinos atmosféricos [1, 2] e a segunda na faixa compatível com os resultados de LSND [8], investigamos os valores máximos ainda permitidos para o chamado fator de Jarlskog [43] como função da fase δ de violação de CP em vista dos diversos limites experimentais recentes de experimentos de oscilação de neutrinos. Nossos resultados principais encontram-se nas Tabelas 2.1 e 2.2. Os detalhes deste trabalho foram apresentados na Ref. [44].

$4 \times J_{CP}^{\max}$	$4 \times J_{CP}^{\max} / \sin\delta$	$\sin\delta$
0.0010	0.0041	0.2588
0.0021	0.0042	0.5000
0.0031	0.0044	0.7071
0.0038	0.0043	0.8660
0.0042	0.0044	0.9659
0.0043	0.0043	1.0000

Tabela 2.2: Valores máximos para o fator de Jarlskog obtidos para valores diferentes de $\sin\delta$ com $\Delta m_{12}^2 \sim 3.0 \times 10^{-3}$ eV^2 e $\Delta m_{32}^2 \sim 2.0$ eV^2.

No vácuo, podemos definir o observável ΔP como

$$\begin{aligned} \Delta P(\alpha,\beta) &= P(\overline{\nu}_\alpha \to \overline{\nu}_\beta) - P(\nu_\alpha \to \nu_\beta), \\ &= 4J_{CP}\,(\sin\triangle_{12} + \sin\triangle_{23} + \sin\triangle_{31}), \end{aligned} \tag{2.10}$$

onde $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$ e

$$\triangle_{ij} = 2.54 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{1\text{eV}^2}\right) \left(\frac{L}{\text{km}}\right) \left(\frac{1\text{GeV}}{E}\right), \; i, j = 1, 2, 3; \tag{2.11}$$

onde $\Delta m_{ij}^2 = m_j^2 - m_i^2$ e o fator invariante de Jarlskog [43]

$$J_{CP} = c_{13}^2 s_{13} c_{12} s_{12} c_{23} s_{23} \sin\delta. \tag{2.12}$$

Das Eqs. (2.10)-(2.12), vemos que $\Delta P(\mu, e) = \Delta P(\mu, \tau) = \Delta P(e, \tau)$ de forma que podemos simplesmente usar ΔP.

Por outro lado, podemos definir um outro observável, $\text{A}(\alpha, \beta)_{CP}$, que depende do canal de oscilação específico (α, β)

$$\text{A}(\alpha, \beta)_{CP} = \frac{P(\overline{\nu}_\alpha \to \overline{\nu}_\beta) - P(\nu_\alpha \to \nu_\beta)}{P(\overline{\nu}_\alpha \to \overline{\nu}_\beta) + P(\nu_\alpha \to \nu_\beta)}. \tag{2.13}$$

Caso CP seja violada no setor leptônico, estes observáveis não devem ser nulos. Estimamos os valores máximos de ΔP, $\text{A}(\mu, e)_{CP}$ e $\text{A}(\mu, \tau)_{CP}$, ainda permitidos pelos experimentos que analisamos, como função de L/E para guiar os experimentos futuros. Este estudo que está detalhado na Ref. [44], mostra que valores em torno de 1% para ΔP ainda estão permitidos.

2.3 Número de Neutrinos

Um dos resultados experimentais mais importantes dos detectores do LEP foi o estabelecimento, através da medida da largura invisível do Z^0, que o número de famílias de neutrinos é de fato compatível com três [45, 46], confirmando as espectativas do MPE. No entanto, é bem conhecido que este número não precisa ser inteiro se neutrinos de mão direita, transformando-se como singletos de $\text{SU}(2)_L \otimes \text{U}(1)_Y$, são adicionados ao conteúdo de partículas do MPE. Isto está relacionado ao fato de que, enquanto que para os quarks há apenas um esquema de mistura, para neutrinos existem vários: neutrinos são férmions de carga nula que, tendo massa, podem ser tanto partículas de Dirac (como os quarks) como de Majorana (campos auto-conjugados) e o número de neutrinos de Majorana auto-estados de massa pode exceder o número de sabores leptônicos [47].

Em particular, na extensão simples do MPE apresentada na seção 2.1.2 a largura invisível do Z^0 é dada por [40, 48]

$$\Gamma^{\text{inv}}(Z \to \nu' s) = \Gamma_0(2 + (1 - z^2)\chi_{PP} + 2(1 - z)z\chi_{PF} + z^2\chi_{FF}), \tag{2.14}$$

onde $z = \sin^2\alpha$ e Γ_0 é dado por

$$\Gamma_0 = \frac{GM_Z^3}{6\sqrt{2}\pi}(\bar{g}_V^2 + \bar{g}_A^2), \tag{2.15}$$

e as correções eletrofracas para a largura são incorporadas aos acoplamentos $\bar{g}_V$ e $\bar{g}_A$,

$$\chi_{ij} = \frac{\sqrt{\lambda(M_Z^2, m_i^2, m_j^2)}}{M_Z^2} X_{ij}\theta(M_Z - m_i - m_j), \tag{2.16}$$

onde $i, j = P, F$; λ é a função triangular usual e os X_{ij} incluem a dependência dos elementos de matriz com a massa. Explicitamente,

$$X_{PP} = 1 - 4\frac{m_P^2}{M_Z^2},$$

$$X_{FF} = 1 - 4\frac{m_F^2}{M_Z^2},$$

$$X_{FP} = 1 - \frac{\Delta m_{FP}^2}{2M_Z^2} - \frac{m_P^2 + 3m_F m_P}{M_Z^2} - \frac{(\Delta m_{FP}^2)^2}{4M_Z^4}, \tag{2.17}$$

onde definimos $\Delta m_{FP}^2 = m_F^2 - m_P^2$. Logo, como χ_{ij} são limitados pela unidade, conclui-se que

$$\Gamma^{\text{inv}}(Z \to \nu' s) \leq 3\Gamma_0. \tag{2.18}$$

Investigamos, no contexto deste modelo, a compatibilidade dos dados experimetais do LEP para a largura invisível do Z^0 com a existência de quatro neutrinos auto-estados de massa. Consideramos, na Ref. [48], três regiões relativas a massa do Z^0 (M_Z) : (i) $m_P, m_F < M_Z/2$; (ii) $m_P < M_Z/2$ e $M_Z/2 < m_F < M_Z$ e (iii) $m_P < M_Z/2$, $m_F > M_Z$. Obtivemos compatibilidade como os dados nas três regiões estudadas desde que: em (i) $m_F > 18.2\, m_P$ e em (iii) $m_P < 9$ GeV. Para (ii), não há restrição alguma.

Esta análise foi retomada com dados mais recentes, como parte do estudo realizado na Ref. [40], cujos resultados gerais já discutimos na seção 2.1.2. A

conclusão é que todos os dados atuais de física eletrofraca em aceleradores não são capazes de excluir a possibilidade da existência de quatro neutrinos auto-estados de massa.

É interessante notar, que para explicar simultaneamente as três evidências de oscilação de neutrinos que existem hoje, a anomalia dos neutrinos atmosféricos, a anomalia dos neutrinos solares e o resultado da experiência LSND, três neutrinos não são suficientes, precisamos de um quarto neutrino auto-estado de massa.

2.4 Oscilação Induzida por Massa

Um dos fenômenos mais intrigantes que pode ocorrer se neutrinos tiverem realmente massa não nula é a chamada oscilação de sabor [11]. Os neutrinos auto-estados de sabor, as combinações físicas que são medidas experimentalmente, são combinações lineares dos neutrinos auto-estados de massa. Estes auto-estados de massa são partículas cuja função de onda evolui temporalmente à medida que os neutrinos se propagam, adquirindo fases relativas que dependem da diferença de massa entre os neutrinos. Desta forma, pode haver conversão de sabor entre a produção e a deteção de um neutrino.

Este efeito pode ainda ser intensificado na presença de matéria, devido ao potencial estático eletrofraco que pode induzir uma mudança na fase relativa entre as funções de onda dos auto-estados de massa, agindo assim como uma diferença de massa efetiva [12]. No caso de densidades de matéria monotonicamente decrescentes, como ocorre no Sol, é possível passar por um ponto de ressonância onde a conversão é máxima, mesmo que a mistura entre neutrinos no vácuo seja muito pequena [13].

Os resultados de todos os experimentos de oscilação de neutrinos, sejam eles negativos ou evidências experimentais de conversão de sabor, são em geral interpretados em termos de oscilação induzida por massa em um contexto de mistura entre dois ou três sabores.

Para o caso simples de duas gerações no qual ν_e está misturado com ν_β ($\beta = \mu$ ou τ) a equação de evolução dos neutrinos atravessando a matéria é

$$i\frac{d}{dx}\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\beta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_e(x) & \frac{1}{2}\Delta_{12}\sin 2\theta_{12} \\ \frac{1}{2}\Delta_{12}\sin 2\theta_{12} & \Delta_{12}\cos 2\theta_{12} \end{bmatrix}\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\beta \end{bmatrix}, \tag{2.19}$$

onde $\Delta_{12} \equiv \Delta m_{12}^2/2E$, a diferença de massa quadrada entre os dois neutrinos auto-estados de massa $\Delta m_{12}^2 = m_2^2 - m_1^2$, E é a energia do neutrino, θ_{12} é o

ângulo que parametriza a mistura e

$$V_e(x) \equiv \sqrt{2} G_F N_e(x) \simeq 7.6 \times 10^{-14} \times \left[\frac{N_e}{1 \text{ mol/cc}}\right] \text{ eV}^2, \tag{2.20}$$

é o potencial de matéria para ν_e, com G_F e N_e a constante de Fermi e a densidade de número de elétrons, respectivamente.

Esta equação, no caso do vácuo ($V_e = 0$), se simplifica conduzindo à conhecida fórmula fechada para a probabilidade de sobrevivência de ν_e,

$$\begin{aligned} P_{2\text{g,vac}}(\nu_e \to \nu_e) &= 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2(\frac{\Delta_{12}}{2} L) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2(1.27\, [\frac{\Delta m^2_{12}}{\text{eV}^2}][\frac{\text{MeV}}{E}][\frac{L}{\text{m}}]), \end{aligned} \tag{2.21}$$

onde L é a distância percorrida pelo neutrino.

A partir da Eq. (2.21), podemos estimar o comprimento de oscilação no vácuo,

$$L_{\text{osc}} = \frac{4\pi E}{\Delta m^2_{12}}, \tag{2.22}$$

que depende diretamente de E e inversamente de Δm^2_{12}.

No caso em que o neutrino atravesse matéria, a equação de evolução Eq. (2.19) deve ser em geral resolvida numericamente.

No intuito de entender até que ponto este mecanismo pode explicar o desaparecimento de ν_e entre o Sol e a Terra, fizemos uma análise detalhada dos dados de neutrinos solares dos experimentos de Homestake [3], Gallex [4], SAGE [5], GNO [6] e Super-Kamiokande [7]. Nosso estudo teve como objetivo também entender até que ponto a introdução do terceiro neutrino modifica as conclusões obtidas se considerarmos oscilação em apenas duas gerações. Os detalhes de como este trabalho foi realizado podem ser encontrados na Ref. [49].

Em nosso estudo, investigamos oscilações de grande comprimento de onda, *i.e.* comparáveis à distância Terra-Sol. Para isso, assumimos que as oscilações são induzidas por uma diferença de massa Δm^2_{12}, da ordem de $10^{-11} - 10^{-8}$ eV^2. No caso de três gerações, admitimos que a outra escala de massa Δm^2_{23}, fosse da ordem relevante para explicar os neutrinos atmosféricos por oscilação no vácuo. Incluimos em nosso estudo o efeito MSW [12, 13] no Sol, que é relevante para $\Delta m^2_{12} \gtrsim 5 \times 10^{-10}$ eV^2. Para ter uma idéia do

tamanho deste efeito, mostramos nas Figs. 2.2 e 2.3 as regiões compatíveis com os dados solares sem e com o efeito de matéria levado em conta, para a análise de duas gerações.

Os ajustes que obtivemos para todos os dados solares no caso de mistura entre duas e três gerações, resumidos nas Tabelas 2.3 e 2.4, são bastante razoáveis de forma que o desaparecimento de neutrinos solares parece compatível com oscilação induzida por massa de grande comprimento de onda. Vemos ainda que a inclusão do terceiro neutrino não alterou substancialmente o resultado em duas gerações.

Tabela 2.3: Parâmetros de melhor ajuste, $\chi^2_{\rm min}$ e o grau de confiança (C.L.) para a solução em duas gerações. O número de graus de liberdade ($N_{\rm DOF}$) também está indicado.

Caso	$\Delta m^2_{12} \times 10^{10}$ eV^2	$\sin^2\theta_{12}$	$\chi^2_{\rm min}$	$N_{\rm DOF}$	C.L. (%)
Taxas	0.97	0.35/0.65	0.25	2	88.2
Espectro	6.5	0.38/0.62	10.5	15	78.7
Combinação	6.6	0.64	23.9	24	46.7

Tabela 2.4: Mesmo que a Tabela 2.3 mas para a solução em três gerações.

Caso	$\sin^2\theta_{13}$	$\Delta m^2_{12} \times 10^{10}$ eV^2	$\sin^2\theta_{12}$	$\chi^2_{\rm min}$	$N_{\rm DOF}$	C.L. (%)
Taxas	0.0	0.97	0.35/0.65	0.25	1	61.7
Espectro	0.0	6.5	0.38/0.62	10.5	14	72.5
Combinação	0.12	4.6	0.75	23.3	23	44.3

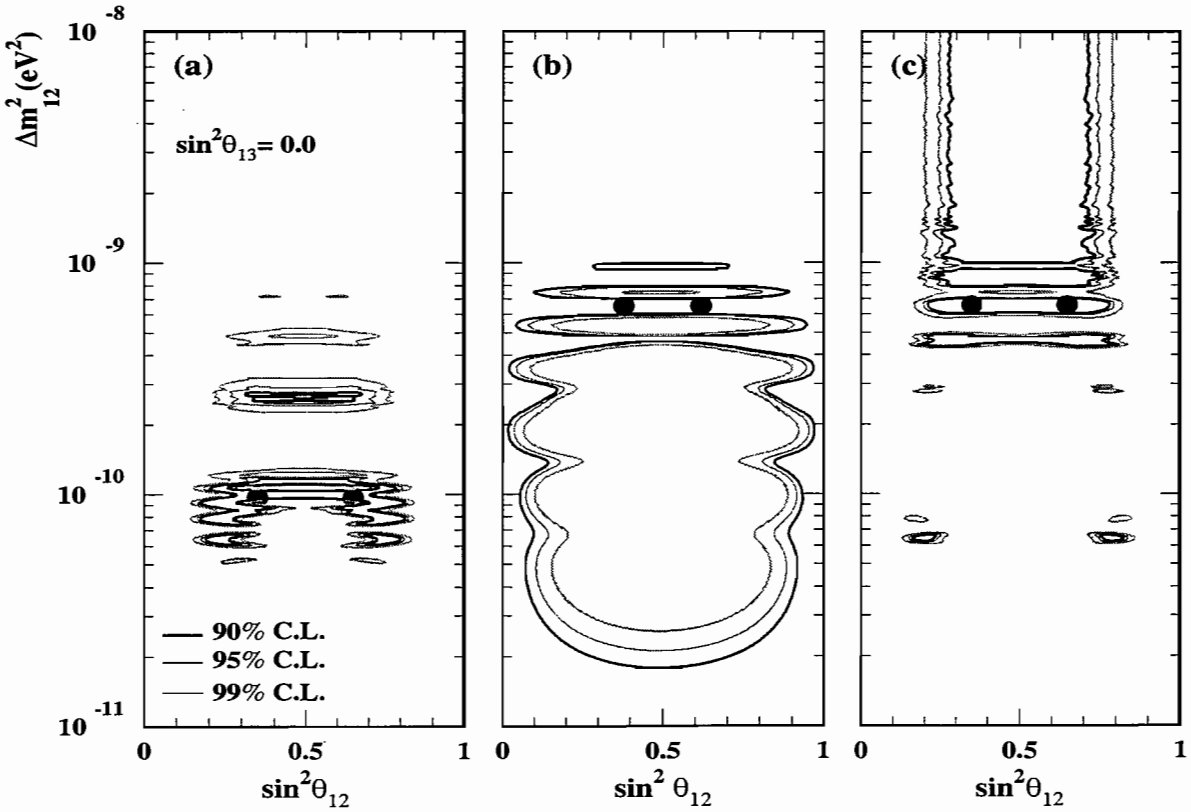

Figura 2.2: Regiões de $(\sin^2\theta_{12}, \Delta m^2_{12})$ permitidas (a) pelas taxas totais de Homestake, Gallex/GNO, SAGE e Super-Kamiokande (b) o espectro de energia de Super-Kamiokande e (c) a análise combinada de taxas totais + espectro para oscilação de grande comprimento de onda em duas gerações. As bolinhas pretas indicam os pontos de melhor ajuste. A matéria solar não foi levada em conta.

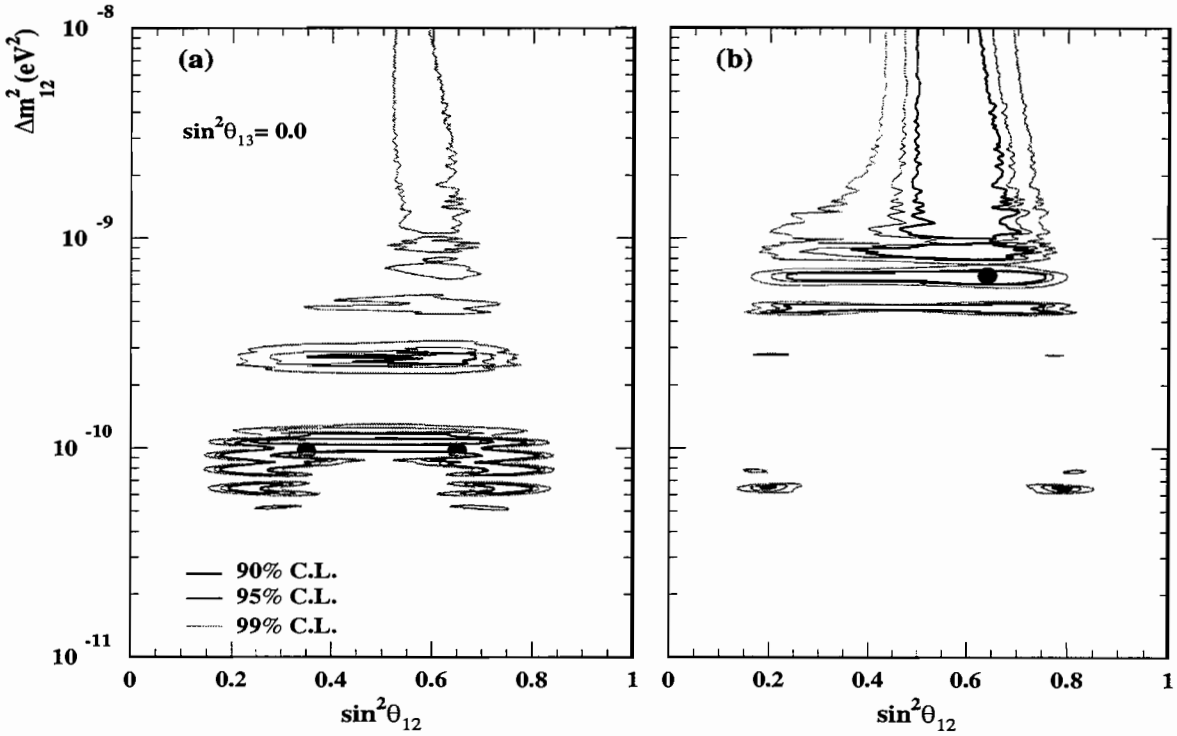

Figura 2.3: Regiões de $(\sin^2\theta_{12}, \Delta m^2_{12})$ permitidas (a) pelas taxas totais de Homestake, Gallex/GNO, SAGE e Super-Kamiokande e (b) a análise combinada de taxas totais + espectro para oscilação de grande comprimento de onda em duas gerações. As bolinhas pretas indicam os pontos de melhor ajuste. A matéria solar foi levada em conta.

2.5 Novas Correntes que Trocam Sabor

Os experimentos de neutrinos atmosféricos atestam claramente que parte dos ν_μ produzidos na atmosfera desaparecem no seu caminho para a Terra [1, 2]. Este desaparecimento de ν_μ é usualmente interpretado como devido à oscilação $\nu_\mu \to \nu_\tau$ induzida por massa e por isso este resultado é geralmente citado como a evidência mais importante de que neutrinos têm massa não nula.

Super-Kamiokande [2] demonstrou que este desaparecimento tem uma dependência com o ângulo zenital de forma que neutrinos acima do horizonte parecem não desaparecer enquanto que a maioria dos neutrinos que deveriam atravessar toda a Terra somem antes de chegar ao detector. Decidimos investigar se não haveria uma outra explicação para este fenômeno, algum efeito que envolvesse a presença ou não de matéria.

Interações não diagonais no sabor podem induzir transições entre gerações quando neutrinos atravessam a matéria ordinária, mesmo que a massa dos neutrinos seja nula [12]. Estas novas correntes seriam igualmente responsáveis por decaimentos que violariam o número leptônico. Há uma série de limites na literatura provenientes de experimentos que procuraram e não observaram tais decaimentos [46]. Entretanto, no caso de acoplamentos envolvendo a terceira geração de léptons, os limites atuais são ainda bastante frouxos.

Nossa intenção foi usar os dados de neutrinos atmosféricos para tentar verificar se este mecanismo não poderia dar conta das distribuições observadas.

A presença de correntes que trocam sabor (CTS) nas interações envolvendo neutrinos e matéria implica na modificação da Hamiltoniana de evolução dos neutrinos. As equações correspondentes descrevendo transições $\nu_\mu \to \nu_\tau$ na matéria podem ser escritas como

$$i\frac{d}{dr}\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \sqrt{2}\,G_F \begin{pmatrix} 0 & \epsilon_\nu N_f(r) \\ \epsilon_\nu N_f(r) & \epsilon'_\nu N_f(r) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}, \qquad (2.23)$$

onde, $\nu_a \equiv \nu_a(r)$, a=μ, τ são as amplitudes de probabilidade para encontrar estes neutrinos a uma distância r de seu ponto de produção, $\sqrt{2}\,G_F N_f(r)\epsilon_\nu$ é a amplitude de espalhamento para frente $\nu_\mu + f \to \nu_\tau + f$ e $\sqrt{2}\,G_F N_f(r)\epsilon'_\nu$ é a diferença entre as amplitudes de espalhamento elástico para frente $\nu_\tau - f$ e $\nu_\mu - f$, e $N_f(r)$ é a densidade do número de férmions que induzem tais processos. Uma equação similar pode ser escrita para anti-neutrinos, mudando

apenas o sinal do potencial. Um fato importante é que a probabilidade de oscilação induzida por este mecanismo será independente da energia.

Na Ref. [50], mostramos que os dados para as distribuições de eventos denominados sub-GeV ($E_{\rm vis} < 1.33$ GeV) e multi-GeV ($E_{\rm vis} > 1.33$ GeV) por Super-Kamiokande podem ser perfeitamente explicados por CTS e neutrinos de massa nula. Confira as regiões permitidas na Fig. 2.4 e veja a Ref. [50] para maiores detalhes.

Infelizmente, os primeiros dados de K2K [9] parecem excluir esta possibilidade. K2K está observando uma diminuição subtancial de eventos ν_μ, compatível com as expectativas da interpretação dos dados atmosféricos pelo mecanismo de oscilação no vácuo. No caso de oscilação induzida por CTS, devido a baixa densidade de matéria da rocha atravessada pelo feixe de neutrinos para ir do KEK até Super-Kamiokande, esperaríamos que K2K praticamente não observaria alteração no número de ν_μ. Este resultado deverá nos próximos meses, assim que o número de eventos observados for suficientemente elevado para não permitir mais especulações estatísticas, ser ou não confirmado por K2K.

Em um estudo que fizemos posteriormente, observamos que este mecanismo baseado em CTS tem dificuldades para explicar os dados atmosféricos de múons ascendentes [51].

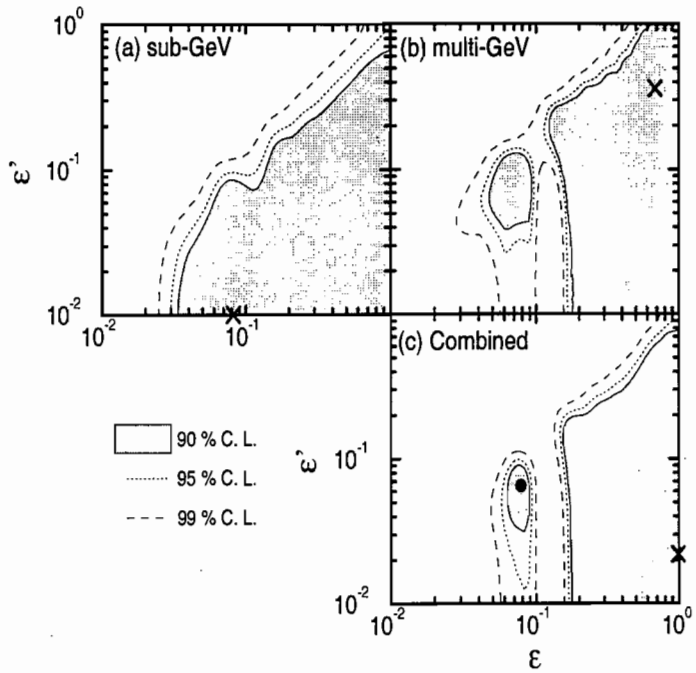

Figura 2.4: Regiões permitidas no plano $\epsilon_\nu \times \epsilon'_\nu$ pelos os eventos (a) sub-GeV, (b) multi-GeV e (c) para a combinação, supondo neutrinos de massa nula.

Capítulo 3

Mensageiros do Espaço-Tempo: Testes da Relatividade

Há alguns anos atrás, Gasperini e, independentemente, Halprin e Leung notaram que se os acoplamentos gravitacionais dos neutrinos dependessem do sabor, mistura entre neutrinos de massa nula e, conseqüentemente, oscilação de sabor poderia ocorrer quando estes atravessarem um campo gravitacional [14]. Por esta razão, experimentos de oscilação de neutrinos podem ser usados para testar a validade do princípio de equivalência fraco [52].

No caso de oscilação entre duas gerações de neutrinos, a equação de evolução para os neutrinos de sabor α e β se propagando através de um potencial gravitacional estático fraco $\phi(r)$, na ausência de matéria, é [14] :

$$i\frac{d}{dt}\begin{bmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{bmatrix} = 2E|\phi(r)\Delta\gamma| \begin{bmatrix} \cos 2\theta_G & \sin 2\theta_G \\ \sin 2\theta_G & -\cos 2\theta_G \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{bmatrix}, \tag{3.1}$$

onde E é a energia do neutrino; $\Delta\gamma$ é a diferença entre os acoplamentos gravitacionais dos dois neutrinos envolvidos normalizada pela soma destes acoplamentos, $\Delta\gamma$ mede o quanto o princípio da equivalência fraco é violado; θ_G é o ângulo de mistura que relaciona os auto-estados da base de interação fraca com os auto-estados da base de interação gravitacional.

Por outro lado, foi mostrado recentemente [15, 53] que uma das conseqüências de uma possível pequena quebra da invariância de Lorentz, a nível microscópico, seria que a propagação de partículas livres dependeria de sua identidade. No caso de neutrinos de massa nula, isso levaria à oscilação de sabor, pois espécies diferentes de neutrinos teriam velocidades máximas diferentes. A base dos neutrinos auto-estados de sabor seria relacionada à

base dos neutrinos auto-estados de velocidade através de uma transformação parametrizada por um ângulo θ_v levando a uma equação de evolução fenomenologicamente equivalente à Eq. (3.1).

Desta forma, oscilações de neutrinos podem ser usadas para realizar testes precisos tanto da relatividade geral como da relatividade especial.

Vínculos muito restritivos à violação do princípio de equivalência (VPE) ou à violação da invariância de Lorentz (VIL) no canal $\nu_\mu \to \nu_\tau$ foram estabelecidos usando dados de neutrinos atmosféricos [54, 55, 56]. Inspirados por estes estudos, tivemos a idéia de investigar vínculos nos canais $\nu_e \to \nu_\mu, \nu_\tau$ usando dados dos experimentos de neutrinos solares. Estes dados solares, que vem sendo coletados por vários detectores ao longo de mais de três décadas, são a mais antiga evidência em favor das oscilações de neutrinos.

Embora existam muitas fonte possíveis para ϕ, geralmente acredita-se que a contribuição do chamado *Grande Atrator* ($\phi \sim 3\times10^{-5}$) é a dominante [57]. Assim, é razoável ignorar qualquer variação de ϕ sobre todo o sistema solar e tomá-lo como sendo constante. Neste caso, a Eq. (3.1) pode ser resolvida analiticamente fornecendo a probabilidade de ν_e, produzido no Sol, atravessar a distância L e chegar até a Terra

$$P(\nu_e \to \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta_G \sin^2 \frac{\pi L}{\lambda}, \tag{3.2}$$

onde o comprimento de oscilação λ é dado por,

$$\lambda = \left[\frac{\pi \text{ km}}{5.07}\right]\left[\frac{10^{-15}}{|\phi\Delta\gamma|}\right]\left[\frac{\text{MeV}}{E}\right], \tag{3.3}$$

que, em contraste com o comprimento de oscilação para oscilações de neutrinos induzidas por massa no vácuo, é inversamente proporcional à energia do neutrino.

Podemos reinterpretar a expressão dada na Eq. (3.2), para a probabilidade de sobrevivência para o mecanismo de oscilação via VPE, em termos de oscilação via VIL simplesmente substituindo os parâmetros de VPE ($\sin^2 2\theta_G$,$|\phi\Delta\gamma|$) pelos parâmtros de VIL ($\sin^2 2\theta_v$,$\delta v/2$) [53]. Explicitamente, $\sin^2 2\theta_G \to \sin^2 2\theta_v$ e $\phi\Delta\gamma \to \delta v/2$. A probabilidade de sobrevivência é assim uma função de dois parâmetros desconhecidos que podem ser determinados ou vinculados usando os dados experimentais solares.

O procedimento adotado para estabelecer vínculos sobre os parâmetros de VPE/VIL está descrito em detalhe nas Refs.[58, 59]. No entanto, ao realizar o nosso estudo, percebemos que não é possível estabelecer nenhum

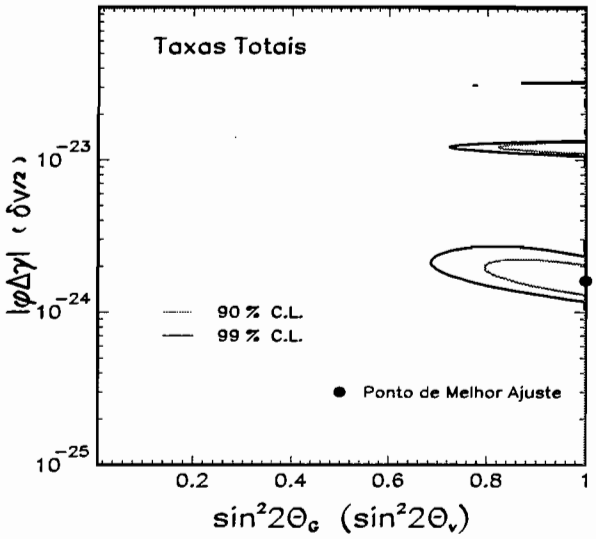

Figura 3.1: Regiões permitidas pelas taxas totais medidas por Homestake [3], Gallex [4], SAGE [5], GNO [6] e Super-Kamiokande [7] para os parâmetros livres da solução baseada em VPE/VIL.

limite mais restritivo para VPE ou VIL com dados de neutrinos solares. De fato, descobrimos, para a nossa surpresa, que os dados de neutrinos solares podem ser muito bem explicados pela probabilidade de sobrevivência dada pela Eq. (3.2), típica destes mecanismos.

Caso	$\sin^2 2\theta_G$ ($\sin^2 2\theta_v$)	$\lvert\phi\Delta\gamma\rvert\,(\delta v/2) \times 10^{24}$	$\chi^2_{\rm min}$	C.L. (%)
Taxas Totais	1.0	1.6	1.7	42.7
Espectro	0.7	0.95	8.7	89.3
Combinação	1.0	1.62	14.4	76.0

Tabela 3.1: Valores dos parâmetros de melhor ajuste e $\chi^2_{\rm min}$ para oscilação de neutrinos induzida por VPE (VIL) como solução do problema dos neutrinos solares.

Este ano, novos resultados para as taxas totais (número total de neutrinos vistos por um determinado experimento) foram divulgados por SAGE [5], Super-Kamiokande [7] e o novo experimento GNO [6]. Além disso, Super-Kamiokande apresentou dados para o espectro de energia do elétron de recuo compatíveis com um espectro independente da energia, muito dife-

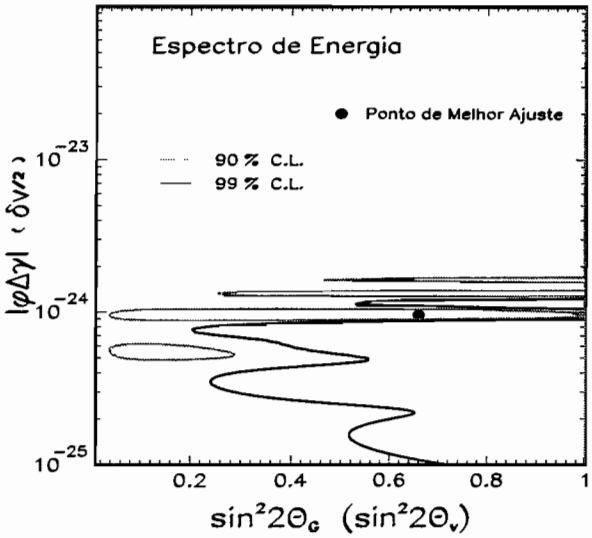

Figura 3.2: Regiões permitidas pelo espectro de energia do elétron de recuo medido por Super-Kamiokande [7] para os parâmetros livres da solução baseada em VPE/VIL.

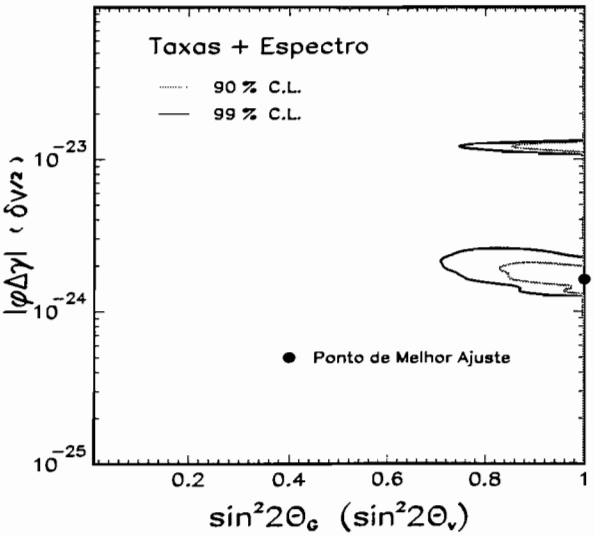

Figura 3.3: Regiões permitidas pela análise combinada das taxas totais + espectro de energia do elétron de recuo de Super-Kamiokande.

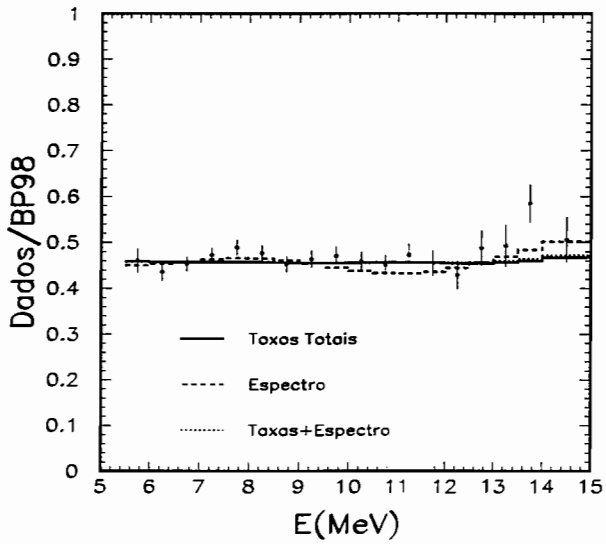

Figura 3.4: Espectro de energia do elétron de recuo esperado para Super-Kamiokande para os parâmetros de melhor ajuste da solução para o problema dos neutrinos solares baseada em VPE/VIL. Os dados experimentais para 1117 dias [7] aparecem na figura como pontos com suas respectivas barras de erros.

rente do que pareciam indicar seus resultados precedentes. Fizemos, por esta razão, uma análise destes novos dados de neutrinos solares sob a hipótese de VPE/VIL, obtendo resultados ainda mais notáveis que os anteriores. As novas regiões permitidas são mostradas nas Figs. 3.1, 3.2 e 3.3. O espectro de energia esperado para Super-Kamiokande, calculado para os valores de melhor ajuste, é mostrado na Fig. 3.4. Os valores dos parâmetros para os melhores ajustes que encontramos aparecem na Tabela 3.1.

Desta forma, encontramos uma nova solução para o problema dos neutrinos solares. Esta nova solução é compatível com uma minúscula violação da relatividade especial ou geral que ainda não pode ser excluída por nenhuma outra experiência conhecida e que poderá ser testada em experimentos de oscilação de neutrinos onde $LE \sim 2 \times 10^5$ km-GeV. Este tipo de teste, possivelmente, poderá ser realizado no futuro em uma fábrica de neutrinos construída junto a um anel de colisão de múons [60].

Capítulo 4

Mensageiros da Quântica: Testes da Mecânica Quântica

A idéia de que a coerência quântica possa se perder em nível macroscópico, como conseqüência de flutuações quânticas da gravidade, foi lançada por Hawking no início dos anos 80 [61]. Hawking mostrou que efeitos quânticos fazem com que os buracos negros evaporem emitindo partículas com um espectro térmico. Como este fenômeno está relacionado com a existência de um horizonte de eventos, pode-se imaginar uma situação onde um par de partículas é criado perto deste horizonte, com uma das partículas escapando do buraco e a outra caindo no mesmo. Informação sobre o estado quântico inicial é perdida com a partícula que cai no buraco, indicando que, nesta situação, estados quânticos puros possam evoluir para estados quânticos misturados, o que é estritamente proibido pela mecânica quântica usual. Nesta perspectiva, é natural especular se haveriam conseqüências microscópicas desta dedução macroscópica.

Hawking propôs modificações dos axiomas da teoria quântica de campos para incorporar uma possível violação da mecância quântica [61]. Com base nesta proposta, Ellis *et al.* [16] desenvolveram um formalismo fenomenológico para verificar experimentalmente se existe alguma evidência de violação da mecância quântica (VMQ) em nível microscópico.

Neste formalismo, a violação de CPT é uma conseqüência necessária. A simetria CPT é garantida por um teorema fundamental da teoria quântica de campos que segue da localidade, unitariedade e invariância de Lorentz [62]. Logo, a constatação de violação de CPT nos levaria a rever um ou mais destes princípios fundamentais. Sendo assim, é também de extrema importância que

a simetria CPT seja testada da forma mais precisa possível.

Ellis *et al.* discutem, nas Refs. [63], as consequências fenomenológicas de seu formalismo de VMQ e propõem uma série de testes possíveis para verificação experimental da simetria CPT e de VMQ no sistema de káons neutros, tendo em vista sobretudo a experiência CPLEAR do CERN.

Mais recentemente, Benatti e Floreanini [64] 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 [64, 65]. Motivados pelas diversas evidências experimentais recentes de oscilação de neutrinos, estes autores estudaram como as probabilidades de oscilação e de permanência de neutrinos de um determinado sabor seriam alteradas sob o efeito dissipativo da VMQ [17].

Inspirados pelo trabalho da Ref. [17], decidimos investigar quais os vínculos que os diversos experimentos terrestres com neutrinos poderiam colocar sobre os parâmetros de descoerência que entram no formalismo de VMQ.

4.1 Revisão do Formalismo de VMQ

Antes de discutir nossos resultados, recapitulemos de forma breve como incorporar VMQ no formalismo de oscilação induzido por massa, que é o fenômeno quântico padrão. 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 Liouvillle. Podemos incluir um termo novo nesta equação, $L[\rho(t)]$, para exprimir fenomenologicamente uma possível violação da mecânica quântica, explicitamente [17]:

$$\partial_t \rho(t) = -\imath[H, \rho(t)] + L[\rho(t)], \tag{4.1}$$

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

Podemos expandir as matrizes da Eq. (4.1) na base das matrizes de Pauli (σ_1, σ_2, σ_3) mais a identidade (σ_0), isto é

$$\partial_t \rho(t)_\mu \sigma_\mu = 2\epsilon_{\mu\nu\delta} h_\mu \rho_\nu \sigma_\delta + L_{\mu\nu} \rho_\nu \sigma_\mu, \tag{4.2}$$

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

$$L_{\mu\nu} = -2 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a & b & c \\ 0 & b & \gamma & \beta \\ 0 & c & \beta & \alpha \end{bmatrix}, \tag{4.3}$$

que é a parametrização mais geral para $L[\rho]$ e contém seis constantes reais.

Estes parâmetros, chamados de parâmetros de descoerência, não são independentes se considerarmos a condição de positividade completa [64]. De fato, eles devem obedecer as seguintes desigualdades:

$$\begin{aligned} 2R = \alpha + \gamma - a &\geq 0, \\ 2S = a + \alpha - \gamma &\geq 0, \\ 2T = a - \alpha + \gamma &\geq 0, \\ (\alpha + \gamma - a)(a + \alpha - \gamma) - b^2/4 &\geq 0, \\ (\alpha + \gamma - a)(a - \alpha + \gamma) - c^2/4 &\geq 0, \\ (a + \alpha - \gamma)(a - \alpha + \gamma) - \beta^2/4 &\geq 0, \\ X = RST - 2bc\beta - R\beta^2 - Sc^2 - Tb^2 &\geq 0. \end{aligned} \tag{4.4}$$

Assim, as Eqs. (4.2) podem ser escritas como :

$$\begin{aligned} \partial_t \rho_0(t) &= 0, \\ \partial_t \rho_1(t) &= 2\epsilon_{\mu\nu 1} h_\mu \rho_\nu - 2[a\rho_1 + b\rho_2 + c\rho_3], \\ \partial_t \rho_2(t) &= 2\epsilon_{\mu\nu 2} h_\mu \rho_\nu - 2[b\rho_1 + \gamma\rho_2 + \beta\rho_3], \\ \partial_t \rho_3(t) &= 2\epsilon_{\mu\nu 3} h_\mu \rho_\nu - 2[c\rho_1 + \beta\rho_2 + \alpha\rho_3]. \end{aligned} \tag{4.5}$$

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 escrita como:

$$\rho_{\nu_\alpha}(0) = |\nu_\alpha >< \nu_\alpha| = \begin{bmatrix} \cos^2\theta & \cos\theta\sin\theta \\ \cos\theta\sin\theta & \sin^2\theta \end{bmatrix}, \tag{4.6}$$

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 permanência $\nu_\alpha \to \nu_\alpha$ é simplesmente dada por:

$$P(\nu_\alpha \to \nu_\alpha) = Tr(\rho_{\nu_\alpha}(t)\rho_{\nu_\alpha}(0)). \tag{4.7}$$

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

$$\rho_{\nu_\alpha}(t) = \begin{bmatrix} \rho_{11}(t) & \rho_{12}(t) \\ \rho_{12}^*(t) & \rho_{22}(t) \end{bmatrix}, \tag{4.8}$$

expandindo na base das matrizes de Pauli temos:

$$\begin{aligned} \rho_0(t) &= \tfrac{1}{2}(\rho_{11}(t) + \rho_{22}(t)), && (4.9)\\ \rho_1(t) &= \mathrm{Re}(\rho_{12}(t)), && (4.10)\\ \rho_2(t) &= \mathrm{Im}(\rho_{12}(t)), && (4.11)\\ \rho_3(t) &= \tfrac{1}{2}(\rho_{11}(t) - \rho_{22}(t)), && (4.12)\\ & && (4.13) \end{aligned}$$

assim, podemos calcular explicitamente que

$$P(\nu_e \to \nu_e) = [\frac{1}{2} + \rho_3(t)]\cos^2\theta + [\frac{1}{2} - \rho_3(t)]\sin^2\theta + \rho_1(t)\sin 2\theta, \tag{4.14}$$

onde $\rho_1(t)$ e $\rho_3(t)$ são soluções das Eqs. (4.5). Logo dado H a solução é imediata.

No caso de propagação no vácuo,

$$H = \begin{bmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{bmatrix}, \tag{4.15}$$

que para neutrinos relativísticos, usando $E_{1,2} \approx E + \frac{m_{1,2}}{2E}$, pode ser reescrito como

$$H = \begin{bmatrix} E + \dfrac{(m_1^2 + m_2^2)}{4E} - \Delta & 0 \\ 0 & E + \dfrac{(m_1^2 + m_2^2)}{4E} + \Delta \end{bmatrix}, \tag{4.16}$$

onde $\Delta = (m_2^2 - m_1^2)/4E$. Logo $h_0 = E + (m_2^2 + m_1^2)/4E$, $h_1 = h_2 = 0$ e $h_3 = -\Delta$. Observe que, pela Eq. (4.14), mesmo que não haja mistura, ou seja que $\cos\theta = 1$ e $\sin\theta = 0$, 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 pura.

Das condições dadas pelas Eqs. (4.4) vemos que se $\alpha = 0 \Rightarrow a = \gamma, b = c = \beta = 0$. 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, podemos reescrever as Eqs. (4.5) como

$$\begin{aligned}
\rho_0(t) &= \rho_0(0), \\
\partial_t\rho_1(t) &= 2[h_2\rho_3 - h_3\rho_2] - 2\gamma\rho_1, \\
\partial_t\rho_2(t) &= 2[h_3\rho_1 - h_1\rho_3] - 2\gamma\rho_2, \\
\partial_t\rho_3(t) &= 2[h_1\rho_2 - h_2\rho_1].
\end{aligned} \tag{4.17}$$

Resolvendo as Eqs. (4.17) no vácuo obtemos facilmente

$$\begin{aligned}
\rho_0(t) &= \tfrac{1}{2}, \\
\rho_1(t) &= \tfrac{1}{2}\sin 2\theta\, e^{-2\gamma t}\cos(2\Delta t), \\
\rho_2(t) &= -\tfrac{1}{2}\sin 2\theta\, e^{-2\gamma t}\sin(2\Delta t), \\
\rho_3(t) &= \tfrac{1}{2}\cos 2\theta,
\end{aligned}$$

e logo a probabilidade de sobrevivência

$$P(\nu_\alpha \to \nu_\alpha) = 1 - \frac{1}{2}\sin^2 2\theta\,(1 - e^{-2\gamma t}\cos(2\Delta t)), \tag{4.18}$$

e a de oscilação

$$P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) = 1 - P(\nu_\alpha \to \nu_\alpha) = \frac{1}{2}\sin^2 2\theta\,(1 - e^{-2\gamma t}\cos(2\Delta t)). \tag{4.19}$$

4.2 Vínculos experimentais sobre VMQ

Não há uma teoria completa que estabeleça a origem de γ e determine o seu comportamento com a energia do neutrino E. Por esta razão, resolvemos fazer um estudo puramente fenomenológico, confrontando os resultados de diversos experimentos de oscilação de neutrinos em reatores nucleares e aceleradores com a probabilidade de sobrevivência e oscilação dadas pelas Eqs. (4.18) e (4.19), respectivamente, admitindo quatro *Ansätze* diferentes para γ: $\gamma = \gamma_0(E/\mathrm{GeV})^n$, com $n = -1, 0, 1$ ou 2.

Os experimentos mais restritivos que encontramos para analisar foram CCFR [27], CHORUS [28], CHOOZ [23] e E776 [26]. Estes experimentos não registraram nenhum sinal de oscilação de neutrinos nos seguintes canais:

- $\nu_\mu \to \nu_\tau$ (CCFR, CHORUS);
- $\nu_\mu \to \nu_e$ (CCFR, CHOOZ, E776) e
- $\nu_e \to \nu_\tau$ (CCFR, CHOOZ, CHORUS).

Considerando $\Delta m^2 \lesssim 0.5$ eV^2, o cosseno da Eq. (4.19) fica praticamente igual a 1 em todos estes experimentos de forma que a probabilidade se simplifica

$$P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) = \frac{1}{2}\sin^2 2\theta\,[1 - e^{-2\gamma_0 E^n L}], \quad n = -1, 0, 1 \text{ e } 2, \tag{4.20}$$

para $(\alpha, \beta) = (\mu, \tau), (\mu, e)$ e (e, τ). Onde usamos que $t \approx L$ (válido para neutrinos relativísticos), L sendo a distância percorrida pelo neutrino entre o ponto de produção e de deteção. A probabilidade de sobrevivência $P(\nu_\alpha \to \nu_\alpha) = 1 - P(\nu_\alpha \to \nu_\beta)$, em um dado canal, é obtida pela conservação de probabilidade.

Pode-se ter uma idéia dos limites que cada experimento deverá colocar sobre γ_0 da seguinte maneira. Suponha que um determinado experimento tenha estabelecido que $P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) < P_{\max}$. Isto significa que

$$[1 - e^{-2\gamma L}] < \frac{2\,P_{\max}}{\sin^2 2\theta}, \tag{4.21}$$

agora assumindo que o expoente é muito pequeno, podemos escrever $\gamma L < P_{\max}/\sin^2 2\theta$, de forma que podemos estimar o limite sobre γ_0 como

$$\gamma_0 \lesssim 2\frac{P_{\max} \times 10^{-19}}{L < E >^n \sin^2 2\theta}\ \text{GeV}, \quad n = -1, 0, 1 \text{ e } 2, \tag{4.22}$$

onde deve-se usar os valores típicos do comprimento de vôo do neutrino, L, dado em km e da energia média do neutrino, $< E >$, dada em GeV, para cada experimento.

Embora este método simples forneça uma idéia da ordem de grandeza do limite esperado, ele não permite que se obtenha um valor exato com um significado estatístico preciso. A análise que fizemos, que está descrita

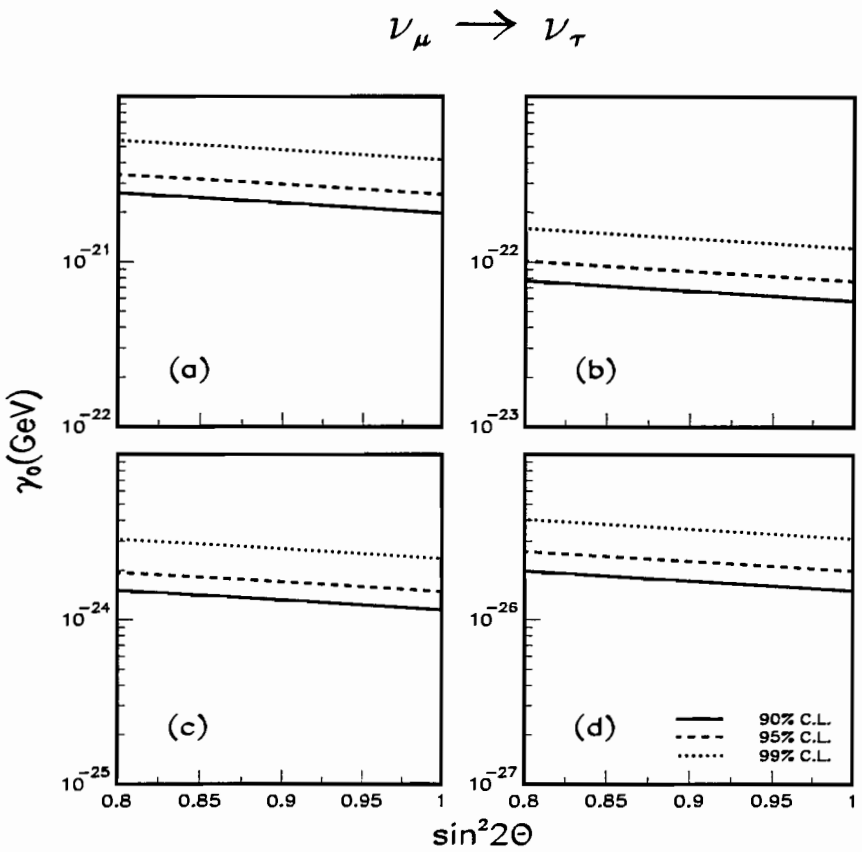

Figura 4.1: Limites para γ_0 como função de $\sin^2 2\theta$ para (a) n=-1, (b) n=0, (c) n=1 e (d) n=2 a 90 %, 95 % e 99 % C.L. Todos os limits foram obtidos usando os dados experimentais de CHORUS [28].

em detalhes na Ref. [66], permitiu obter curvas de exclusão a 90 %, 95 % e 99 % C.L. para γ_0 em três canais de oscilação diferentes para as quatro dependências energéticas investigadas.

Na Fig. 4.1, mostramos nossos resultados para o canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, nas Figs. 4.2 e 4.3 para o canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Neste último caso, mostramos duas regiões de interesse particular para o problema dos neutrinos solares: LM – região angular de grande mistura onde há solução no vácuo ou via MSW; SM – região angular de pequena mistura onde há solução apenas via MSW para o problema dos neutrinos solares. Finalmente, na Fig. 4.4 mostramos os limites para o modo de oscilação $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$.

No canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, assumindo $\sin^2 2\theta$ na faixa compatível com a solução

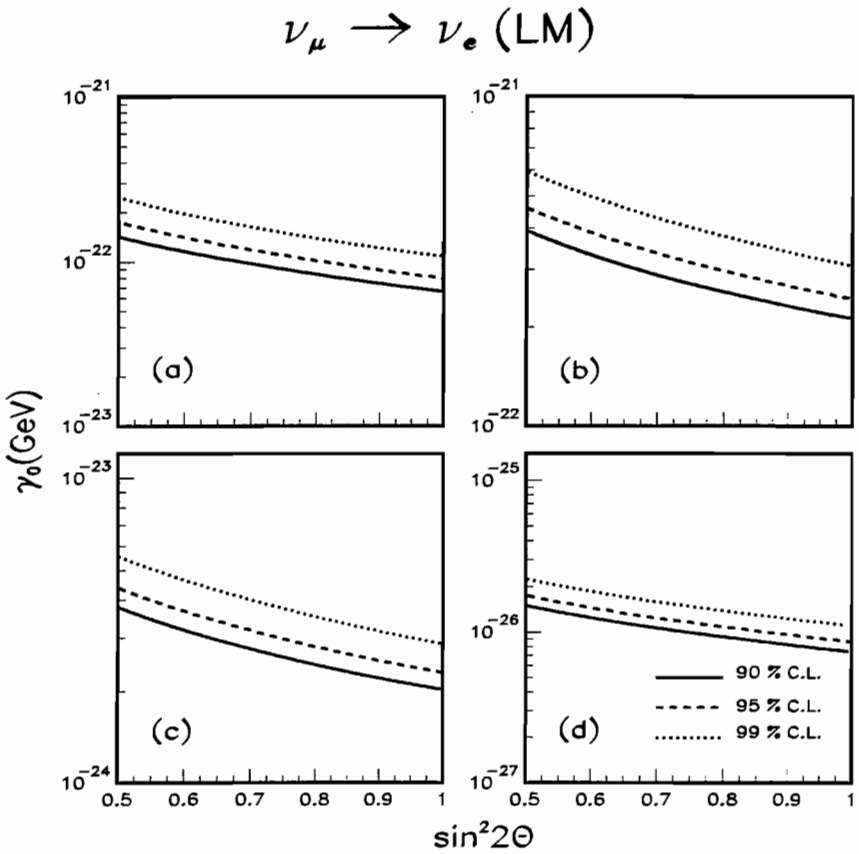

Figura 4.2: Limites para γ_0 como função de $\sin^2 2\theta$ (LM), para (a) n=-1, (b) n=0, (c) n=1 e (d) n=2 a 90 %, 95 % e 99 % C.L. Os limites de (a) foram obtidos com o resultado de CHOOZ [23] e os demais com os dados de CCFR [27].

de oscilação para os neutrinos atmosféricos, estabelecemos os seguintes limites: $\gamma_0 < 2.5 \times 10^{-21}$ GeV para $n = -1$, $\gamma_0 < 8 \times 10^{-23}$ GeV para $n = 0$, $\gamma_0 < 1.6 \times 10^{-24}$ GeV para $n = 1$ e $\gamma_0 < 2 \times 10^{-26}$ GeV para $n = 2$, a 90% C.L. Alguns destes limites são muito menos restritivos que os que podem ser obtidos usando dados de neutrinos atmosféricos [67], mas estes são limites de laboratório que de certa forma podem ser considerados mais robustos.

No canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (LM), estabelecemos os seguintes limites: $\gamma_0 < 1.5 \times 10^{-22}$ GeV para $n = -1$, $\gamma_0 < 4.0 \times 10^{-22}$ GeV para $n = 0$, $\gamma_0 < 3.8 \times 10^{-24}$ GeV para $n = 1$ e $\gamma_0 < 1.7 \times 10^{-26}$ GeV para $n = 2$, a 90% C.L. Com estes vínculos concluimos que, para $n \gtrsim 1$, limites melhores não podem ser

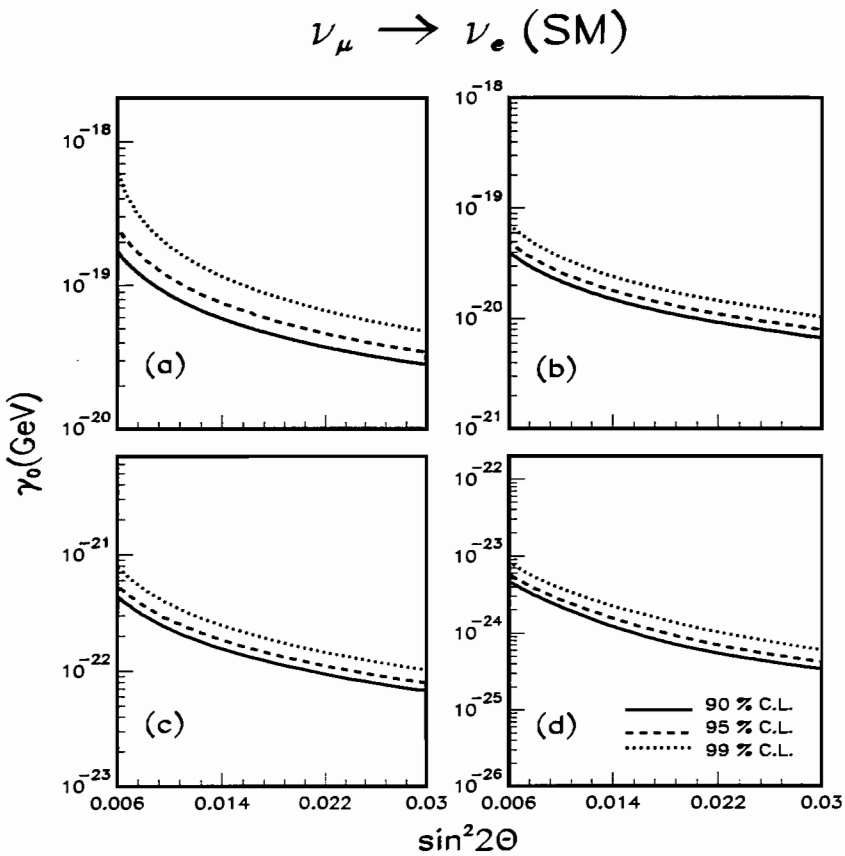

Figura 4.3: Limites para γ_0 como função de $\sin^2 2\theta$ (SM), para (a) n=-1, (b) n=0, (c) n=1 e (d) n=2 a 90 %, 95 % e 99 % C.L. Os limites para $n = -1$ foram obtidos com dados da E776 [26], todos os outros com dados de CCFR [27].

obtidos usando dados de neutrinos solares. Além disso, estes limites excluem a possibilidade de se explicar os resultados do experimento LSND através de um mecanismo de descoerência pura. Uma discussão detalhada destes pontos pode ser encontrada na Ref. [66].

No modo $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (SM), estabelecemos os seguintes limites: $\gamma_0 < 1.8 \times 10^{-19}$ GeV para $n = -1$, $\gamma_0 < 4 \times 10^{-20}$ GeV para $n = 0$, $\gamma_0 < 4 \times 10^{-22}$ GeV para $n = 1$ e $\gamma_0 < 4.5 \times 10^{-24}$ GeV para $n = 2$, a 90% C.L. No caso $n \gtrsim 2$, os dados de neutrinos solares devem fornecer limites mais fracos.

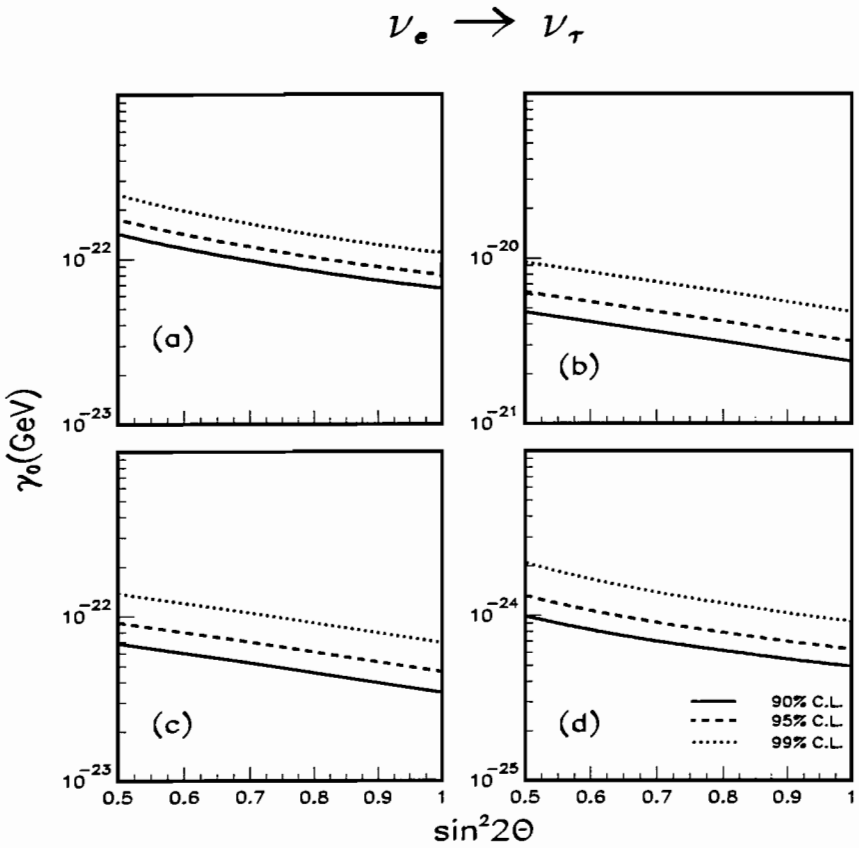

Figura 4.4: Limites para γ_0 como função de $\sin^2 2\theta$, para (a) n=-1, (b) n=0, (c) n=1 e (d) n=2 a 90 %, 95 % e 99 % C.L. O caso (a) foi calculado usando os resultados de CHOOZ [23], (b) e (c) os de CHORUS [28] e (d) os de CCFR [27].

No canal $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$, para $0.5 \leq \sin^2 2\theta \leq 1$, estabelecemos os seguintes limites: $\gamma_0 < 1.5 \times 10^{-22}$ GeV para $n = -1$, $\gamma_0 < 4.9 \times 10^{-21}$ GeV para $n = 0$, $\gamma_0 < 7 \times 10^{-23}$ GeV para $n = 1$ e $\gamma_0 < 1.0 \times 10^{-24}$ GeV para $n = 2$ a 90% C.L. Aqui, novamente, para $n \gtrsim 2$ nossos limites impedem os neutrinos solares de serem afetados por efeitos de descoerência quântica.

No futuro, experimentos de oscilação de neutrinos em aceleradores e reatores nucleares poderão melhorar ainda mais estes limites [66]. De modo geral, podemos dizer que para o canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ apenas para o *Ansatz* $n = -1$ os limites atuais poderão ser suplantados por uma fábrica de neutrinos; nos canais $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$, KamLAND ($n = -1$) e uma fábrica de neutrinos

($n = 0, 1, 2$) são os melhores experimentos para testar descoerência quântica. No canal $\nu_\mu \to \nu_e$ (LM), os vínculos, que discutimos aqui para $n \gtrsim 1$, provavelmente não poderão ser melhorados se oscilação de neutrinos neste modo for confirmada. Observamos que, para $n \lesssim 1$, os dados de neutrinos solares devem fornecer o melhor teste de descoerência quântica nos canais $\nu_\mu \to \nu_e$ e $\nu_e \to \nu_\tau$. Estamos, atualmente, desenvolvendo um trabalho nesta linha.

Devemos mencionar que supernovas e outros objetos astrofísicos distantes não podem fornecer limites para o parâmetro de descoerência γ_0 se admitirmos 10^{-10} eV$^2 \lesssim \Delta m^2 \lesssim 2$ eV^2, pois a probabilidade de oscilação no caso de longas distâncias de propagação será exatamente igual ao caso de oscilação induzida por massa no vácuo ($P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) \to \sin^2 2\theta/2$, veja a Eq. (4.19)).

Recentemente, uma nova solução para o problema dos neutrinos atmosféricos foi sugerida na literatura [67]. Esta solução admite que o desaparecimento de ν_μ na atmosfera terrestre possa ocorrer por um efeito de descoerência pura, ou seja induzida apenas por $\gamma = \gamma_0/E$, sendo que o efeito de Δm^2 fica irrelevante para oscilação. Isto equivale, no caso dos neutrinos atmosféricos, a $\sin^2 2\theta \to 1$ e $\Delta m^2 < 10^{-6}$ eV^2. Realizamos um estudo detalhado [68] da possibilidade de experimentos futuros conseguirem distinguir a dinâmica desta nova solução da dinâmica de oscilação induzida por massa no vácuo. Mostramos que de fato experimentos como K2K e MINOS não poderão diferenciar os dois mecanismos, no entanto, os experimentos propostos entre o CERN e o laboratório de Gran Sasso, ICANOE/OPERA, poderão quase que certamente ser sensíveis às diferenças entre os dois mecanismos.

Conclusões

Experimentos com neutrinos mudaram drasticamente de status nos últimos dez anos, passando a ser experimentos de precisão cujos dados permitem testar a física fundamental de forma inovadora.

Para demonstrar esta asserção, fizemos uso de dados experimentais recentes envolvendo neutrinos de aceleradores, de reatores nucleares, da atmosfera e do Sol. Com estes dados, investigamos indícios de física nova e estabelecemos vínculos sobre os parâmetros de alguns cenários simples. Realizamos testes de física eletrofraca, de relatividade geral e especial e de mecânica quântica.

No caso da física eletrofraca, escrutamos dois tipos de alterações do MPE: a mudança de seu conteúdo de partículas e a introdução de novas correntes que trocam sabor.

Introduzimos, primeiramente, três neutrinos singletos de mão direita que, com os neutrinos usuais do MPE, produziram três neutrinos de Dirac de massa não nula. Neste contexto, a nova matriz de mistura que aparece modifica as larguras dos decaimentos leptônicos e invisível do Z^0, o que possibilita o uso de dados experimentais precisos sobre estes decaimentos para extrair limites para os ângulos de mistura. A mistura também permite que o limite experimental $m_{\nu_\tau} < 24$ MeV não implique necessariamente que $m_3 < 24$ MeV. De fato, mostramos que valores para m_3 da ordem de 100 MeV são ainda permitidos. Como a matriz de mistura pode, em princípio, ser complexa, podemos ter no setor leptônico violação de CP devido à fase que não pode ser absorvida pelos campos de matéria. Mostramos que os resultados dos experimentos de oscilação atuais combinados, limitam significativamente os valores máximos ainda permitidos para os observáveis de violação de CP. No entanto, ΔP da ordem de 1 % ainda poderá ser observada em alguns experimentos futuros. Finalmente, investigamos os dados de neutrinos solares à luz desta modificação do MPE. Conseguimos ajustar os dados de todos os

experimentos mais recentes, na hipótese de oscilação de longo comprimento de onda. Embora o χ^2 do ajuste global seja bastante bom, observamos que isso se deve, principalmente, ao peso do espectro de Super-Kamiokande que entra com 18 pontos experimentais. Entretanto, para os parâmetros de melhor ajuste, as taxas totais previstas para Homestake e Super-Kamiokande são incompatíveis com os dados experimentais dentro de dois desvios padrão.

Em seguida, introduzimos um único singleto de mão direita, o que produziu quatro neutrinos, dois de massa nula e dois de Majorana de massa m_P e m_F. Aqui foi necessária a introdução de uma matriz de mistura parametrizada por três ângulos. Novamente, isso causou uma modificação no cálculo das larguras leptônicas e invisível do Z^0 de forma que limites severos para os elementos da matriz de mistura, foram estabelecidos no confronto das expressões teóricas com os dados. Foi possível também estabelecer que $m_P < 40$ MeV, $\forall\ m_F$. Como m_F e m_P são neutrinos de Majorana, colocamos vínculos ainda mais restritivos para os parâmetros do modelo, quando $m_F > 40$ MeV, usando o limite proveniente da não observação do duplo decaimento β sem neutrinos. Nossos limites combinados com os da Ref. [41], fornecem uma informação muito importante sobre os valores mínimos e máximos permitidos para a mistura entre os diversos neutrinos ativos e um possível neutrino estéril. Isto poderá ajudar a restringir as soluções para as anomalias dos neutrinos solares e atmosféricos baseadas em esquemas de quatro neutrinos. Ainda obtivemos, independentemente, que os dados da largura invisível do Z^0 são compatíveis com este cenário para: (i) $m_P, m_F < M_Z/2$ se $m_F > 18.2\ m_P$; (ii) $m_P < M_Z/2$ e $M_Z/2 < m_F < M_Z$ sem restrições e (iii) $m_P < M_Z/2$, $m_F > M_Z$ se $m_P < 9$ GeV.

Introduzimos correntes que trocam sabor dos neutrinos, de forma totalmente fenomenológica, para investigar a possibilidade de explicar os resultados experimentais de neutrinos atmosféricos, sem introduzir novos neutrinos no MPE. Mostramos que os dados de sub-GeV e multi-GeV de Super-Kamiokande podem ser bem compreendidos dentro deste esquema de oscilação de neutrinos de massa nula, induzida por correntes que trocam sabor. Todavia, os primeiros resultados de K2K, apresentados recentemente, parecem ser incompatíveis com esta possibilidade. Caso este seja realmente o caso, poderemos usar os dados de oscilação para colocar limites bastante fortes nos acoplamentos que violam sabor.

A validade dos princípios de equivalência fraco e da invariância de Lorentz para neutrinos foi testada com dados solares. Surpreendentemente, estes dados parecem ser consistentes tanto com uma pequena violação do princípio

de equivalência, quanto com uma pequena quebra da invariância de Lorentz. Aparentemente, apenas experimentos cujo LE característico esteja em torno de 2×10^5 km-GeV poderão confirmar ou excluir estas possibilidades.

Finalmente, ao testar a compatibilidade dos dados de experimentos de oscilação com uma possível violação da mecânica quântica, estabelecemos os limites mais robustos e restritivos, até o presente momento, para este tipo de violação no setor de neutrinos. Estes limites excluem, em alguns casos, uma solução para o problema do neutrino solar ou uma explicação para os resultados experimentais do LSND através de um mecanismo de descoerência pura. Nossos limites, para certos comportamentos energéticos do parâmetro de descoerência, só poderão ser melhorados analisando os dados de neutrinos solares. Estamos no momento realizando este estudo.

Acreditamos ter demonstrado de forma cabal, a potencialidade da fenomenologia de neutrinos como ferramenta na busca de nova física fundamental.

Bibliografia

[1] Kamiokande Collab., H. S. Hirata *et al.* Phys. Lett. B **205**, 416 (1988); *ibid.* **280**, 146 (1992); Y. Fukuda *et al.*, *ibid.* B **335**, 237 (1994); IMB Collab., R. Becker-Szendy *et al.* Phys. Rev. D **46**, 3720 (1992); Soudan 2 Collab., W. W. M. Allison *et al.* Phys. Lett. B **391**, 491 (1997).

[2] Super-Kamiokande Collab., Y. Fukuda *et al. ibid.* B **433**, 9 (1998); Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998); Phys. Lett. B **436**, 33 (1989).

[3] Homestake Collaboration, K. Lande *et al.*, Astrophys. J. **496**, 505 (1998).

[4] Gallex Collaboration, W. Hampel *et al.*, Phys. Lett. B **447**, 127 (1999).

[5] V. Gavrin pela Colaboração SAGE, seminário apresentado na XIX International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2000), Sudbury, Canada, de 16 a 21 de junho, 2000, disponível em http://nu2000.sno.laurentian.ca/V.Gavrin/index.html.

[6] E. Bellotti pela Colaboração GNO, seminário apresentado na XIX International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2000), Sudbury, Canada, de 16 a 21 de junho, 2000, disponível em http://nu2000.sno.laurentian.ca/E.Bellotti/index.html; GNO Collaboration, M. Altmann *et al.*, hep-ex/0006034.

[7] Y. Suzuki pela Colaboração Super-Kamiokande, seminário apresentado na XIX International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2000), Sudbury, Canada, de 16 a 21 de junho, 2000, disponível em http://nu2000.sno.laurentian.ca/Y.Suzuki/index.html.

[8] C. Athanassopoulos *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 3082 (1996); *ibid.* **81**, 1774 (1998); G. Mills pela Colaboração LSND, seminário apresentado

na XIX International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2000), Sudbury, Canada, de 16 a 21 de junho, 2000, disponível em http://nu2000.sno.laurentian.ca/G.Mills/index.html.

[9] M. Sakuda pela Colaboração K2K, seminário apresentado na XXX International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2000), Osaka, Japão, de 27 de julho a 2 de agosto, 2000, disponível em http://ichep2000.hep.sci.osaka-u.ac.jp/scan/0728/pa08/sakuda/index.html.

[10] B. Pontecorvo, J. Exptl. Theoret. Phys. **33**, 549 (1957); *ibid.* **34**, 247 (1958).

[11] Z. Maki, M. Nakagawa e S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28**, 870 (1962).

[12] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D **17**, 2369 (1978); *ibid.* **20**, 2634 (1979).

[13] S. P. Mikheyev e A. Smirnov, Yad. Fiz. **42**, 1441 (1985) [Sov. J. Nucl. Phys. **42**, 913 (1986)]; Nuovo Cim. C **9**, 17 (1986).

[14] M. Gasperini, Phys. Rev. D **38**, 2635 (1988); *ibid.* **39**, 3606 (1989); A. Halprin e C. N. Leung, Phys. Rev. Lett. **67**, 1833 (1991).

[15] S. Coleman e S. L. Glashow, Phys. Lett. B **405**, 249 (1997); Phys. Rev. D **59**, 116008 (1999).

[16] J. Ellis *et al.*, Nucl. Phys. B **241**, 381 (1984).

[17] F. Benatti e R. Floreanini, JHEP **0002**, 32 (2000).

[18] B. Pontecorvo, Chalk River Report PD-205, novembro de 1946, não publicado.

[19] R. Zukanovich Funchal, *Limits on neutrino masses and mixing parameters*, Proceedings do XVIII Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos, p. 38 (1997).

[20] J. L. Vuilleumier *et al.* , Phys. Lett. B **114**, 298 (1982).

[21] B. Achkar *et al.*, Nucl. Phys. B **434**, 503 (1995).

[22] A. Piepke pela Colaboração KamLAND, seminário apresentado na XIX International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2000), Sudbury, Canada, de 16 a 21 de junho, 2000, disponível em http://nu2000.sno.laurentian.ca/A.Piepke/index.html.

[23] CHOOZ Collaboration, M. Apollonio *et al.*, Phys. Lett. B **420**, 397 (1998); *ibid.* **466**, 415 (1999).

[24] G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone e G. Scioscia, Phys. Rev. D **59**, 033001 (1999); Veja também G. L. Fogli *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **87**, 239 (2000).

[25] O. Yasuda, *New Era in Neutrino Physics*, Ed. por H. Minakata e O. Yasuda, Universal Academic Press, Tokyo, 1999, p. 165; Phys. Rev. D **58**, 091301 (1998); Acta. Phys. Polon. B **30** (1999).

[26] L. Borodovsky *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 274 (1992).

[27] A. Romosan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2912 (1997); D. Naples *et al.*, Phys, Rev. D **59**, 031101 (1999).

[28] The CHORUS Collaboration, seminário apresentado no XIX International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Stanford University, E.U.A., de 9 a 14 de agosto, 1999, hep-ex/990715.

[29] J. N. Bahcall, S. Basu e M. H. Pinsonneault, Phys. Lett. B **433**, 1 (1998).

[30] Veja http://www.sns.ias.edu/~jnb.

[31] M. Nakahata, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **87**, 125 (2000).

[32] T. K. Gaisser, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **87**, 145 (2000) e outras referências citadas neste artigo.

[33] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967); A. Salam, em *Elementary Particle Theory*, editado por N. Svartholm (Almquist and Wiksell, Stockholm, 1969), p. 367; S. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1972).

[34] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963); M. Kobayashi e T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).

[35] S. M. Bilenky e S. T. Petcov, Rev. Mod. Phys. 59, 671 (1987).

[36] O. L. G. Peres, V. Pleitez e R. Zukanovich Funchal, Phys. Rev. D **50**, 513 (1994).

[37] D. E. Groom *et al.*, European Physical Journal C **15**, 353 (2000).

[38] M. M. Guzzo, O. L. G. Peres, V. Pleitez e R. Zukanovich Funchal, Phys. Rev. D **53**, 2851 (1996).

[39] C. Jarlskog, Nucl. Phys. A **518**, 129 (1990); Phys. Lett. B **241**, 579 (1990).

[40] O. L. G. Peres, L. P. Freitas e R. Zukanovich Funchal, Phys. Rev. D **59**, 113014 (1999).

[41] A. D. Dolgov *et al.*, hep-ph/0008138.

[42] KTeV Collaboration, A. Alavi-Harati *et al.*, Phy. Rev. Lett. **83**, 22 (1999).

[43] C. Jarlskog, Phy. Rev. Lett. **55**, 1039 (1985).

[44] A. M. Gago, V. Pleitez e R. Zukanovich Funchal, Phys. Rev. D **61**, 016004 (2000).

[45] DELPHI Collaboration, P. Abreu, *et al.*, Phys. Lett. B **274**, 230 (1992); Nucl. Phys. B **367**, 511 (1991).

[46] Particle Data Group, Review of Particle Properties, The European Physical Journal C **3**, 1 (1998).

[47] W. J. C. Teves, dissertação de Mestrado, Instituto de Física da USP (1999), disponível em http://neutrinos.if.usp.br/gefan/teses/mestrado/walter/Tese/Tese.html.

[48] C. O. Escobar, O. L. G. Peres, V. Pleitez e R. Zukanovich Funchal, Phys. Rev. D **47**, R1747 (1993).

[49] A. M. Gago, H. Nunokawa e R. Zukanovich Funchal, hep-ph/0007270, aceito para publicação no Phys. Rev. D.

[50] M. C. Gonzalez-Garcia, M. M. Guzzo, P. I. Krastev, H. Nunokawa, O. L. G. Peres, V. Pleitez, J. W. F. Valle e R. Zukanovich Funchal, Phys. Rev. Lett. **82**, 3202 (1999).

[51] M. M. Guzzo, H. Nunokawa, O. L. G. Peres e R. Zukanovich Funchal, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **87**, 201 (2000).

[52] C. W. Misner, K. S. Thorne e J. A. Wheeler, *Gravitation* (Freeman, San Francisco, 1973).

[53] S. L. Glashow, A. Halprin, P. I. Krastev, C. N. Leung e J. Pantalone, Phys. Rev. D **56**, 2433 (1997).

[54] R. Foot, C. N. Leung e O. Yasuda, Phys. Lett. B **443**, 185 (1998).

[55] G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone e G. Scioscia, Phys. Rev. D **60**, 053006 (1999).

[56] J. Pantaleone, T. K. Kuo e S. W. Mansour, Phys. Rev. D **61**, 033011 (2000).

[57] I. R. Kenyon, Phys. Lett. B **237**, 274 (1990).

[58] A. M. Gago, H. Nunokawa e R. Zukanovich Funchal, Phys. Rev. Lett. **84**, 4035 (2000).

[59] A. M. Gago, H. Nunokawa e R. Zukanovich Funchal, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **87**, 215 (2000).

[60] S. Geer, Phys. Rev. D **57**, 6989 (1998); *ibid.* **59**, 039903 (1999).

[61] S. Hawking, Comm. Math. Phys. **87**, 395 (1982).

[62] G. Lüders, Ann. Phys. (NY), **2**, 1 (1957); W. Pauli, *Niels Bohr and the development of physics*, Eds. W. Pauli, L. Rosenfeld e V. Weisskopf (McGraw-Hill, New York, 1955).

[63] J. Ellis, J. L. Lopez, N. E. Mavromatos e D. V. Nanopoulos, Phys. Rev. D **53**, 3846 (1996); J. Ellis, N. E. Mavromatos e D. V. Nanopoulos, Phys. Lett. B **293**, 142 (1992).

[64] F. Benatti e R. Floreanini, Phys. Lett. B **389**, 100 (1996).

[65] E. B. Davies, *Quantum Theory of Open Systems* (Academic Press, New York, 1976).

[66] A. M. Gago, E. M. Santos, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, hep-ph/0009XXX.

[67] E. Lisi, A. Marrone e D. Montanino, Phys. Rev. Lett. **85**, 1166 (2000).

[68] A. M. Gago, E. M. Santos, W. J. C. Teves e R. Zukanovich Funchal, trabalho em andamento.

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ex. 1
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
3515
INSTITUTO DE FÍSICA