

A massa dos neutrinos

Teoria *versus* experimento

V. M. Aquino

Departamento de Física

Universidade Estadual de Londrina

86051-990 Londrina, PR

verissim@sica.uel.br

(Recebido: 30 de maio de 2001)

Resumo: *Nas últimas décadas, soluções ao problema do neutrino solar têm sido investigadas no contexto de teorias nas quais os neutrinos têm massa e podem oscilar entre os sabores eletrônico, muônico e tauônico. Os dados experimentais, hoje, parecem indicar que os neutrinos têm massa e que oscilações entre sabores realmente acontecem. No presente trabalho, efetuaremos uma revisão geral sobre a física de neutrinos desde a época da proposta de sua existência, apresentaremos suas propriedades e uma breve discussão das interações entre neutrinos e as outras partículas elementares no contexto do modelo padrão das interações fundamentais. Uma visão geral dos principais mecanismos de produção de neutrinos no interior solar, o espectro de energia destes neutrinos, os métodos de detecção de neutrinos e as características dos principais detectores existentes serão apresentados. No contexto de teorias envolvendo neutrinos massivos, mostraremos como o fluxo de neutrinos solares pode ser afetado devido a oscilações entre sabores de neutrinos. Alguns dados experimentais e as conclusões que podemos tirar do confronto entre estes dados e a hipótese de oscilações entre sabores serão também apresentados.*

Palavras-chave: *massa dos neutrinos, oscilações entre sabores*

1 Introdução

Atualmente existe uma série de trabalhos sobre neutrinos, originados, principalmente, pelos resultados dos experimentos que medem o fluxo de neutrinos provenientes do sol, os quais, colocaram em dúvida algumas das propriedades dessas partículas até então tidas como conhecidas. Muitos desses trabalhos [1-2] consistem de textos extremamente técnicos que, para um bom entendimento, pressupõem alguma bagagem inicial por parte do leitor. Outros [3-4] consistem de textos para divulgação e não fornecem uma visão geral sobre a física dessas partículas, a atual situação do nosso conhecimento sobre suas propriedades e como tal conhecimento tem sido acumulado. Nossa proposta no presente trabalho é fornecer aos leitores um texto mais completo, onde boa parte da fenomenologia associada a neutrinos seja discutida e alguns resultados teóricos importantes para a análise dos dados experimentais hoje existentes sejam também compreendidos. Para o leitor mais interessado no assunto, um maior detalhamento sobre o desenvolvimento dos resultados teóricos poderá ser encontrado nas referências indicadas no texto.

A física de neutrinos teve início em 1930. Apesar disso, a grande dificuldade na obtenção de dados experimentais sobre essas partículas, devido a sua baixa seção de choque para interação com a matéria, faz com que algumas de suas propriedades permaneçam ainda hoje não muito bem estabelecidas. Embora a análise de grande parte dos dados experimentais relativos a experimentos onde existe a participação de neutrinos, quando analisados à luz do chamado modelo padrão das interações fundamentais [5-7], segundo o qual a massa dos neutrinos é zero, apresente ótima concordância entre a teoria e a observação, medidas do fluxo de neutrinos, provenientes do sol e da população de neutrinos produzidos na atmosfera terrestre, introduziram os chamados "problema do neutrino solar" e "problema do neutrino atmosférico". Tais fatos colocaram em dúvida as propriedades físicas atribuídas aos neutrinos e, conseqüentemente, o próprio modelo padrão das interações fundamentais.

Os neutrinos atmosféricos são produzidos a partir do decaimento de pions, subprodutos de raios cósmicos, em muons mais um neutrino do tipo muônico, e em seguida, a partir do decaimento dos muons em elétrons mais um antineutrino eletrônico e um neutrino muônico. Desse modo, espera-se que a razão entre o número de neutrinos mais antineutrinos do tipo muônico e a soma do número de neutrinos e antineutrinos eletrônicos seja da ordem de dois. Isso não é observado quando são efetuados experimentos para detecção de neutrinos atmosféricos. A partir do modelo padrão solar e do modelo padrão das interações fundamentais, pode ser calculado o fluxo de neutrinos provenientes do Sol que incidem na Terra. Medidas do fluxo de neutrinos solares efetuadas por experimentos como os de Davis nos EUA [8], Kamiokande no Japão [9], entre outros, apresentam um déficit nesse fluxo, quando comparado com o valor esperado. Tal déficit ficou conhecido como "Problema do Neutrino Solar". É evidente que existe a possibilidade de o modelo padrão solar estar errado, mas, atualmente, a maior parte dos pesquisadores acredita que nosso conhecimento dos neutrinos é falho e que o modelo padrão das interações fundamentais precisa ser substituído ou pelo menos reparado.

Nas últimas décadas, soluções ao problema do neutrino solar têm sido investigadas no contexto de teorias [10-12] nas quais os neutrinos têm massa e podem oscilar entre os sabores eletrônico, muônico e tauônico. Os dados experimentais, hoje, parecem indicar que os neutrinos têm massa e que oscilações entre sabores realmente acontecem.

Neste trabalho, na seção 2, efetuaremos uma revisão geral sobre a física de neutrinos desde a época da proposta de sua existência; apresentaremos suas propriedades e como estas lhes foram atribuídas; e faremos uma breve discussão das interações entre neutrinos e as outras partículas elementares no contexto do modelo padrão das interações fundamentais. Boa parte dos dados sobre neutrinos apresentados nessa seção foram obtidos na referência [13].

Na seção 3, uma visão geral dos principais mecanismos de produção de neutrinos no interior solar, o espectro de energia desses neutrinos, os métodos de detecção de neutrinos e as características mais importantes dos principais detectores existentes serão apresentados.

Na seção 4, no contexto de teorias envolvendo neutrinos com massa, mostraremos como o fluxo de neutrinos solares pode ser afetado devido a oscilações entre sabores de neutrinos.

Finalmente, na seção 5, alguns dados experimentais e as conclusões que podemos tirar do confronto entre esses dados e a hipótese de oscilações entre sabores serão apresentados.

2 Os neutrinos e suas propriedades

A existência dos neutrinos foi proposta por Pauli como forma de explicar o espectro de energia de elétrons em processos de decaimento beta. Em tais processos, um núcleo ${}^A_Z B$ de números atômicos e de massa Z e A respectivamente, decai em um núcleo ${}^A_{Z+1} C$ com a emissão de um elétron. A cinemática desse processo, com a suposição de que o mesmo se trata de um decaimento em duas partículas, prevê para a energia do elétron emergente [13] a expressão

$$E = \frac{(m_B^2 + m_e^2 - m_C^2)c^2}{2m_B} \quad (1)$$

em completo desacordo com o espectro de energia dos elétrons produzidos em um processo de decaimento típico, como pode ser visto na figura 1. Tal espectro pode ser explicado com a introdução de uma nova partícula produzida durante o processo, sem carga, e com massa muito pequena, senão zero. Fermi chamou-a de neutrino. Atualmente, tais processos são compreendidos como resultado do decaimento do nêutron em um próton, um elétron e um antineutrino, isto é

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu} \quad (2)$$

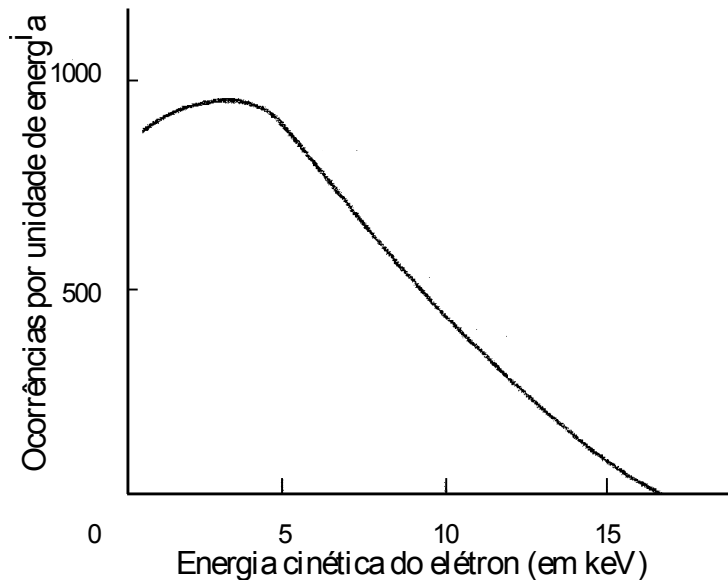


Figura 1. Espectro de energia dos elétrons do decaimento do trítio (${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He}$).
(Fonte: *Introduction to elementary particles*, David Griest. John Wiley, N.Y. 1987)

Em 1949, C. F. Powell [14] e seu grupo apresentaram os resultados de suas análises do decaimento do píon em um muon e o subsequente decaimento do muon em um elétron e dois neutrinos; as partículas que não apresentavam traços na câmara de emulsão foram supostas ser o neutrino de Pauli. Uma série de experimentos foi, então, realizada para o estabelecimento definitivo das características dessa nova partícula, muitos deles, utilizando-se da já conhecida simetria cruzada, a qual estabelece que, a uma dada reação observada do tipo $A + B \rightarrow C + D + E$, podemos associar reações cruzadas na forma $A + B + \bar{C} \rightarrow D + E$, nas quais a partícula produto C foi suprimida e, ao mesmo tempo, sua antipartícula \bar{C} foi introduzida como partícula reagente. Cowan e Reines [15], utilizando-se da reação



(decaimento beta inverso), comprovaram a existência dos neutrinos até então tidos como uma especulação teórica. Davis e Harmer [16], utilizando-se da esperada ocorrência da reação cruzada



efetuaram experimentos procurando pela reação



A não ocorrência da mesma levaria a concluir-se pela diferenciação entre neutrinos e antineutrinos. Tal diferenciação levou Konopinski e Mahmoud [17] a atribuírem aos léptons o número quântico leptônico L , o qual foi estabelecido ser +1 para os

neutrinos e os léptons carregados então conhecidos, muon e elétron, e ± 1 para os antineutrinos, antimuon e pósitron, sendo a conservação dessa quantidade o fator determinante para a ocorrência, ou não, de reações como as mostradas em (4) e (5).

Mais tarde, após o experimento sugerido por Lee e Yang [18] em 1956 para verificar ou não a quebra de simetria de paridade nas interações fracas, a qual é respeitada nas interações forte e eletromagnética, C. S. Wu [19] verificou que a simetria de paridade não é respeitada no setor fraco. Posteriormente, observações do spin dos muons no decaimento dos pions levaram a concluir-se que todos os neutrinos são objetos de mão esquerda (partículas que possuem o spin antiparalelo à velocidade) e todos os antineutrinos, de mão direita (spin paralelo à velocidade), concludo, assim, a quebra de simetria de paridade nos processos fracos. Neutrinos e antineutrinos passaram, então, a serem diferenciados também por sua helicidade, $+1$ para objetos de mão direita, e -1 para objetos de mão esquerda.

Finalmente, como forma de explicar a não verificação experimental do decaimento do muon em elétron mais fótons

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma \quad (6)$$

a conservação do número leptônico por família foi proposta e verificada nos testes experimentais de Brookhaven [20] em 1962.

Na tabela 1, apresentamos algumas das propriedades físicas dos neutrinos e dos léptons carregados. Todos os números quânticos n associados às suas antipartículas são tais que $n(\bar{p}) = -n(p)$. O número quântico helicidade é ± 1 para todos os neutrinos e não está apresentado nesta tabela visto que elétrons, muons e taus não são auto-estados do operador helicidade [13].

Lépton	Carga	Massa	Meia-vida	L_e	L_μ	L_τ
e	-1	0,522003	∞	+1	0	0
ν_e	0	0	∞	+1	0	0
μ	-1	105,659	$2,197 \times 10^{-6}$	0	+1	0
ν_μ	0	0	∞	0	+1	0
τ	-1	1784	$3,3 \times 10^{-13}$	0	0	+1
ν_τ	0	0	∞	0	0	+1

Tabela 1. As três famílias de léptons ((e, ν_e) , (μ, ν_μ) , (τ, ν_τ)) e os respectivos números quânticos associados. A carga é dada em unidades da carga elementar, a massa em MeV/c^2 e a meia vida em segundos.

2.1 Interações de neutrinos com as partículas elementares

Os neutrinos, por não terem carga elétrica ou momento de dipolo magnético, não interagem eletromagneticamente. Tampouco participam de processos onde a interação seja a forte. Segundo o modelo padrão das interações fundamentais, os neutrinos interagem com outras partículas, léptons ou quarks, via a chamada interação fraca, uma interação de muito curto alcance e que ocorre com uma seção

de choque muito baixa quando comparada com seções de choque típicas de processos eletromagnéticos e fortes, motivo pelo qual neutrinos são muito difíceis de serem detectados. A lagrangeana padrão é construída de maneira que todos os processos envolvendo léptons ocorram respeitando, entre outras leis de conservação, tais como energia, momento, carga elétrica, etc., a conservação do número leptônico por família. Na linguagem de teoria de campos, todas as interações ocorrem via troca de partículas chamadas mediadores. Na interação fraca, existem dois tipos de mediadores: os W , os quais são responsáveis pela interação via corrente carregada, e o Z_0 , responsável pela interação via corrente neutra.

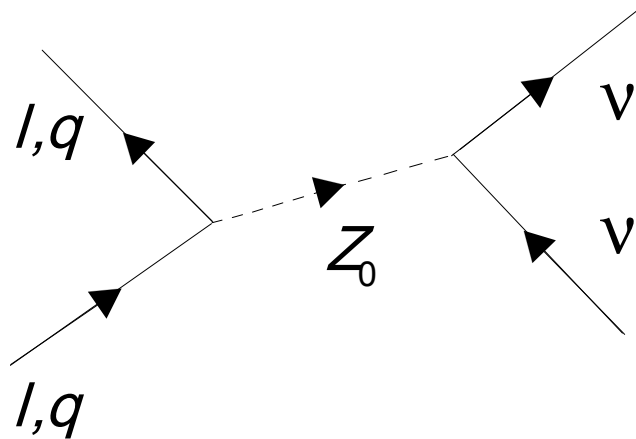


Figura 2. Diagrama de Feynman para o espalhamento lépton(quark)-neutrino via corrente neutra. As partículas da parte inferior do diagrama são as partículas incidentes e as da parte superior as partículas produto.

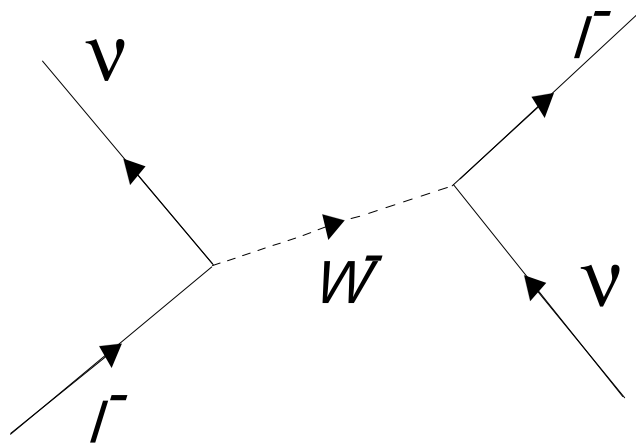


Figura 3. Diagrama de Feynman do espalhamento lepton-neutrino via corrente carregada. As partículas da parte inferior do diagrama são as partículas incidentes e as da parte superior as partículas produto.

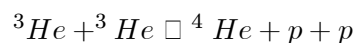
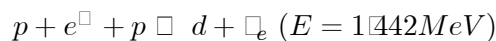
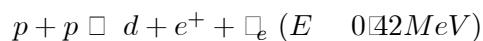
Nas figuras 2 e 3, as interações entre neutrinos e outras partículas (léptons ou quarks) são representadas pelos diagramas de Feynman correspondentes. No diagrama da figura 2, um lépton (ou quark) interage com um neutrino via troca de um bóson Z_0 . O número leptônico por família é conservado. No diagrama da figura 3, um lépton l (elétron, muon ou tau) emite um W^- e um neutrino da mesma família ν_l é criado. O W^- é, então, absorvido por um neutrino de qualquer sabor e é produzido um lépton carregado do mesmo sabor do neutrino. Deve-se observar, no entanto, que, no primeiro diagrama, como se trata de um espalhamento elástico (as partículas produzidas são iguais às partículas incidentes), a reação pode ocorrer a baixas energias. No caso do segundo diagrama, entretanto, se o lépton incidente é um elétron, a reação pode ocorrer para baixas energias das partículas incidentes se o neutrino for do tipo eletrônico. A reação é elástica. Para um neutrino do tipo muônico, a reação só se tornará cinematicamente possível para energias das partículas incidentes suficientemente grandes para a criação do muon, que tem massa de repouso muito maior do que a massa de repouso do elétron. Tal processo consiste em um espalhamento inelástico.

Como vemos, para neutrinos solares (de baixa energia), existem dois caminhos para espalhamento $\nu_e e^-$, a saber, via corrente carregada ou neutra. Um espalhamento $\nu_\mu e^-$, no entanto, só pode ocorrer via corrente neutra. Como resultado, as seções de choque para espalhamento elástico de neutrinos muônico e eletrônico com elétrons, calculadas utilizando-se as regras de Feynman para tais processos [13], resultam tais que $\sigma(\nu_\mu e^-) = 0,15 \sigma(\nu_e e^-)$.

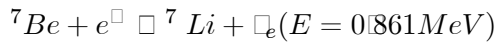
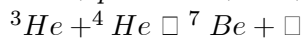
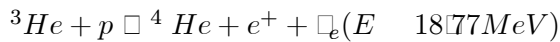
3 Produção de neutrinos no interior solar e mecanismos de detecção

As investigações sobre os mecanismos de produção de energia no interior solar, baseadas nas informações obtidas a partir de dados como massa, luminosidade, etc., levaram a vários modelos do Sol. No que diz respeito aos processos de produção de energia no interior solar, todos os modelos existentes não diferem muito do mais aceito [21], o modelo padrão solar. Segundo tal modelo, os neutrinos são criados no interior solar principalmente a partir das reações das cadeias ppI (86%), ppII (14%) e ppIII, apresentadas a seguir. As energias apresentadas seguindo algumas reações correspondem às energias dos neutrinos produzidos.

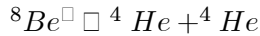
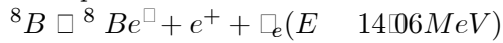
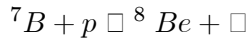
cadeia ppI



cadeia ppII



cadeia ppIII



A figura 4 mostra o fluxo de neutrinos esperado na superfície terrestre em função da energia, concordando com o modelo padrão solar e com o modelo padrão das interações fundamentais. O fluxo total de neutrinos (integral sobre todas as energias) resulta ser, a partir desses dados,

$$\Phi \approx 6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (7)$$

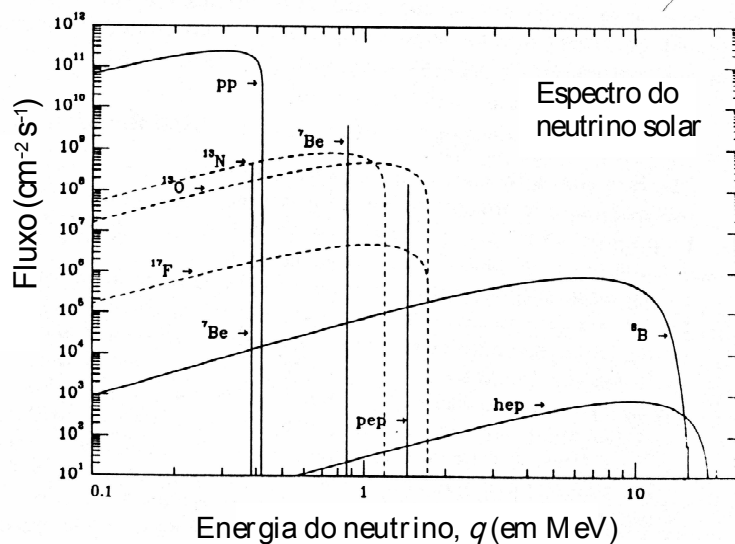


Figura 4. Fluxo de neutrinos solares em função da energia para as principais reações de produção de neutrinos no interior solar conforme previsto pelo modelo padrão solar.

Figura adaptada de *Neutrino Astrophysics*, J.N. Bahcall. Cambridge University Press: N.Y. (1990)

3.1 Processos de detecção e detectores

3.1.1 Detectores radioquímicos

Um dos processos para a detecção de neutrinos consiste em utilizarem-se reações inversas (cruzadas) de reações que ocorrem naturalmente. Assim, o experimento de

Davis [8] (Homestake-USA), utiliza-se do decaimento inverso do argônio em cloro. Nesse experimento, uma piscina contendo 680 toneladas de tetracloroetileno, localizada em uma mina profunda para evitar reações secundárias provenientes de raios cósmicos, recebe neutrinos provenientes do Sol dando lugar à reação



O número de átomos de argônio é periodicamente monitorado e o fluxo de neutrinos provenientes do Sol pode ser calculado. A energia de limiar do neutrino para que a reação ocorra é de 0.814 MeV. Experimentos similares, Sage [22] na Rússia, e Gran-Sasso [22] na Itália, utilizam-se do decaimento inverso do germânio em gálio.

3.1.2 Detectores de radiação Cerenkov

Experimentos para detecção de neutrinos como os de Kamiokande [9] e Super-Kamiokande [23], no Japão, e SNO (Sudbury Neutrino Observatory) [24], no Canadá, utilizam-se do espalhamento entre neutrinos solares e elétrons existentes em grandes tanques contendo água. Os elétrons relativísticos ($v_e/c \approx 0.98$) de recuo emitem radiação Cerenkov em um cone muito estreito na direção do movimento da partícula, o que permite determinar com boa segurança a proveniência dos neutrinos; tal radiação é captada por fotomultiplicadoras existentes nas paredes do tanque onde o evento é registrado. No experimento de Super-Kamiokande, 50000 m³ de água, a um quilômetro de profundidade, detectam neutrinos solares a uma taxa da ordem de vinte e sete eventos por dia. A energia de limiar para detecção dos neutrinos neste caso é de 5 MeV. Tal fato implica que a grande maioria dos neutrinos solares detectados por Kamiokande e Super-Kamiokande são provenientes do decaimento do ${}^8\text{B}$ (ver figura 4).

4 Neutrinos massivos

Na lagrangeana padrão, a qual descreve as interações fundamentais entre as partículas elementares, diga-se de passagem, muito bem, visto que a maioria dos experimentos terrestres dentro dos limites estabelecidos pelos erros experimentais parecem concordar com o modelo, não existe um termo de massa para os neutrinos.

Com o aparecimento dos chamados problemas dos neutrinos solares e atmosféricos, vários novos modelos, em que a existência de um termo de massa para os neutrinos é introduzido, têm sido propostos. Tais modelos conseguem dar conta das interações dos neutrinos com a matéria sem produzir complicações nesse setor, introduzindo, porém, a possibilidade de oscilações entre sabores, o que pode resolver os problemas do neutrino solar e atmosférico. Para o leitor mais interessado, indicamos a referência [25] como uma boa primeira leitura sobre o assunto. No contexto de tais teorias, existe a possibilidade de que os neutrinos, como os conhecemos, nos sabores eletrônico, muônico e tauônico, não sejam criados como auto-estados de energia, o que alguns compreendem ser os verdadeiros estados de partícula. Nesses casos,

se o espectro de valores das massa dessas partículas não for degenerado, existirá a possibilidade de que esses neutrinos oscilem entre os três estados de sabor.

Como primeira aproximação, existe uma série de trabalhos sobre oscilações de neutrinos no contexto da existência de dois sabores, no vácuo e na matéria, principalmente após os cálculos de L. Wolfenstein [11], S. P. Mikheyev e A. Yu Smirnov [12], mostrando que efeitos de matéria (efeito MSW) podem aumentar consideravelmente as possibilidades de transições entre sabores. Duas importantes revisões sobre o tema são apresentadas nas referências [1] e [2]. A extensão para o caso de oscilações entre três sabores pode ser encontrada nas referências [2-26 e 27]. Observe-se que, como neutrinos do tipo muônico apresentam uma seção de choque para espalhamento com elétrons em detectores como Kamiokande menor que a seção de choque entre neutrinos eletrônicos e elétrons, e não são detectados por detectores que utilizam-se do espalhamento beta inverso (SAGE, Davis e GRAN SASSO), oscilações entre sabores de neutrinos apresentam-se como uma boa forma de explicar o déficit no fluxo de neutrinos observado nesses experimentos. Nesse cenário, para um certo número de neutrinos do tipo eletrônico produzidos no centro do Sol por segundo, o que determina um fluxo esperado de neutrinos na superfície terrestre, oscilações de parte desses neutrinos para os tipos muônico ou tauônico, de menor seção de choque para detecção, implicam um aparente déficit no fluxo de neutrinos.

4.1 Oscilações entre sabores

A equação de evolução temporal para um sistema envolvendo três sabores de neutrinos, ν_e , ν_μ e ν_τ [2], extensão da equação no contexto de dois sabores [1-2], é dada por

$$i \frac{d}{dt} \nu_f(t) = \frac{1}{2E} U M^2 U^\dagger + A \nu_f(t) \quad (9)$$

com

$$\nu_f(t) = \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} \quad (10)$$

onde $\nu_e(t)$, $\nu_\mu(t)$ e $\nu_\tau(t)$ representam as amplitudes de probabilidade de o neutrino ser encontrado nos auto-estados de sabor eletrônico, muônico e tauônico, respectivamente. U é a matriz de mistura

$$U = e^{i\alpha_7} e^{i\alpha_5} e^{i\alpha_2}, \quad (11)$$

apresentada explicitamente no apêndice 1, e conecta estados de sabor com estados de partícula através da relação $\nu_f(t) = U \nu_p(t)$ com

$$\nu_p(t) = \begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \\ \nu_3(t) \end{pmatrix} \quad (12)$$

cumprindo, assim, no setor dos neutrinos da lagrangeana que descreve as interações, o mesmo papel que a matriz de Kobayashi-Maskawa no setor de quarks.

Em (11), M^2 é a matriz

$$M^2 = \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3^2 \end{pmatrix} \quad (13)$$

onde m_i^2 são os auto-valores das massas quadráticas dos neutrinos, e A é a matriz (3×3) de interação com a matéria, cujo único elemento não nulo é dado por $A_{11} = 2\sqrt{2}G_F N_e E$ em que G_F é a constante de Fermi, N_e a densidade eletrônica e E a energia do neutrino. Na Eq. (11), as matrizes σ_2 , σ_5 e σ_7 são matrizes de Gell-Mann e θ , ϕ , e ψ os ângulos de mistura.

Observemos que, a partir de um estado inicial eletrônico

$$\psi_f(0) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (14)$$

o qual consiste de uma mistura de auto estados de partícula (energia),

$$\psi_p(0) = \begin{pmatrix} \cos\theta \cos\phi \\ \cos\theta \sin\phi \\ \sin\theta \end{pmatrix} \quad (15)$$

a solução da equação de evolução temporal (9), no vácuo, ou na presença da matéria, fornece as amplitudes de probabilidade de o neutrino ser encontrado em um instante t nos três estados de sabor. Observemos, ainda, que a equação (9), no caso em que $\theta = \phi = 0$, desacopla uma das componentes de ψ_f , e é recuperado o caso de somente duas famílias, quando existe somente um ângulo de mistura, geralmente designado por μ .

4.2 Soluções para a equação de evolução temporal

Soluções para a equação de evolução temporal (9) no vácuo e a densidade de matéria constante, situação em que as massas quadráticas dos neutrinos e ângulos de mistura assumem valores efetivos diferentes dos do vácuo, podem ser encontradas exatamente, tanto no caso de duas famílias [1-2], como no caso de três [26-27]. No caso de evolução dos neutrinos em regiões de densidade de matéria variável, existem duas situações distintas, as quais podem ser tratadas aproximadamente:

a) em regime adiabático, situação em que a probabilidade de sobrevivência $P^{ad}(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ de um neutrino, criado como eletrônico em $x = 0$ ser encontrado na posição x como eletrônico, depende somente das condições iniciais e finais [1] (duas famílias) e [27] (três famílias). A condição de adiabaticidade, no caso de duas famílias, é determinada pela relação $\mu \gg 1$, onde μ é o parâmetro de adiabaticidade [1] dado por

$$\mu = \frac{(\Delta m^2 E)^2 \sin^2 2\theta}{2\sqrt{2}G_F \sin^3 2\theta} \frac{1}{\frac{dN_e}{dx}} \quad (16)$$

o qual é de nido impondo-se que o ângulo de mistura efetivo θ na presença da matéria não varie muito fortemente;

b) em regime não adiabático, quando, em situação ressonante determinada pela relação $A = \Delta \cos 2\mu$, transições entre os auto-estados ν_1 e ν_2 assumem um papel importante na expressão para a probabilidade de sobrevivência do neutrino $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$, a qual, para um neutrino que evolua a partir de uma posição inicial atravessando uma região de evolução em regime adiabático e outra em regime não adiabático e ressonante, é dada por [1]

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = (1 - X)P^{ad}(\nu_e \rightarrow \nu_e) + X(1 - P^{ad}(\nu_e \rightarrow \nu_e)) \quad (17)$$

onde X é a probabilidade de transição entre os auto-estados ν_1 e ν_2 , a qual pode ser calculada pelo método de Landau-Zener [28], pela expressão do Palasch [1], ou pelo método da fase estacionária [29].

A extensão das expressões para $P^{ad}(\nu_e \rightarrow \nu_e)$, e $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$, incluindo as possibilidades de transição entre auto-estados de partícula (transições $\nu_1 \rightarrow \nu_2$ e $\nu_2 \rightarrow \nu_3$), para o caso de três famílias, pode ser encontrada nas referências [2] e [27]. Observe-se que, nesse caso, para um neutrino evoluindo em uma região de densidade de matéria variável, existem duas possibilidades de regime ressonante e duas condições de adiabaticidade ou não do regime de evolução.

5 Neutrinos do 8B e transições entre sabores

Seja $\Phi(E)$ o fluxo de neutrinos eletrônicos com energia E a serem detectados na Terra provenientes do decaimento do 8B (ver tabela 1) no interior solar. Um pouco de trabalho algébrico simples [30] permite verificar que tal fluxo é dado pela expressão

$$\Phi(E) = \frac{\Phi(E)N}{8RR_\odot} \int_0^1 \frac{f(x)}{x} \ln \frac{(1 + \frac{x}{R_\odot})}{(1 - \frac{x}{R_\odot})} P(\nu_e \rightarrow \nu_e(x)) dx \quad (18)$$

onde $x = \frac{r}{R_\odot}$; $R = \frac{R}{R_\odot}$; r é a posição radial no ponto de produção dos neutrinos em relação a um referencial centrado no Sol, R é a distância Terra-Sol, R_\odot é o raio solar e as funções $\Phi(E)$ e $f(x)$ descrevem o espectro de energia e distribuição da produção dos neutrinos do 8B no interior solar. Com o conhecimento das funções $\Phi(E)$, $f(x)$ [21] e a distribuição eletrônica solar N_e [1], o fluxo $\Phi(E)$ pode ser calculado com a probabilidade $P(\nu_e \rightarrow \nu_e(x))$ dada pela expressão (17) ou sua equivalente no contexto de três famílias. Tais quantidades foram calculadas por utilização de métodos numéricos e estão apresentadas na referência [31]. O fluxo $\Phi(E)$, para determinados valores dos parâmetros diferença entre as massas quadráticas e ângulos de mistura, apresenta uma grande discrepância em relação à previsão do modelo padrão. Tais resultados poderão vir a ser de grande interesse pelo fato de que experimentos como o de Super-Kamiokande pretendem, em um futuro próximo, fornecer

com maior precisão o espectro de energia dos neutrinos solares detectados. Para o presente momento, em vista de que atualmente somente existem dados com ângulos sobre o fluxo integral, interessa-nos a razão

$$R = \frac{\int [\phi(E)\phi(\theta_e\theta_\nu) + (\phi_s(E) - \phi(E))\phi(\theta_e)]dE}{\int \phi_s(E)\phi(\theta_e\theta_\nu)dE} \quad (19)$$

onde o segundo termo do numerador leva em conta os neutrinos solares detectados em Super-Kamiokande, provenientes do espalhamento θ_ν , e , e o termo do denominador é a previsão para detecção de acordo com o modelo padrão, a qual pode ser obtida de (16) com $P(\theta_e\theta_\nu\theta_\nu) = 1$.

5.1 Resultados experimentais

Na tabela 2, apresentamos os resultados experimentais dos principais experimentos para detecção de neutrinos em operação [32]. As iniciais H, K, S, G e SK correspondem aos experimentos de Davis, Kamiokande, SAGE, GALLEX e Super-Kamiokande, respectivamente. Na coluna das unidades, a sigla SNU (Solar Neutrino Unit) corresponde à quantidade de neutrinos absorvidos por cada 10^{36} átomos de cloro. Os subíndices *obs* e *teor* correspondem, respectivamente, às quantidades observadas e calculadas teoricamente concordando com o modelo padrão das interações fundamentais.

Experimento	I_{obs}	I_{teor}	unidade
H	256 ± 016 ± 016	77 ⁺¹² ₋₁₀	SNU
K	280 ± 019 ± 033	515 ⁺¹⁰ ₋₇	$10^6 cm^2 s^{-1}$
S	67 ^{+7.2+3.5} _{-7.0±3.0}	129 ⁺⁸ ₋₆	SNU
G	77 ⁺⁵ 62 ^{+4.3} _{-4.7}	129 ⁺⁸ ₋₆	SNU
SK	245 ± 004 ± 007	515 ⁺¹ ₋₇	$10^6 cm^2 s^{-1}$

Tabela 2: Fluxo observado e previsto pelo modelo padrão das interações fundamentais para os principais experimentos de detecção de neutrinos.

5.2 Análise dos resultados

Consideremos os dados sobre o fluxo de neutrinos provenientes do Sol, detectados no experimento de Kamiokande. A razão q entre o número de neutrinos detectados e o número de neutrinos previstos pelo modelo padrão pode ser calculada com os dados da tabela 2 e resulta

$$q = \frac{280 \pm 019 \pm 033}{515 \pm 10 \pm 7} \quad (20)$$

o que, devido aos erros experimentais, implica uma variação dessa quantidade entre os valores máximo e mínimo dados por $q_{max} = \frac{280 + 019 + 033}{515 - 10 - 7} = 0.74$ e

$q_{\min} = \frac{280 \times 0.19 \times 0.33}{5 \times 15 + 10} = 0.37$. A razão R , devida na expressão (19), pode também ser calculada a partir do resultado da expressão (18), com $P(\theta_e, \theta_e)$ dado pela expressão (17), ou sua extensão para o caso de três famílias, e comparada com a razão q para dados valores dos parâmetros físicos do sistema de neutrinos. Na figura 5, a razão R é apresentada em um contexto de duas famílias de neutrinos. Os parâmetros físicos θ e $\sin^2 2\theta \cos 2\mu$ variam nos intervalos $10^{20} \text{MeV}^2/c^4 < \theta < 10^{15} \text{MeV}^2/c^4$ e $10^4 < \sin^2 2\theta \cos 2\mu < 90$ respectivamente. A região escura na figura corresponde à região em que tais parâmetros resultam em uma razão $q_{\min} < R < q_{\max}$.

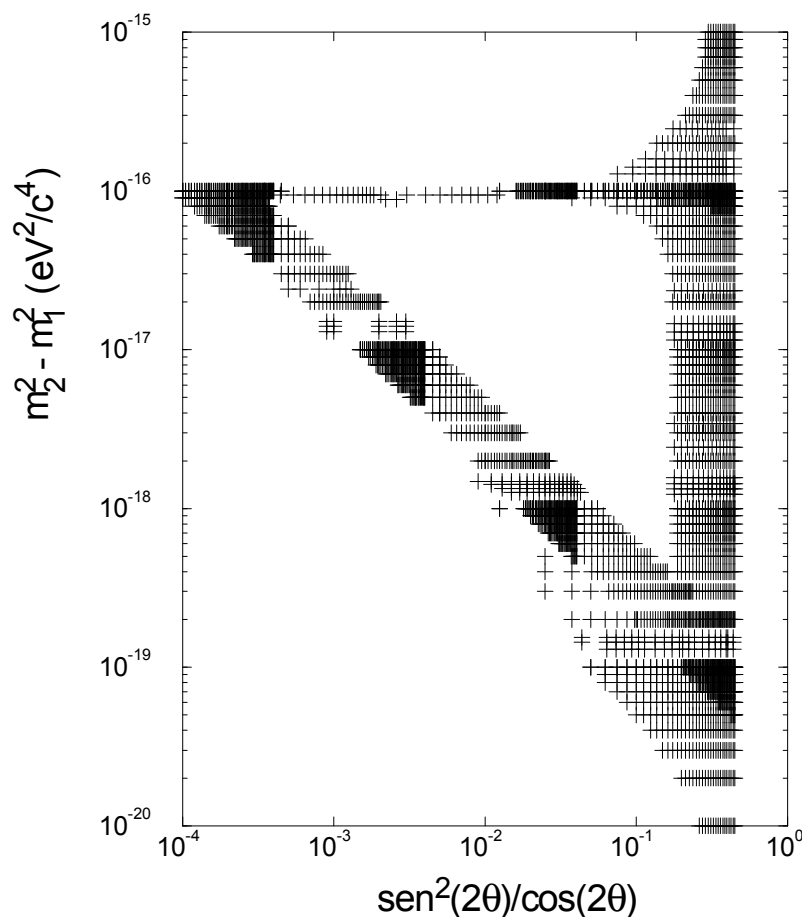


Figura 5. Conjunto de parâmetros $m_2^2 \times m_1^2$ e $\sin^2 2\theta \cos 2\mu$ (região sombreada) compatíveis com os dados experimentais de Kamiokande.

6 Conclusões

O conjunto de parâmetros massas quadráticas m_1^2 , m_2^2 , m_3^2 e os ângulos de mistura θ , μ e ϕ compatíveis com a razão $q_{\min} < R < q_{\max}$ têm sido calculados no

contexto de duas e três famílias de neutrinos e estão apresentados nas referências [32] e [33]. Nessas referências, a variação do fluxo diurno e noturno de neutrinos no experimento de Kamiokande é também levada em conta, assim como os dados do experimento de Davis. No experimento de Davis, o segundo membro do numerador da expressão (19) deve ser omitido, visto que tal experimento só detecta neutrinos do tipo eletrônico. Os erros experimentais, até o presente momento, não permitem identificar o exato conjunto de parâmetros físicos do sistema de neutrinos compatíveis com a solução aos problemas dos neutrinos solares e atmosféricos. As evidências, no entanto, apontam para o fato de que oscilações entre tipos de neutrinos ocorrem e, conseqüentemente, os neutrinos podem ter massa diferente de zero.

Apêndice

A matriz de mistura no setor de neutrinos, expressão (11) do texto principal, é dada explicitamente por

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} \cos \theta_{13} & \cos \theta_{12} \sin \theta_{13} & \sin \theta_{12} \\ \sin \theta_{12} \cos \theta_{13} & \sin \theta_{12} \sin \theta_{13} & \cos \theta_{12} \\ -\sin \theta_{13} \cos \theta_{23} & \sin \theta_{13} \sin \theta_{23} & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \quad (21)$$

Bibliografia

- [1] Palash B. Pal, *International Journal of Modern Physics A* **7**, 5387 (1992).
- [2] T. K. Kuo; James Pantaleone, *Reviews of Modern Physics* **61**, 937 (1989).
- [3] J. N. Bahcall; F. Calaprice; A. B. McDonald; Y. Totsuka, *Physics Today* **30** (1996).
- [4] C. A. Bertulani, *Ciência Hoje* **18**, 52 (1995).
- [5] S. L. Glashow, *Nuclear Physics* **22**, 579 (1961).
- [6] S. Weinberg, *Physical Review Letters* **19**, 1264 (1967).
- [7] A Salam, em *Elementary particle theory: Relativistic groups and analyticity*. Anais do "Eighth Nobel Symposium", editado por N. Svartholm. Almqvist and Wiksell: Estocolmo: 1968, p. 367.
- [8] R. Davis Jr., *Physical Review Letters* **12**, 303 (1964).
- [9] E. W. Beier, nos Anais do "Seventh Workshop on Grand Unification, ICOBAN '86", Toyama, Japan, editado por J. Arafune. World Scientific, Singapura: 1987, p. 79.
- [10] S. M. Bilenky; B. M. Pontecorvo, *Physics Reports C* **41**, 225 (1978).
- [11] L. Wolfenstein, *Physical Review D* **17**, 2369 (1978); e **20**, 2634 (1979).
- [12] S. P. Mikheyev e A. Yu Smirnov, *Sovietic Journal of Nuclear Physics* **42**, 1913 (1985); *Nuovo Cimento* **9C**, 17 (1986).

- [13] David Griffiths, *Introduction to elementary particles*. John Wiley: N.Y. 1987.
- [14] C. F. Powell; P. H. Fowler; D. H. Perkins, *Nature* **163**, 82 (1949).
- [15] F. Reines; C.L. Cowan, *Physical Review* **92**, 8301 (1959); C. L. Cowan *et al.*, *Science* 124, **103** (1956).
- [16] R. Davis; D. S. Harmer, *Bull. Am. Phys. Soc.* **4**, 217 (1959).
- [17] E. J. Konopinski; H. M. Mahmoud, *Physical Review* **92**, 1045 (1953).
- [18] T. D. Lee, C. N. Yang, *Physical Review* **104**, 254 (1956).
- [19] C. S. Wu, *Physical Review* **105**, 1413 (1957).
- [20] G. Damby *et al.*, *Physical Review Letters* **9**, 36 (1962).
- [21] J. N. Bahcall, *Reviews of Modern Physics* **60**, 297 (1988).
- [22] J. N. Bahcall; B. T. Cleveland; R. Davis Jr.; I. Dostrovsky; J. C. Evans; W. Frati; G. Friedlander; K. Lande; J. K. Rowley; R. W. Stoenner; J. Weneser, *Physical Review Letters* **40**, 1351 (1978).
- [23] Y. Totsuka. Anais do \square Seventh Workshop on Grand Unification, ICOBAN \square 86 \square Toyama, Japan, editado por J. Arafune. World Scientific, Singapura: 1987, p. 118.
- [24] W. F. Davidson; P. Depommier; G. T. Ewan; H. B. Mak. Anais do \square International Conference on Baryon non Conservation, ICOBAM \square 84 \square Park City, Utah: 1984, p. 273.
- [25] Rabindra N. Mohapatra, *World Scientific Lecture Notes in Physics* **41**, (1990).
- [26] H. W. Zaglauer; K. H. Schwarzer, *Zeitschrift für Physik C* **40**, 273 (1988).
- [27] J. Bellandi; M. M. Guzzo; V. M. Aquino, *Brazilian Journal of Physics* **27**, 384 (1997).
- [28] C. Zener, *Proc. R. Soc. London A* **137**, 696 (1932).
- [29] M. M. Guzzo; J. Bellandi; V. M. Aquino, *Physical Review D* **49**, 1404 (1994).
- [30] M. Canaves Jr., *Espectro de neutrinos solares provenientes da reação ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + \nu_e + e^+$ e oscilações entre sabores* \square Tese de mestrado, UEL (1999).
- [31] V. M. Aquino; M. Canaves Jr., *Physical Review D* **60**, 73001 (1999).
- [32] G. L. Fogli, E. Lisi, D. Montamino e A. Palazzo, hep-ph/9912231 (1999).
- [33] Waikwok Kwong; S. P. Rosen, *Physical Review D* **54**, 2043 (1996).