UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

INSTITUTO DE FÍSICA GLEB WATAGHIN

EFEITOS DAS ONDAS MAGNETOSSÔNICAS NO FLUXO DE NEUTRINOS SOLARES

Jorge Humberto Colonia Bartra
Orientador: **Prof. Dr. Marcelo Moraes Guzzo**

Este exemplar corresponde à redação final da Tese de Mestrado pelo aluno Jorge Humberto Colonia Bartra e aprovada pela Comissão Julgadora.
Campinas, 3/4/96

Tese apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin", como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Física

Fevereiro de 1996

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA

BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

B286e

Bartra, Jorge Humberto Colonia
Efeitos das ondas magnetossônicas no fluxo de neutrinos solares / Jorge Humberto Colonia Bartra. -- Campinas, SP : [s.n.], 1996.

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

1. Neutrinos solares. 2. Massa de neutrinos. 3. Interações de neutrinos. 4. Campo magnético solar. I. Guzzo, Marcelo Moraes. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA
GLEB WATAGHIN

PARECER DE APROVAÇÃO

DEFESA DE TESE DE MESTRADO DE

JORGE HUMBERTO COLONIA BARTRA

DATA: 22 / 02 / 96

BANCA EXAMINADORA:

- Prof. Dr. Marcelo Moraes Guzzo (Orientador)

- Profa. Dra. Norma Reggiani

- Prof. Dr. Armando Turtelli Júnior

Resumo

Estudamos um modelo onde ondas magnetossônicas lentas são produzidas devido a deslocamentos de plasma solar, perturbando o campo magnético no Sol. Como conseqüência, quando se supõe um momento magnético não nulo do neutrino, observam-se flutuações no fluxo do neutrino solar. A razão é a interação dos neutrinos solares com o campo magnético perturbado no Sol, que leva à conversão de um neutrino ativo a outro não detectável.

Resolvemos a equação que modela o campo magnético perturbado no Sol, e as equações de evolução dos neutrinos que interagem com o campo magnético solar. Simulamos o comportamento temporal do espectro do neutrino solar de ^8B para analisar possíveis flutuações do fluxo a serem observadas em detalhe nos experimentos que entrarão em funcionamiento num futuro próximo.

Abstract

We analyse a model where slow magnetosonic waves are produced from solar plasma displacements perturbating the solar magnetic field. As a consequence, when a nonvanishing neutrino magnetic moment is assumed, we observe flutuations of solar neutrino flux. This is because the interaction of solar neutrinos with the perturbated solar magnetic field leads to a conversion of an active neutrino into a nondetectable one.

We solved the equation that models the perturbated solar magnetic field and the evolution equations of neutrinos interacting with the solar magnetic field. We simulate the time behavior of ^8B solar neutrino spectrum to analyse possible flux fluctuations which will be detailed observed in experiments will begin operating in a near future.

Agradecimentos

Quero agradecer a todos que fizeram possível a conclusão da Tese de Mestrado.

Em especial a Marcelo Guzzo pelo seu contínuo estímulo e a orientação deste trabalho.

A Norma Reggiani pelas valiosas contribuições e pelo acompanhamento desta tese.

A Silvana pela compreensão e por ter me encorajado sempre nos momentos difíceis.

Ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" pela acolhida e as ótimas condições de trabalho.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pelo apoio financeiro.

A mis padres,
por el incentivo
a mi educación.

Sumário

Lista de Tabelas

Lista de Figuras

INTRODUÇÃO

Resultados dos quatro experimentos de neutrino solar [1–4], utilizando diferentes técnicas de detecção, mostram uma discrepância entre o fluxo medido de neutrinos que chegam do Sol e o fluxo que predizem os vários modelos solares [5–7]. No entanto, a comparação dos dados dos experimentos sugere que, independentemente dos modelos solares, novos processos físicos podem estar envolvidos [8].

Os quatro experimentos atualmente em operação reportam em média um déficit do fluxo de neutrinos ao redor de 30 a 50% do valor esperado [9]. As predições teóricas estão baseadas no Modelo Solar Padrão (SSM) [7] e são comparadas com os dados experimentais (Tabela .1).

Experimento	$\frac{\textit{taxa de eventos observados}}{\textit{Predições SSM}}$
Homestake	0.32 ± 0.03
Kamiokande	0.51 ± 0.07
GALLEX	0.60 ± 0.09
SAGE	0.52 ± 0.09

Tabela .1: Resultados dos experimentos atuais [10].

A origem do déficit de neutrinos solares é ainda desconhecida. Muitas soluções alternativas têm sido propostas para explicá-la [9,11]. Estas, geralmente, se dividem em duas categorias, as que consideram modificações dos parâmetros astrofísicos do Modelo Solar Padrão e as que invocam nova física de partículas. Existem fortes argumentos que levam a excluir as soluções astrofísicas e é mais concebível que, na viagem Sol-Terra, algo aconteça que mude as propriedades dos neutrinos solares.

Uma possível solução são as oscilações de neutrinos de um estado ativo a outro estéril (pouco detectável) que impede sua detecção nos detectores atuais. O mecanismo de oscilação, originalmente proposto por Pontecorvo [12], supõe que os neutrinos não têm massas degeneradas e que os autoestados de massa são diferentes dos seus autoestados de interação fraca.

Outro tipo de solução é o efeito Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) [13] na qual os neutrinos do elétron emitidos do núcleo do Sol, podem ser convertidos em neutrinos muônicos ou neutrinos tauônicos devido à presença de matéria no Sol.

Entretanto, o experimento de Homestake parece sugerir uma anticorrelação entre o fluxo de neutrinos com o número de manchas solares (.2). A anticorrelação não foi confirmada satisfatoriamente por Kamiokande. Os experimentos de GALLEX e SAGE, ainda não possuem dados suficientes para corroborar esta situação.

Atividade Solar	Data	Razão de captura (em SNU's)
Mínimo	1977	4.1 ± 0.9
Máximo	$1979.5 - 1980.7$	0.7 ± 0.6
Mínimo	$1986.8 - 1988.3$	4.2 ± 0.7
Máximo	$1988.4 - 1989.5$	0.8 ± 0.6

Tabela .2: Razão de captura do ν_e em Cl como função da atividade solar [14]. O SNU é a Unidade do Neutrino Solar (1 SNU=10^{-36} interações por atomo alvo por segundo).

O número de manchas solares parece estar relacionado com o campo magnético no Sol, e devido a esse fato, vários autores [15–17], sugeriram que a anticorrelação poderia ser explicada se o neutrino tivesse momento magnético da ordem de $10^{-10}\mu_B$ e se o valor típico para o campo magnético no Sol fosse de orden de KG. A interação dos neutrinos com o campo magnético Solar, que na zona convectiva incrementa-se em intensidade em períodos de alta atividade, seria possível quando o momento magnético é diferente de zero. O resultado será uma mudança da quilaridade de neutrino a outro estado estéril (para neutrinos de Dirac) ou a outro diferente sabor ativo (para neutrinos de Majorana ou Dirac-Majorana), que escapam à detecção nos presentes experimentos. O aumento na atividade solar significaria um aumento do campo magnético no Sol e uma maior probabilidade de precessão a um neutrino estéril, diminuindo a probabilidade de detecção.

Apesar de muitos intentos de resolver o chamado *Problema do Neutrino Solar* a discussão ainda está latente. O Modelo Padrão de física de partículas supõe que os neutrinos tem momento magnético igual a zero e não possuim massa. Também supoe que neutrinos de mão-direita não existem. Somente os futuros detectores de neutrinos solares darão uma resposta decisiva e, talvez, indícios de uma nova física que mudará radicalmente nosso atual conhecimento sobre as propriedades dos neutrinos.

Esta tese se divide em quatro capítulos. No Capítulo 1 trataremos das propriedades dos neutrinos, como as massas são incluídas dando lugar às oscilações entre neutrinos de diferente quilaridade e sabor. Discutiremos o momento magnético não nulo dos neutrinos e seu spin-flip quando eles interagem com um campo magnético transversal.

No Capítulo 2 revisaremos o espectro de produção dos neutrinos solares e o estado atual dos quatro experimentos: Homestake, Kamiokande, GALLEX e SAGE. Examinaremos, também, os futuros experimentos que estão atualmente em construção, e que dois dos quais, Superkamiokande e SNO, iniciarão sua coleta de dados a partir de 1996.

No Capítulo 3 resolveremos a equação de Hain-Lüst derivada das equações magnetohidrodinâmicos ideais como modelo de plasma solar. Discutiremos como o campo magnético no Sol é alterado pelas ondas magnetossônicas que aparecem como conseqüência da movimentação do plasma no Sol.

No Capítulo 4 examinaremos os efeitos das ondas magnetossônicas na propagação dos neutrinos em sua viagem até a superfície do Sol. As ondas magnetossônicas, que apresentam períodos da ordem de 100 dias, provocam distorções do espectro dos neutrinos solares.

Finalmente, na conclusão faremos uma revisão dos resultados obtidos e as possíveis conseqüências que teriam nos proximos anos.

Capítulo I

Propriedades dos Neutrinos

O neutrino foi a primeira partícula proposta como solução a um problema de partículas elementares: explicar o espectro contínuo dos elétrons emitidos no decaimento beta. Eles foram detectados pela primeira vez em 1953.

Existem três tipos conhecidos de neutrinos, correspondentes às três gerações de léptons carregados: o neutrino do elétron, o neutrino do múon e o neutrino do tau, que experimentam forças fracas e forças gravitacionais, mas não experimentam interações eletromagnéticas e interações fortes.

Atualmente sabemos que os neutrinos são partículas que interagem muito fracamente com a matéria ordinária, não tem carga elétrica, tem spin $\frac{1}{2}$ e a possibilidade de ter massa nula está ainda em discussão.

Neste capítulo veremos como são introduzidas as massas dos neutrinos levando de forma natural à possibilidade de oscilações entre neutrinos de diferente quilaridade e sabor [18]. Derivaremos a fórmula que descreve a evolução das oscilações dos neutrinos de quilaridade diferente numa forma fenomenológica usando ondas planas. Neste tratamento, é suposto que temos um feixe de neutrinos massivos, todos com momento fixo comun $|\vec{p}|$. Também assumimos que todas as massas dos neutrinos são muito menores que $|\vec{p}|$. De fato, os estados dos neutrinos são pacotes de onda e o tratamento correto de oscilações dos neutrinos requer o uso destes. No entanto nossas derivações levam aos mesmos resultados que o caso geral [19].

Spin-flip produzidas por interações com campos magnéticos são também possíveis admitindo-se um momento magnético diferente de zero para o neutrino.

I.1 Neutrinos Massivos

Não existe evidência de laboratório com relação às massas dos neutrinos. Experimentalmente se conhece somente limites superiores destas massas [20]:

$$m_{\nu_e} \lesssim 5 \text{ eV}, \quad m_{\nu_\mu} \lesssim 250 \text{ KeV}, \quad m_{\nu_\tau} \lesssim 23 \text{ MeV}$$

estes limites mostram que os neutrinos são muito mais leves que seus respectivos fermions carregados [21], $m_e = 0.5$ MeV, $m_\mu = 105.6$ MeV e $m_\tau = 1.7$ GeV, e dos outros membros de sua respectiva família. No entanto, a busca da massa dos neutrinos continua porque as conseqüências da existência de neutrinos massivos poderiam ser profundas, como a indicação de uma nova física além do Modelo Padrão da física de partículas.

O Modelo Padrão de partículas elementares [22] supõe neutrinos sem massa, como também só a existência de neutrinos de mão-esquerda (left-handed) e antineutrinos de mão-direita (right-handed). No entanto, o Modelo Padrão não explica o porquê dos neutrinos não serem massivos. As massas dos outros léptons são introduzidas como parâmetros adicionais na teoria, mas sua origem não é explicada. Nenhum princípio físico assegura a massa nula dos neutrinos como é o caso do fóton onde a massa nula é uma conseqüência natural da invariança de gauge eletromagnética. Teorias além do Modelo Padrão introduzem neutrinos massivos [23] para explicar problemas não resolvidos como o do neutrino solar.

Existem autoestados da matriz de Dirac γ_5, com autovalor $+1$ para quilaridade de mão-direita e -1 para quilaridade de mão-esquerda. As duas projeções quirais $\nu_{L,R}$ do espinor de Dirac ν, estão definidas como:

$$\nu_{L,R} = P_{L,R}\,\nu = \frac{1}{2}\left(1 \mp \gamma_5\right)\nu$$

A propriedade $\gamma_5^2 = 1$ assegura que $P_{L,R}$ são projetores em componentes ortogonais, i.e. $P_{L,R}^2 = 1$ e $P_R P_L = P_L P_R = 0$. Tem-se observado experimentalmente os neutrinos ν_L e o seu conjugado de carga, os antineutrinos ν_R^c.

A forma de introduzir uma massa de neutrino é similar à forma na qual as massas são geradas para os férmions carregados (e^-, μ^-, u, d, etc.). Para introduzir neutrinos massivos, temos que estender a lagrangeana da interação fraca com um termo de massa adicional. Este tem que ser hermitiano e invariante sob transformações de Lorentz.

O termo de massa de Dirac aparece ao introduzir um novo campo ν_R. Este descreve transições entre estados L e R. Lembremos que ν_R é diferente de ν_R^c, devido ao fato que ν_R não interage com a matéria, este é estéril em contraste com ν_R^c.

$$\mathcal{L}_D = m_D\left(\overline{\nu_L + \nu_R}\right)\left(\nu_L + \nu_R\right) \tag{I.1}$$

$$= m_D\left(\overline{\nu}_L\nu_R + \overline{\nu}_R\nu_L\right) = m_D\overline{\nu}\nu \tag{I.2}$$

onde m_D é a massa de Dirac. O termo de massa de Dirac é invariante sob a transformação de fase global [24]:

$$\nu_{L,R} \rightarrow e^{i\Theta}\nu_{L,R} \tag{I.3}$$

onde Θ é o número quântico aditivo.

A invariância da lagrangeana para tal transformação implica a existência de uma *carga* conservada (fisicamente, isto corresponde ao número bariônico ou leptônico).

O neutrino de Majorana é definido pela identidade da partícula com sua própria antipartícula. Portanto, teremos que considerar ambas possibilidades. O termo de massa na lagrangeana acopla campos de diferentes quilaridades.

A partir dos campos conjugados podemos formar combinações de campos mão-direita e mão-esquerda. Para as componentes mão-esquerda e mão-direita do campo conjugado de carga ν^c, temos:

$$\nu_L^c \equiv (\nu^c)_L = (\nu_R)^c \tag{I.4}$$

$$\nu_R^c \equiv (\nu^c)_R = (\nu_L)^c \tag{I.5}$$

e os termos de massa de Majorana:

$$\mathcal{L}_A = m_A(\overline{\nu}_R^c \nu_L + \overline{\nu}_L \nu_R^c) = m_A \overline{\chi}\chi \tag{I.6}$$

$$\mathcal{L}_B = m_B(\overline{\nu}_L^c \nu_R + \overline{\nu}_R \nu_L^c) = m_B \overline{\omega}\omega \tag{I.7}$$

Os campos χ e ω são interpretados como os operadores usuais para uma partícula de spin $\frac{1}{2}$. A razão é que na forma $m_A\overline{\chi}\chi$ e $m_B\overline{\omega}\omega$ a lagrangeana nos leva ao termo de massa na equação de Dirac. Aliás, este tipo de termos de massa de Majorana implica o caráter de Majorana de um neutrino.

Os campos χ e ω,

$$\begin{aligned} \chi &= \nu_L + \nu_R^c, \\ \omega &= \nu_R + \nu_L^c \end{aligned}$$

são os autoestados de massa e cumprem a seguintes relações:

$$\begin{aligned} \chi^c &= \chi \\ \omega^c &= \omega \end{aligned}$$

Assim, χ e ω são campos de Majorana e descrevem neutrinos cuja antipartícula é ele mesmo.

O termo de massa de Majorana não é invariante sob a transformação (I.3). Como resultado temos que, as *cargas* conservadas são proibidas para as massas de Majorana e todos os férmions carregados que existem são portanto partículas de Dirac. Se as massas dos neutrinos são nulas, não existe diferença entre os termos de Dirac e Majorana.

Nosso conhecimento até agora sobre os neutrinos, é que são férmions eletricamente neutros, apesar de que eles têm o número leptônico como *carga* conservada. Este número fermiônico é fenomenologicamente conservado no contexto do Modelo Padrão e os neutrinos podem, portanto, ser somente partículas de Dirac caracterizadas por dois estados de helicidade independente ν_L e ν_R. Mas as interações fracas envolvem somente neutrinos de mão-esquerda ν_L tendo sido assumido que os neutrinos de mão-direita ν_R simplesmente não existem. Assim, no Modelo Padrão, a conservação do número leptônico mais a ausência de neutrinos ν_R implica neutrinos não massivos.

A forma mais geral da lagrangeana de massa para um sabor de neutrino, é:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= m_D\overline{\nu}_L\nu_R + m_A\overline{\nu}_L\nu_R^c + m_B\overline{\nu}_L^c\nu_R + h.c. \\ &= (\overline{\chi}\,\overline{\omega})\begin{pmatrix} m_A & \frac{m_D}{2} \\ \frac{m_D}{2} & m_B \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \chi \\ \omega \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{I.8}$$

onde ambos termos de massa (Dirac e Majorana) estão presentes.

Se diagonalizamos a matriz de massa, obtemos dois autoestados de massa de Majorana,

$$\eta_1 = \cos\theta\chi - \sin\theta\omega, \tag{I.9}$$

$$\eta_2 = \sin\theta\chi + \cos\theta\omega \tag{I.10}$$

onde

$$\tan 2\theta = \frac{m_D}{m_2 - m_1} \tag{I.11}$$

e

$$M_{1,2} = \frac{1}{2}\left[(m_A + m_B) \pm \sqrt{(m_A - m_B)^2 + m_D^2}\right] \tag{I.12}$$

A lagrangeana (I.8) então, pode ser escrita como,

$$\mathcal{L} = (\overline{\eta_1}\ \overline{\eta_2}) \begin{pmatrix} M_1 & 0 \\ 0 & M_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} \tag{I.13}$$

Quando os termos de massa de Dirac e Majorana estão presentes na lagrangeana (I.8), em geral, os férmions massivos são partículas de Majorana, e o número fermiônico não é conservado.

Assim, o estado geral que aparece na lagrangeana de massa pode ser expresso como combinação linear de campos de Majorana $\begin{pmatrix} \chi \\ \omega \end{pmatrix}$.

Termos de massas de Dirac e Majorana podem ser facilmente generalizadas a duas ou três famílias de neutrinos, em tais casos as massas que aparecem nas lagrangeanas correspondentes, são matrizes.

I.2 Mistura de Neutrinos

As equações (I.9)-(I.10) podem ser escritas explicitamente como:

$$\begin{aligned} \eta_1 &= \cos\theta(\nu_L + \nu_R^c) - \sin\theta(\nu_R + \nu_L^c) \\ \eta_2 &= \sin\theta(\nu_L + \nu_R^c) + \cos\theta(\nu_R + \nu_L^c) \end{aligned}$$

e a suas projeções quirais são:

$$\begin{aligned} \eta_{1_L} &= \cos\theta\nu_L - \sin\theta\nu_L^c, \\ \eta_{1_R} &= \cos\theta\nu_R^c - \sin\theta\nu_R; \end{aligned}$$

$$\eta_{2_L} = \sin\theta\nu_L + \cos\theta\nu_L^c, \tag{I.14}$$
$$\eta_{2_R} = \sin\theta\nu_R^c + \cos\theta\nu_R.$$

Os autoestados de massa η_1 e η_2 não tem, em geral, quilaridade bem definida, por serem combinações lineares de projeções quirais de mão-esquerda e mão-direita.

Segundo as equações (I.14), quando um neutrino é produzido no tempo $t = 0$, está necessariamente num autoestado de interação e a sua amplitude $\nu_L(0)$ pode ser expressa como função dos autoestados de massa η_{1_L} e η_{2_L}, que se propagam de maneira diferente de acordo com a sua massa. Assim, após algum tempo t, a amplitude do estado $\nu_L(t)$ mudará e consistirá, então, de uma combinação linear de autoestados de interação ν_L e ν_L^c. Isto pode ser interpretado como que existe uma amplitude de transição entre o estado ν_L (neutrino de mão-esquerda) e o estado ν_L^c (antineutrino de mão-esquerda). Estas oscilações levam a uma classe de neutrinos que não interagem com a matéria.

I.3 Spin-flip de Neutrinos num Campo Magnético

Partículas relativistas de spin $\frac{1}{2}$ que interagem com algum tipo de matéria ou campo podem ser descritas pela equação de Dirac. Se V é o potencial de interação, escrevemos a equação de Dirac da forma [25]:

$$(i\gamma_\alpha\partial^\alpha - m)\psi = \gamma_0 V\psi \tag{I.15}$$
$$(\gamma_0 E' - \vec{\gamma}\cdot\vec{p} - m)\psi = \gamma_0 V\psi$$

ou simplesmente

$$\gamma_0(E' - V) = \vec{\gamma}\cdot\vec{p} + m \tag{I.16}$$

Tomando o quadrado em ambos lados de (I.16), temos:

$$E' = \sqrt{p^2 + m^2} + V \tag{I.17}$$

onde os γ são as matrizes de Dirac (veja o Apêndice).

No entanto, os neutrinos solares têm energias de ordem de MeV. Então no caso de neutrinos relativísticos, temos,

$$m_\nu << |\vec{p}| \tag{I.18}$$

Pela mesma razão podemos usar r, a distância que o neutrino atravessa, em lugar de t ($r \approx t$) como variável independente. A diferença entre t e r introduziria correções de ordens altas em $m_\nu/|\vec{p}|$.

A equação (I.17) pode ser, então, aproximada usando (I.18):

$$E' = \sqrt{p^2 + m_\nu^2} + V \approx |\vec{p}| + \frac{m_\nu^2}{2|\vec{p}|} + V \tag{I.19}$$

Consideremos a evolução de um sistema de neutrinos do mesmo sabor com componentes quirais mão-esquerda e mão-direita: $\vec{\nu} = (\nu_L, \nu_R)^T$ num campo magnético transversal $B_\perp$.

As equações de evolução para o estado $\vec{\nu}$ do neutrino, dada por [26]:

$$i\frac{d\vec{\nu}}{dt} = \mathcal{H}\vec{\nu} \tag{I.20}$$

é a generalização da equação de Schrödinger para partículas relativísticas massivas, e a hamiltoniana inclui termos de interações dos neutrinos. Considerações relativísticas mais rigorosas levam às mesmas situações descritas pela equação (I.20) [27].

A hamiltoniana $\mathcal{H}$ está dado por:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{vac} + \mathcal{H}_{mat} + \mathcal{H}_{mag} \tag{I.21}$$

onde $\mathcal{H}_{vac}$ é a contribuição do vácuo, $\mathcal{H}_{mat}$ a contribuição da matéria e $\mathcal{H}_{mag}$ a contribuição do campo magnético.

Por construção, a matriz $\mathcal{H}_{vac} + \mathcal{H}_{mat}$ é diagonal, na base física:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{vac} + \mathcal{H}_{mat} &= \begin{pmatrix} E'_L & 0 \\ 0 & E'_R \end{pmatrix} \\ &\approx |\vec{p}| + \begin{pmatrix} \frac{m^2_{\nu_L}}{2|\vec{p}|} + V_{\nu_L} & 0 \\ 0 & \frac{m^2_{\nu_R}}{2|\vec{p}|} + V_{\nu_R} \end{pmatrix} . \end{aligned} \tag{I.22}$$

Podemos eliminar o termo $|\vec{p}|$ que é proporcional à matriz unidade $\mathbb{1}$ sem alteração significativa da matriz hamiltoniana, pois só introduz uma fase na evolução dos estados dos neutrinos. Também, por conveniência somamos um termo proporcional a $\mathbb{1}$:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{vac} + \mathcal{H}_{mat} &= \begin{pmatrix} \frac{m^2_{\nu_L}}{2|\vec{p}|} + V_{\nu_L} & 0 \\ 0 & \frac{m^2_{\nu_R}}{2|\vec{p}|} + V_{\nu_R} \end{pmatrix} - \left(\frac{m^2_{\nu_R} + m^2_{\nu_L}}{4E} \right) \mathbb{1} \\ &= \begin{pmatrix} \frac{\Delta m}{4E} + V_{\nu_L} & 0 \\ 0 & -\frac{\Delta m}{4E} + V_{\nu_R} \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{I.23}$$

onde $\Delta m \equiv m^2_{\nu_L} - m^2_{\nu_R}$ e temos denotado $|\vec{p}| \equiv E$ como a energia média do neutrino.

Figura I.1: **Diagramas de interação $\nu_e - e^-$.** a) Via corrente neutra. b) Via corrente carregada

As correntes carregadas (Fig. I.1), atuam predominantemente sobre os estados do neutrino ν_L. Assim [28,29],

$$V_{\nu_L} = \sqrt{2} G_F N_{ef} \tag{I.24}$$

e a interação carregada fraca dos neutrinos ν_R pode ser desprezada $V_{\nu_R} \approx 0$. G_F é a constante de acoplamento de Fermi ($G_F \sim 1.2 \times 10^{-5}$ GeV^{-2}) que caracteriza a intensidade da interação fraca e N_{ef} é a densidade efetiva de matéria (elétrons) no meio.

Somando um termo proporcional à matriz identidade $\mathbb{1}$ na equação (I.23), temos

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{vac} + \mathcal{H}_{mat} &= \begin{pmatrix} \frac{\Delta m}{4E} + \sqrt{2} G_F N_{ef} & 0 \\ 0 & -\frac{\Delta m}{4E} \end{pmatrix} - \frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_{ef} \mathbb{1} \\ &= \begin{pmatrix} \frac{\Delta m}{4E} + \frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_{ef} & 0 \\ 0 & -\frac{\Delta m}{4E} - \frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_{ef} \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{I.25}$$

Nas teorias além do Modelo Padrão, o neutrino pode adquirir um momento magnético proporcional a sua massa [30]:

$$\mu_\nu \approx 3 \times 10^{-19} \mu_B \left(\frac{m_\nu}{1 \mathrm{eV}} \right),$$

onde μ_B é o magneton de Bohr, e m_ν é a massa do neutrino. A magnitude deste momento magnético é muito pequena para ser de interesse no problema de neutrino solar para uma massa do neutrino do elétron menor que 1 MeV. Nova física envolvida dá um momento magnético da ordem de $10^{-10}\mu_B$, a qual é aproximadamente a escala que se precisa para que se leve em conta o problema do neutrino solar [31]. Estes modelos podem dar momentos magnéticos diagonais que permitem a conversão de neutrinos de mão-esquerda a neutrinos de mão-direita do mesmo sabor (para neutrinos de Dirac), e, também, momentos magnéticos (de transição) não diagonais, as quais permitem conversões de neutrinos de mão-esquerda a neutrinos de mão-direita de outro sabor (para neutrinos de Dirac e de Majorana).

A existência de um momento magnético significa um acoplamento de neutrinos com o fóton (Fig. I.2). Então a contribuição do campo magnético vem a partir das interações dos neutrinos com o campo magnético:

$$V_B = \mu_\nu B_\perp$$

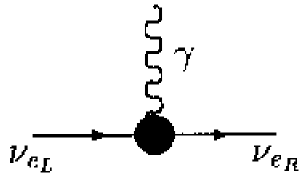

Figura I.2: Diagrama de interação do ν_e com o campo magnético

onde μ_ν é o momento magnético do neutrino e $B_\perp$ é a componente transversal do campo magnético. A componente longitudinal do campo magnético não contribui significativamente na hamiltoniana de interação, este é muito pequeno sendo da ordem de $\frac{m}{E}$. Os efeitos dos campos magnéticos longitudinais sobre a propagação do neutrino não se discutem nesta tese, eles são considerados na referência [32].

Como o momento magnético acopla as componentes L e R, a sua contribuição aparece como uma matriz não diagonal na base (ν_L, ν_R):

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{mag} &= \begin{pmatrix} 0 & V_B \\ V_B & 0 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 0 & \mu_\nu B_\perp \\ \mu_\nu B_\perp & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{I.26}$$

Substituindo as contribuições devida à interação na hamiltoniana total (I.21), temos finalmente:

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2}G_F N_{ef}(r) + \frac{\Delta m}{4E} & \mu_\nu B_\perp(r) \\ \mu_\nu B_\perp(r) & -\frac{\sqrt{2}}{2}G_F N_{ef}(r) - \frac{\Delta m}{4E} \end{pmatrix} \tag{I.27}$$

e a equação de evolução fica da forma:

$$i\frac{d}{dr}\begin{pmatrix} \nu_L(r) \\ \nu_R(r) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2}G_F N_{ef}(r) + \frac{\Delta m}{4E} & \mu_\nu B_\perp(r) \\ \mu_\nu B_\perp(r) & -\frac{\sqrt{2}}{2}G_F N_{ef}(r) - \frac{\Delta m}{4E} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \nu_L(r) \\ \nu_R(r) \end{pmatrix} \tag{I.28}$$

Se considerarmos a matéria com densidade constante $(N_{ef}(r) = N)$ e o campo magnético transversal uniforme ($B_\perp(r) = \mathcal{B}$), as equações (I.28) podem ser escritas usando as matrizes de Pauli,

$$i\frac{d}{dr}\begin{pmatrix} \nu_L(r) \\ \nu_R(r) \end{pmatrix} = (\Delta V\sigma_3 + \mu_\nu \mathcal{B}\sigma_1)\begin{pmatrix} \nu_L(r) \\ \nu_R(r) \end{pmatrix} \tag{I.29}$$

e ser integradas facilmente obtendo a seguinte solução:

$$\begin{aligned}\begin{pmatrix} \nu_L(r) \\ \nu_R(r) \end{pmatrix} &= e^{-i(\Delta V\sigma_3 + \mu_\nu \mathcal{B}\sigma_1)r}\begin{pmatrix} \nu_L(0) \\ \nu_R(0) \end{pmatrix} \\ &= \left[\cos\Omega r - \frac{i}{\Omega}(\Delta V\sigma_3 + \mu_\nu \mathcal{B}\sigma_1)\sin\Omega r\right]\begin{pmatrix} \nu_L(0) \\ \nu_R(0) \end{pmatrix}\end{aligned} \tag{I.30}$$

onde

$$\Delta V \equiv \frac{\sqrt{2}}{2}G_F N + \frac{\Delta m}{4E} \tag{I.31}$$

$$\Omega^2 \equiv (\mu_\nu \mathcal{B})^2 + (\Delta V)^2 \tag{I.32}$$

Escrevendo explicitamente a equação (I.30) temos os estados do neutrino:

$$\begin{aligned}|\nu_L(r)> &= \left(\cos\Omega r - \frac{i}{\Omega}\Delta V\sin\Omega r\right)|\nu_L(0)> - \left(\frac{i}{\Omega}\mu_\nu \mathcal{B}\sin\Omega r\right)|\nu_R(0)> \\ |\nu_R(r)> &= -\left(\frac{i}{\Omega}\mu_\nu \mathcal{B}\sin\Omega r\right)|\nu_L(0)> + \left(\cos\Omega r + \frac{i}{\Omega}\Delta V\sin\Omega r\right)|\nu_R(0)>\end{aligned}$$

Se um neutrino é produzido no centro do Sol ($r = 0$) como neutrino de mão-direita ou mão-esquerda, este muda de quilaridade em sua viagem através do campo magnético, e os estados subseqüentes serão uma mistura dos estados iniciais do neutrino.

A probabilidade de conversão de ν_L a ν_R num ponto r é dado pela expressão:

$$\begin{aligned}P_{\nu_L\to\nu_R}(r) &= |<\nu_R(r)|\nu_L(0)>|^2 \\ &= \sin^2\Lambda\sin^2\Omega r\end{aligned} \tag{I.33}$$

onde

$$\tan\Lambda \equiv \frac{\mu_\nu \mathcal{B}}{\Delta V}$$

A condição $\Lambda > 1$ para que exista conversões $\nu_L \to \nu_R$, leva a um limite superior para a diferença dos quadrados das massas:

$$\Delta m < 4E\mu_\nu \mathcal{B} - 2\sqrt{2}EG_F N$$

Medidas de laboratório dão valores limites para o momento magnético do neutrino: $\mu_\nu < 10^{-10}\mu_B$ (onde $\mu_B = \frac{e}{2m_e}$) [16]. Se usarmos 10 MeV como a energia média dos neutrinos solares, $N < 10^{22}\mathrm{cm}^{-3}$ [26] e campos magnéticos $\mathcal{B}$ de ordem de 10^3 a 10^4 Gauss [16], obtemos,

$$\Delta m < 10^{-7}\mathrm{eV}^2$$

A diferença de massa quadrática deve ser muito pequena de maneira tal que se produza conversões de neutrinos de mão-esquerda a neutrinos de mão-direita.

Dentro do Sol os neutrinos podem interagir com o campo magnético solar, no entanto, também existe interação com a matéria e as suas oscilações são amplificadas ou suprimidas dependendo da densidade de matéria no meio solar. Da mesma forma, campos magnéticos variáveis podem afetar a probabilidade das oscilações $\nu_L \to \nu_R$.

Nos capítulos posteriores consideraremos os efeitos da inclusão da interação com a matéria com densidade variável junto com um campo magnético não-uniforme.

Capítulo II

Experimentos de Neutrinos Solares

Existem fortes argumentos para se supor que os neutrinos solares são produzidos a partir da cadeia próton-próton. Os neutrinos gerados nessa cadeia possuem energias até 15 MeV.

Os quatro detectores atuais de neutrinos solares integram seus dados em períodos da ordens de meses e não fornecem informação detalhada sobre o que acontece durante esses períodos. O detector de Homestake obtem dados a cada 260 dias, Kamiokande a cada 70 dias e GALLEX e SAGE a cada 25 dias aproximadamente. Qualquer variação de fluxo dentro desses períodos não é possível de ser detectada por estes experimentos.

Os neutrinos solares são uma fonte de informação do que acontece na parte interna do Sol. Os novos detectores de tempo real permitirão medir da forma mais precisa (vários eventos por dia) o fluxo dos neutrinos solares proveendo valiosa informação das características dos neutrinos e do interior do Sol. Futuros experimentos, como Superkamiokande e SNO, detectarão elétrons espalhados na direção que liga a Terra e o Sol, e a forma do espectro de energia dos elétrons de recuo refletirá o espectro do neutrino solar. Também serão capazes de medir eletrônicamente eventos individuais obtendo uma alta resolução no tempo. Isto permitirá observar a dependência temporal no fluxo dos neutrinos detectados.

II.1 Espectro de Neutrinos Solares

A série de reações nucleares (Tabela II.1) postuladas pelo Modelo Solar Padrão [7] como o mecanismo de produção de energia primária no Sol, inclui um número de interações fracas (captura de elétrons e decaimentos beta) que geram os neutrinos. Esta série constitui a base para o presente modelo solar, o qual, descreve quantitativamente todos os aspectos do Sol: raio, luminosidade, temperatura, distribuição de densidade, etc.

Reações	Nome da Reação	Energia do ν em MeV
$p + p \to {}^2H + e^+ + \nu_e$	pp	≤ 0.42
$p + e^- + p \to {}^2H + \nu_e$	pep	1.44
${}^2H + p \to {}^2He + \gamma$		
${}^3He + {}^3He \to {}^4He + p + p$		
${}^3He + p \to {}^4He + e^+ + \nu_e$	hep	≤ 18.77
${}^3He + {}^4He \to {}^7Be + \gamma$		
${}^7Be + e^- \to {}^7Li + \nu_e$	${}^7Be$	0.861
${}^7Li + p \to {}^4He + He$		
${}^7Be + p \to {}^8B + \gamma$		
${}^8B \to {}^8B^* + e^+ + \nu_e$	${}^8B$	≤ 14.06
${}^8B^* \to {}^4He + {}^4He$		

Tabela II.1: Reações na cadeia pp [26].

Existem ao menos 11 cálculos recentemente publicados [5, 6, 33–41] para o Modelo Solar Padrão. Em todos estes trabalhos, a física incluída é a mesma, exceto para o modelo com difusão de hélio, que é levado em conta só na referência [6]. A leve diferença nos resultados é causada pelos distintos parâmetros envolvidos, mais notavelmente pela opacidade do Sol. A detecção dos neutrinos solares de baixa energia provindo da reação pp confirma os princípios básicos do Modelo Solar Padrão segundo o qual, o combustivel básico do Sol é a reação $p + p \to {}^2H + e^+ + \nu_e$. No entanto, a taxa medida nos quatro experimentos atuais é menor que aquela predita pelo modelo.

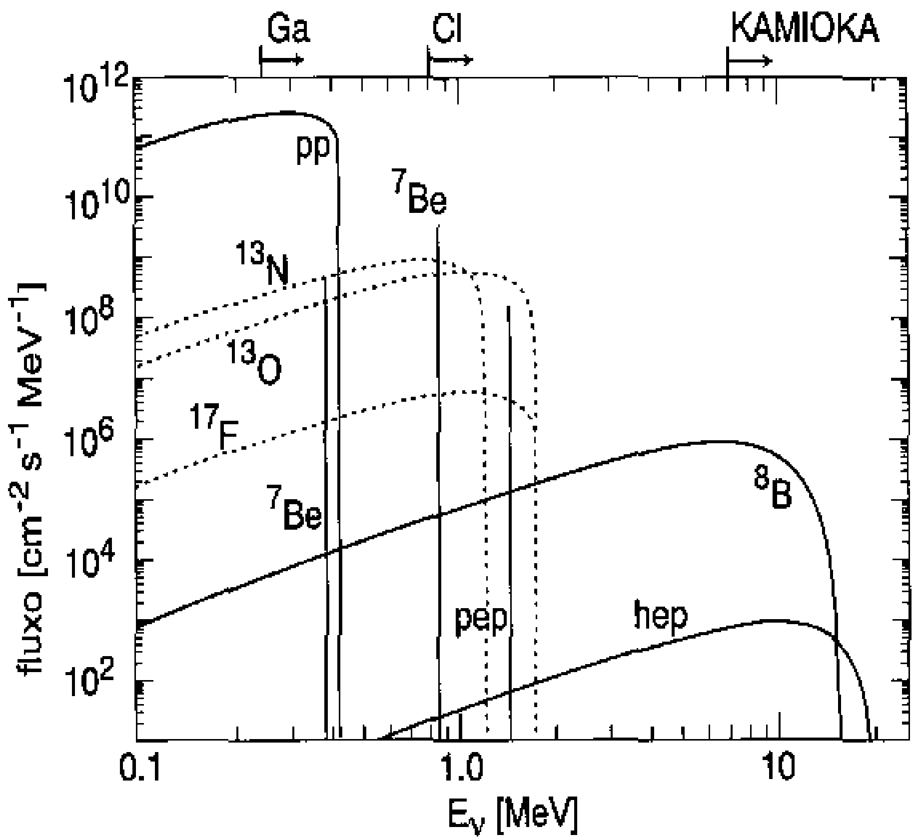

Figura II.1: Espectro do ν solar que prediz o Modelo Solar Padrão [7]. O fluxo de neutrinos das fontes contínuas são dadas em unidades de número por cm^2 por segundo por MeV numa unidade astronômica. As linhas de fluxo (*pep* e ^7Be) são dadas em número por cm^2 por segundo. As flechas na parte superior da figura indicam os limiares de energia dos detectores atuais.

Somente neutrinos de mão-esquerda podem ser detectados nos presentes experimentos e os únicos neutrinos que podem ser emitidos desde o núcleo do Sol, são os neutrinos do elétron, pelo fato de que a temperatura no Sol não é suficientemente alta para produzir múons ou taus.

As reações de produção de energia solar convertem hidrogênio em hélio na parte central do Sol. A cadeia próton-próton, produz neutrinos de muita baixa energia e representa 86% dos neutrinos produzidos no Sol.

Os neutrinos *pep*, embora mais energéticos, representam menos do 1% do total de neutrinos solares.

Outra cadeia, chamada *hep*, produz neutrinos solares que atingem maior energia mas o seu fluxo é bastante inferior àqueles provenientes de outras reações, ela contribui com apenas 10^{-7} do fluxo total de neutrinos solares. Os neutrinos do ^7Be representam quase o 14% deste total. Os neutrinos de energias mais altas surgem da conversão de ^7Be a ^8B no ciclo de Boro, a qual somente representa 1.5×10^{-4} vezes o fluxo de neutrinos solares que chegam até a Terra.

Existe também o chamado ciclo CNO, cuja contribuição é só cerca do 1.5% do fluxo total de neutrinos. Neste caso esta porcentagem é obtida levando-se em conta a temperatura do núcleo do Sol, pois, este ciclo é fortemente dependente da temperatura do meio [9].

As previsões do fluxo de neutrinos solares são gerados a partir de uma complicada simulação numérica do Sol no Modelo Solar Padrão [7]. O modelo prediz também o espectro de energia dos neutrinos solares (Fig. II.1) além do fluxo.

O espectro do neutrino solar é independente dos detalhes do modelo padrão. Este é determinado somente pelas reações nucleares que produzem aos neutrinos.

II.2 Experimentos Atuais

Apesar de sua baixa interação, os neutrinos solares podem ser detectados na Terra mediante grandes detectores. Utilizam-se dois processos para se observar o fluxo de neutrinos: a absorção de neutrino e o espalhamento neutrino-elétron. Os experimentos de absorção usam a reação:

$$\nu_e + {}^AZ \rightarrow {}^A(Z+1) + e^-$$

onde Z é a carga do núcleo e A é o número de massa. Observe, porém que somente neutrinos do elétron podem ser detectados desta maneira. O experimento de Homestake está baseado na reação deste tipo:

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

Homestake usa um grande tanque que contém aproximadamente 615 toneladas de percloroetileno, C_2Cl_4, como material detector. Os neutrinos são capturados pelo isótopo alvo, ${}^{37}Cl$, produzindo um isótopo radioativo ${}^{37}Ar$. Neutrinos do elétron com energia suficientemente alta, maiores de 0.8 MeV que chegam principalmente das reações envolvendo o ${}^{7}Be$ e o ${}^{8}B$, podem iniciar esta reação e ser, portanto, detectados em Homestake.

Os experimentos de GALLEX e SAGE usam a conversão de Gálio em Germânio: $\nu_e + {}^{71}Ga \rightarrow e^- + {}^{71}Ge$. Esta reação tem um limiar mais baixo (0.233 MeV), isso significa que estes experimentos são mais sensíveis aos neutrinos que chegam da cadeia primária prótou-próton. Em todos estes experimentos, o produto nuclear final é radioativo. Os aparelhos tomam medidas em longos períodos de tempo -para o caso do experimento de Homestake é de vários meses– e logo os átomos radioativos são separados quimicamente e contados em contadores proporcionais. Assim, eles têm uma resolução de tempo de ordem de meses.

O segundo tipo de reação usado para observar neutrinos solares, é o espalhamento neutrino-elétron, ou:

$$\nu + e \rightarrow \nu + e' \tag{II.1}$$

O experimento japonês em Kamiokande usa esta reação e tem um limiar de energia de 7.5 MeV. Tipicamente, o material detector é água e são usados fototubos para detectar a radiação Cherenkov dos elétrons espalhados. A taxa nesta reação é mais baixa que para a absorção do neutrino devido ao limiar de energia.

Kamiokande tem obtido informação espectral dos neutrinos solares medindo o espectro de energia dos elétrons de recuo a partir do espalhamento $\nu_e - e^-$. Mas, devido aos erros estatísticos relativamente grandes, as possíveis distorsões do espectro ainda não são conclusivas.

Experimento	Reação	Limiar
Kamiokande	$\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$	7.5 MeV
Homestake	$\nu_e + {}^{37}Cl \rightarrow e^- + {}^{37}Ar$	0.861 MeV
SAGE	$\nu_e + {}^{71}Ga \rightarrow e^+ + {}^{71}Ge$	0.233 MeV
GALLEX	$\nu_e + {}^{71}Ga \rightarrow e^+ + {}^{71}Ge$	0.233 MeV

Tabela II.2: Experimentos de neutrinos solar atuais [11, 42].

O experimento de Homestake detecta entre $\frac{1}{4}$ a $\frac{1}{3}$ do fluxo esperado; enquanto, Kamiokande observa um déficit similar. Os experimentos de SAGE e GALLEX, que são sensíveis a diferentes ordens de energia, observam perto do 60% da taxa esperada.

Dos quatro experimentos atuais, o experimento de Kamiokande pode observar somente neutrinos de mais alta energia da reação de ^8B, mas é um experimento de tempo real. Isto dá informação da direção dos neutrinos incidentes, a qual permite a Kamiokande mostrar que os neutrinos realmente chegam do Sol. O experimento radioquímico de Homestake também tem sua mais alta sensibilidade para os neutrinos de energias mais altas, não obstante, é sensível às partes de baixas energias do espectro de ^8B e a linha mais alta do ^7Be. Os dois experimentos radioquímicos de gálio, SAGE e GALLEX, são sensíveis aos neutrinos de baixa energia, pp, como também aos neutrinos de energias altas [43].

Quando os resultados dos experimentos são comparados com as predições do Modelo Padrão Solar, observa-se que todas as taxas medidas estão abaixo das predições teóricas. A taxa de Kamiokande indica menor supressão que a taxa de Homestake.

O experimento de Homestake tem um limiar de energia mais baixo (0.8 MeV), e a taxa observada sugere que existe maior supressão na metade do espectro (na linha do ^7Be e a parte de energia mais baixa do espectro de ^8B) que na parte de energias mais altas. Isto é muito difícil de se levar em conta pelos mecanismos astrofísicos ou de física nuclear devido ao fato de que o ^8B é produzido a partir de ^7Be, de modo que qualquer supressão de ^7Be deveria estar acompanhada de uma supressão de ^8B.

II.3 Futuros Experimentos

A presente situação experimental sobre os neutrinos solares, ainda não é clara com respeito à interpretação dos dados disponíveis. Somente a futura geração de detectores dará talvez uma resposta definitiva sobre o problema do neutrino solar [43-45].

Detectores como Superkamiokande e SNO proverão testes independentes dos detalhes do Modelo Solar Padrão a partir de 1996. Em particular, estes detectores de tempo real serão capazes de observar variações no tempo e as distorsões espectrais das várias componentes do neutrino solar.

O Sudbury Neutrino Observatory (SNO), que estará em funcionamento em 1996, será o primeiro experimento sensível aos neutrinos do múon e tau. Este observará radiação a partir dos elétrons produzidos nas duas possíveis reações com o hidrogênio pesado:

$$CC: \qquad \nu_e + {}^2H \;\rightarrow\; p + p + e^- \tag{II.2}$$

$$CN: \qquad \nu_x + {}^2H \;\rightarrow\; p + n + \nu_x \tag{II.3}$$

onde x representa um sabor dos neutrinos. Reações tipo corrente carregada (CC) e corrente neutra proverão medidas em tempo real do espectro de energia do neutrino ^8B. Espera-se ter do SNO, uma taxa de contagem muito alta, da ordem de 10 eventos por dia, via as interações (II.2) e (II.3).

Experimento	Limiar de Energia	Taxa de Detecção (eventos/dia)
SNO	5 MeV	~ 9
Superkamiokande	5 MeV	~ 20
Borexino	0.86 MeV	~ 50
ICARUS	6 MeV	~ 7

Tabela II.3: Futuros detectores dos neutrinos solares [45].

De fato, as reações do tipo CC no SNO medirão diretamente o espectro de energia dos neutrinos do ^8B que atingem a Terra, é dizer, medirá essencialmente o valor da supressão do fluxo de neutrinos. As reações do tipo CN medirão diretamente o fluxo original de ^8B. O Modelo Padrão de física de partículas, prevê que a razão entre medidas de CC e CN é igual a um. Se a razão medida no SNO é menor do que prediz o Modelo Solar Padrão, haverá um indício de conversão dos neutrinos eletrônicos a algum outro tipo.

O novo detector, Superkamiokande, está baseado na experiência adquirida com Kamiokande e usará 50,000 toneladas de água como detector. Se espera que Superkamiokande meça o espectro dos neutrinos de alta energia ^8B. A distribuição de neutrino original pode ser reproduzida a partir do espectro dos elétrons de recuo, no espalhamento $\nu_e - e$.

O detector Borexino tem como objetivo observar o fluxo dos neutrinos de baixa energia produzidos pela captura do elétron num núcleo de berílio. Borexino, com sua alta sensibilidade, permitirá medir o espectro de energia dos elétrons de recuo através de espalhamento $\nu_e - e$ e se constituirá numa das mais importantes fontes de informação para explicar o fluxo do ^7Be e do pep.

Os novos detectores observarão, sem dúvida, altas taxas de eventos, da ordem de vários milhares de eventos por ano. Isto fará possível a procura da dependência temporal no fluxo do neutrino. Os resultados dos futuros detectores serão decisivos nos próximos anos, para a solução do Problema do Neutrino Solar.

Capítulo III

Campo Magnético no Sol

Não existe confirmação experimental da configuração e da intensidade do campo magnético no interior do Sol. Podem ser realizadas, somente, observações da atividade magnética na superficie solar e inferir o campo no interior. As observações têm mostrado que a atividade magnética na superfície do Sol é muito complexa e dinâmica. O fato mais relevante é o ciclo de 11 anos do número de manchas solares, quando campos magnéticos intensos emergem e esfriam a temperatura da superficie a aproximadamente $\frac{2}{3}$ das regiões vizinhas. Durante o período ativo do ciclo de erupções do fluxo magnético formam-se regiões onde a intensidade atinge valores de 1500 a 3000 Gauss. Grandes manchas solares e regiões ativas podem persistir por vários meses.

O Modelo Solar Padrão prevê com bastante sucesso várias características do Sol. No entanto, nosso conhecimento da atividade magnética no interior solar é muito primitiva. Só tem sido possíveis construir suposições gerais sobre a intensidade do campo magnético. Acredita-se que o campo magnético na parte central é muito mais intenso do que na parte externa do Sol.

Neste capítulo veremos um modelo para o campo magnético do Sol. Este é perturbado devido às ondas magnetossônicas as quais aparecem naturalmente da solução de nossas equações.

III.1 A Equação de Hain Lüst

Pequenos deslocamentos de plasma no Sol são suficientes para gerar flutuações no campo magnético solar. A movimentação é governada pelas equações ideais magneto-hidrodinâmicas (MHD) [46]:

$$\rho\frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla p - \vec{B} \times (\nabla \times \vec{B}) \tag{III.1}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \vec{v}) \tag{III.2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \nabla p - \gamma p \nabla \cdot \vec{v} \tag{III.3}$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) \tag{III.4}$$

A equação (III.1) é a equação de movimento do plasma com velocidade média $\vec{v}$, (III.2) é a equação de conservação de massa, (III.3) é a equação de entropia e (III.4) é a equação de fluxo do campo magnético $\vec{B}$. ρ é a densidade de massa total, p a pressão, γ é a razão de calor específico a pressão e a volume constante.

Consideremos pequenos deslocamentos de elementos de plasma, $\vec{\xi}$, a partir da posição de equilíbrio $\vec{r}_0$:

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{\xi}(\vec{r}_0, t) \tag{III.5}$$

O vetor deslocamento $\vec{\xi}$ está relacionado com a velocidade $\vec{v}$ do plasma da seguinte forma:

$$\vec{v} = \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t} \tag{III.6}$$

Expandindo as variáveis ρ, p e $\vec{B}$ até a primeira ordem:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 + \rho_1 \\ p &= p_0 + p_1 \\ \vec{B} &= \vec{B}_0 + \vec{b} \end{aligned}$$

obtemos da solução de primeira ordem das equações (III.2), (III.3) e (III.4) respectivamente:

$$\rho = \rho_0 - \nabla \cdot \left(\rho\vec{\xi}\right) \quad \text{(III.7)}$$

$$p = p_0 - \vec{\xi} \cdot \nabla p_0 - \gamma p_0 \nabla \cdot \vec{\xi} \quad \text{(III.8)}$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \nabla \times (\vec{\xi} \times \vec{B}_0) \quad \text{(III.9)}$$

onde ρ_0, p_0 e $\vec{B}_0$ dependem todas da variável $\vec{r}_0$.

Substituindo (III.7)-(III.9) na equação de movimento (III.1) e desprezando os termos acima da primeira ordem em $\vec{\xi}$, temos a equação de movimento da forma [48]:

$$\rho\frac{\partial^2\vec{\xi}}{\partial t^2} = \vec{F}(\vec{\xi}) \quad \text{(III.10)}$$

onde:

$$\vec{F}(\vec{\xi}) = \nabla[\gamma p \nabla \cdot \vec{\xi} + (\vec{\xi} \cdot \nabla)p] - \vec{b} \times (\nabla \times \vec{B}_0) - \vec{B}_0 \times (\nabla \times \vec{b}) \quad \text{(III.11)}$$

e

$$\vec{b} = \nabla \times (\vec{\xi} \times \vec{B}_0) \quad \text{(III.12)}$$

é a perturbação do campo magnético. Por simplicidade eliminamos o índice "0" nas variaveis ρ e p.

Consideremos uma configuração de plasma com simetria cilíndrica. Usando coordenadas cilíndricas (r, θ, z) com periodicidade na coordenada z e assumindo uma dependência temporal tipo exponencial, e^{-iwt}, onde w é a freqüência da onda, o deslocamento $\vec{\xi}$ pode ser escrito como

$$\vec{\xi}(r, \theta, z, t) = \sum_{m,k} \vec{\xi}^{m,k}(r) e^{i(m\theta - kz - \omega t)}. \quad \text{(III.13)}$$

Para cada componente de Fourier, as coordenadas cilíndricas podem separar-se numa equação diferencial de segunda ordem para ξ_r e duas relações que expressam

ξ_θ e ξ_z em termos de ξ_r e $\frac{d(r\xi_r)}{dr}$ [47]. Assim, resolvendo a equação diferencial para ξ_r, obtém-se todas as componentes do deslocamento $\vec{\xi}$, e todas as componentes da perturbação do campo magnético. Esta equação foi obtida por Hain e Lüst [49] e é da forma:

$$\frac{d}{dr}\Big[f(r)\frac{d}{dr}(r\xi_r)\Big] + g(r)(r\xi_r) = 0 \tag{III.14}$$

onde

$$f(r) = \frac{\gamma p + B_0^2}{r}\frac{(\omega^2-\omega_A^2)(\omega^2-\omega_S^2)}{(\omega^2-\omega_1^2)(\omega^2-\omega_2^2)}, \tag{III.15}$$

$$\begin{aligned} rg(r) &= (\rho\omega^2 - F^2) - \Big(\frac{B_{0\theta}}{r}\Big)^2\frac{(\alpha-\rho\omega^2\gamma p)4k^2}{\rho^2\omega^4 - H\alpha} \\ &\quad + r\frac{d}{dr}\Big[\frac{2kB_{0\theta}G\alpha}{r^2(\rho^2\omega^4 - H\alpha)}\Big] - r\frac{d}{dr}\Big(\frac{B_{0\theta}}{r}\Big)^2, \end{aligned} \tag{III.16}$$

$$\omega_A^2 = \frac{F^2}{\rho}, \quad \omega_S^2 = \frac{\gamma p}{\gamma p + B_0^2}\frac{F^2}{\rho}, \tag{III.17}$$

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{H(\gamma p + B_0^2)}{2\rho}\left[1 \pm \left(1 - 4\frac{\gamma p F^2}{(\gamma p + B_0^2)^2 H}\right)\right], \tag{III.18}$$

$$\alpha = \rho\omega^2(\gamma p + B_0^2) - \gamma p F^2, \quad F = \frac{m}{r}B_{0\theta} + kB_{0z}, \tag{III.19}$$

$$H = \frac{m^2}{r^2} + k^2 \quad \text{e} \quad G = \frac{m}{r}B_{0z} - kB_{0\theta}. \tag{III.20}$$

A equação (III.14) é resolvida impondo condições de contorno apropriadas, como veremos posteriomente.

III.2 Ondas Magnetossônicas

Um dos tipos fundamentais de ondas que propagam-se num fluido compressível, não condutor, são as ondas longitudinais de som. Estas ondas se caracterizam por produzir regiões de compressão e rarefação associadas com o movimento da onda longitudinal, no meio em que se propaga.

Ondas que propagam-se num fluido compressível condutor, imerso num campo magnético, são de dois tipos [50]. Um deles são as ondas transversais onde a movimentação do fluido e os deslocamentos das linhas do campo magnético são perpendiculares à direção de propagação da onda. Neste caso as oscilações dos elementos de fluido ocorrem sem que haja compressão ou rarefação de densidade e da pressão do plasma. Por esta razão estas ondas são caracterizadas por $\nabla \cdot \vec{\xi} = 0$. Ondas desse tipo são chamadas de *ondas de Alfvén*.

Num fluido compressível e condutor na presença de um campo magnético podem ocorrer também oscilações da pressão e densidade na direção de propagação de onda. São ondas longitudinais que criam regiões de compressão e rarefação do fluido, sendo portanto caracterizada por $\nabla \cdot \vec{\xi} \neq 0$. Se o movimento das partículas (e a propagação da onda) é realizada ao longo das linhas de campo magnético não haverá perturbações no campo magnético porque as partículas são livres de movimentar-se nesta direção . Assim, nesse caso, as ondas serão simplesmente ondas de som propagando-se ao longo das linhas do campo magnético.

Entretanto, se o movimento das partículas (e a propagação da onda) está na direção perpendicular ao campo magnético, aparece um tipo de onda longitudinal, chamada *onda magnetossônica* ou *onda magnetoacústica*.

Como o fluido é perfeitamente condutor, as linhas de força e o fluido movimentam-se juntos e as ondas magnetossônicas produzem compressões e rarefações nas linhas do campo magnético sem mudar sua direção.

Tipos de ondas que propagam-se com um determinado ângulo com respeito ao campo magnético podem também existir, tais casos são descritos em detalhe na referência [50].

Ondas magnetossônicas aparecem como produto da movimentação do plasma solar gerando pertubações no campo magnético do Sol, como veremos no seguinte capítulo.

III.3 Campo Magnético Perturbado

Para calcular a perturbação do campo magnético solar, consideremos o plano do equador do Sol coincidendo com um dos planos do cilindro perpendicular ao eixo Z. Neste plano a trajetória do neutrino desde o núcleo até a superfície do Sol é descrita pela coordenada radial do cilindro. Neste caso podemos usar para a condição de contorno em $r = 1$ o dado experimental do campo magnético na superfície solar que tem uma magnitude de ordem de $10 - 100$ G (este pode também atingir ordens acima de 10^3G nas manchas solares). Em $r = 0$ a condição de contorno é dada pelo comportamento esperado de ξ_r: $\xi_r(r \to 0) = r^{|m|-1}$, obtido da condição de regularidade que uma função cualquer deve satisfazer quando escrita em coordenadas cilíndricas, isto é, ser invariante com relação a θ em $r = 0$. Neste caso: $\frac{\partial \xi_r}{\partial \theta}|_{r=0} = 0$ [51].

Temos que escolher um perfil de equilíbrio para o campo magnético. Não existem dados observacionais do campo magnético dentro do Sol. Experimentalmente é muito difícil investigar o campo magnético dentro do Sol pois o material solar é opaco. É de se esperar que o núcleo, devido à alta permeabilidade magnética, não seja afetado por mudanças no campo magnético na zona convectiva ($R \geq 0.7R_\odot$). Aliás, acredita-se que o campo magnético seja muito maior em magnitude no núcleo do que na zona convectiva. Ambos campos são espacialmente decrescentes. O modelo que incorpora estas características, é dado por [52]:

$$B_0(r) = \begin{cases} a_1 r^2 + a_2 & , \quad 0 \leq r \leq 0.1 \\ a_3 \left(\frac{0.2}{r+0.2}\right)^2 & , \quad 0.1 < r \leq 0.7 \\ a_4 \left[1 - \left(\frac{r-0.7}{0.3}\right)^2\right] & , \quad 0.7 < r < 1\ . \end{cases} \tag{III.21}$$

onde $a_1 = -0.978 \times 10^8$ G, $a_2 = 3.2 \times 10^6$ G, $a_3 = 5 \times 10^6$ G, e $a_4 = 2.44 \times 10^5$ G. r é a distância radial desde o centro do Sol normalizada pelo raio do Sol, $R_{\odot} = 6.96\times10^5$Km. A forma quadrática perto do centro, é considerada para que não haja divergência nas equações (III.15-III.20) provenientes da derivada de $\vec{B}$ com relação a r em $r = 0$.

Resolvendo numericamente a equação de Hain-Lüst (III.14) obtemos a componente ξ_r do vetor de deslocamento (Fig. 1). Este está associado aos outros componentes de $\vec{\xi}$. O valor de $|\vec{\xi}|$ deve satisfazer a condição $|\vec{\xi}|^2 \ll |\vec{\xi}|$ para que as equações de movimento (III.10) sejam válidas. Isto se consegue normalizando o deslocamento de modo que $|\vec{\xi}| \ll 1$. Os valores de $m = 2$ e $k = 10^{-7}$, são considerados para a obtenção da solução da equação de Hain-Lüst. O valor de $\gamma = 1$ é dado pelas experiências. No Sol, a densidade de matéria varia desde grandes valores no núcleo a valores muito pequenos na superfície. A densidade de matéria está dada pelo Modelo Solar Padrão [7]: $N_{cf}(r) = 245 N_A e^{-10.54r}\mathrm{cm}^{-3}$, onde N_A é o número de Avogadro. A densidade de massa ρ e a pressão, são considerados proporcionais a $N_{cf}(r)$.

Os resultados indicam que dois possíveis tipos de flutuações do campo magnético podem existir no Sol. A primeira são as flutuações rápidas com períodos menores que um segundo. Flutuações desse tipo não produzem efeitos significativos na propagação do neutrino solar, porque nesses intervalos de tempo a média das mudanças de quilaridade não é relevante. No entanto, outra classe de flutuações estáveis se presentam para freqüências quadradas do ordem $\omega^2 \approx 10^{-14} - 10^{-15}$ s^{-2} que correspondem a períodos da ordem de 100 dias. Flutuações deste tipo, caracterizadas por $\nabla \cdot \vec{\xi} \neq 0$, são chamadas *ondas magnetossônicas lentas* [53]. A Fig. III.1 mostra a solução de equação (III.14) para $\omega^2 = 9 \times 10^{-15}\mathrm{s}^{-2}$.

Substituindo a solução para $\vec{\xi}$ na equação (III.12) obtemos a perturbação do campo magnético que é adicionada ao campo no equilíbrio. Assim, o componente transversal

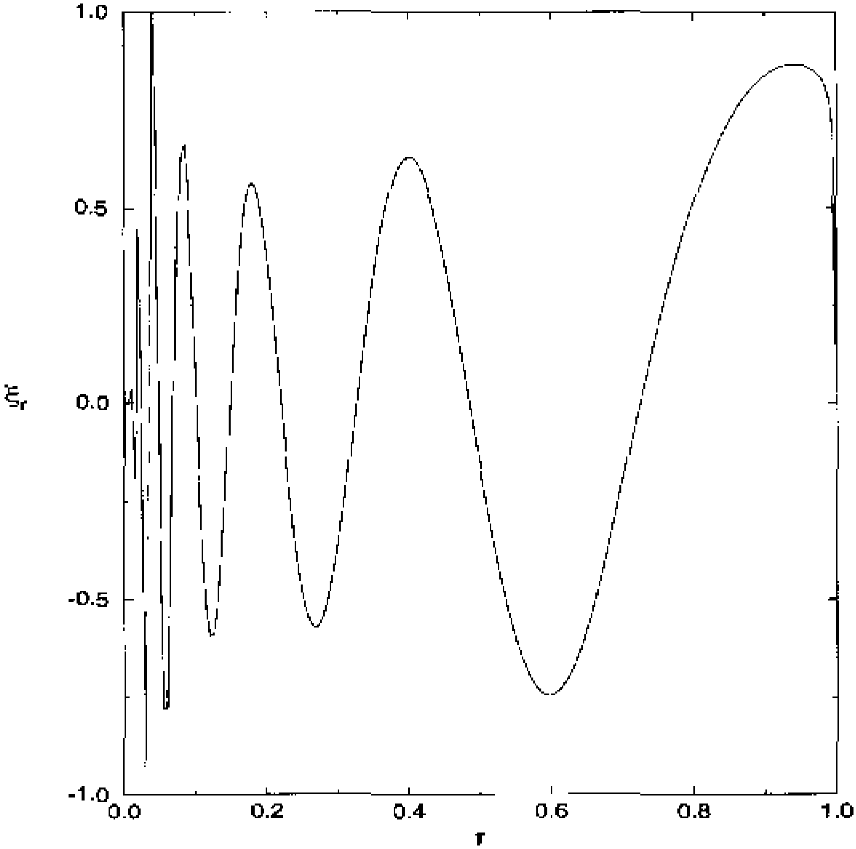

Figura III.1: Componente radial do vetor deslocamento $\vec{\xi}$ obtido da solução de Hain-Lüst ($\omega^2 = 9 \times 10^{-15}s^{-2}$).

do campo magnético $B_\perp(r)$, na equação (1.28), será então dada por

$$B_\perp^2 = (B_{0z} + b_z)^2 + b_\theta^2.$$

As ondas magnetossônicas comprimem o campo magnético e o plasma solar, e o campo magnético perturbado tem componentes paralelas e perpendiculares a $B_0(r)$. Na Fig. III.2 se mostra o perfil de equilíbrio e a perturbação em dois semiperíodos diferentes do campo magnético no Sol.

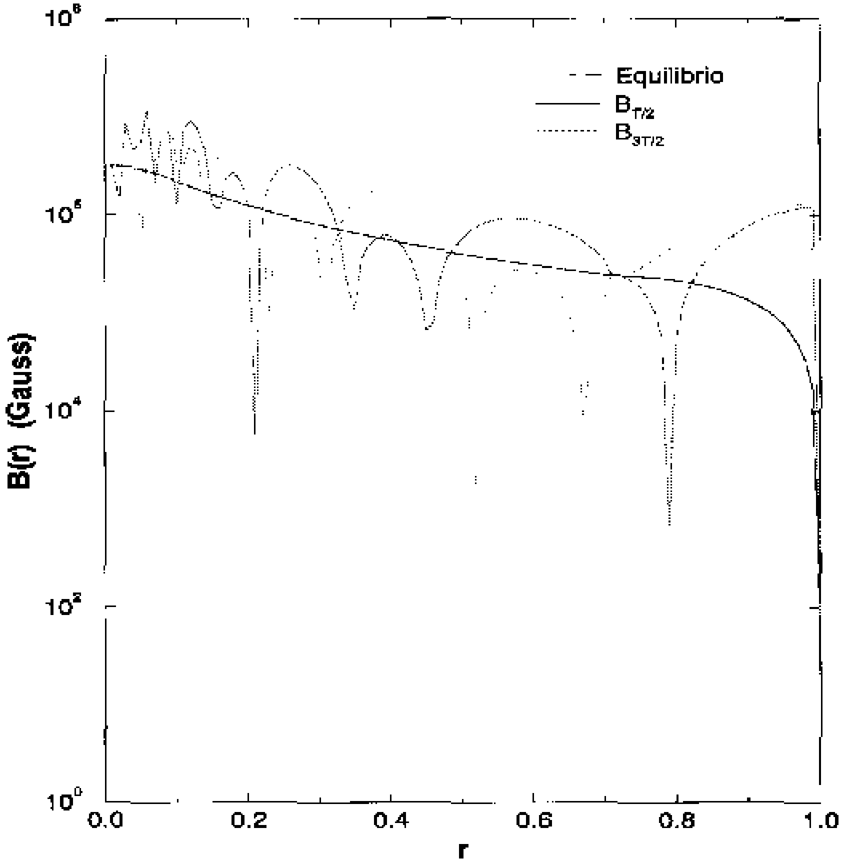

Figura III.2: Campo magnetico perturbado no Sol. Se mostra o perfil de equilibrio e o campo perturbado para dois instantes de tempo $t = \frac{T}{2}, \frac{3T}{2}$, onde T=114 dias.

Capítulo IV

Efeitos das Ondas Magnetossônicas

A solução da equação de evolução é calculada numericamente usando os valores obtidos do campo magnético perturbado. O momento magnético do neutrino usado é $\mu_\nu = 3 \times 10^{-12}\mu_B$ e a diferença quadrática de massas é $\Delta m = 5 \times 10^{-8}\text{eV}^2$. A densidade de matéria $N_{ef}(r)$ é tomada do Modelo Solar Padrão:

$$N_{ef}(r) = 245 N_A e^{-10.54r}\text{cm}^{-3}.$$

onde N_A é o número de Avogadro.

Perturbações no campo magnético solar são produzidos como conseqüência das ondas magnetossônicas com períodos da ordem de 100 dias. Isto gera flutuações periódicas na mudança de quilaridade dos neutrinos quando interagem com o campo magnético solar [54].

IV.1 Probabilidade de Sobrevivência dos Neutrinos

Calculamos a probabilidade de sobrevivência $P(E,t)$ dos neutrinos de mão-esquerda ν_L, no instante em que eles abandonam a superfície solar, para um período de 114 dias. De fato, períodos dessa ordem são atribuidos às ondas magnetossônicas. Fora do Sol o campo magnético é considerado insignificante, nesta regiãoos neutrinos não interagem e a probabilidade não muda. As Figs. IV.1-IV.2 mostram a probabilidade de sobrevivência,

$$P(E,t) = | < \nu_L(R_\odot)|\nu_L(0) > |^2,$$

a qual é calculada numericamente a partir das equações (I.28).

Levamos em conta a dependência temporal do campo magnético e os intervalos de energias de $E \in [0, 0.42]$ MeV e $E \in [0, 15]$ MeV. A Fig. IV.1, é desenhada para intervalos de energias características dos neutrinos tipo *pp*. A Fig. IV.2 mostra a probabilidade de sobrevivência dos neutrinos ν_L no intervalo de energias dos neutrinos de ^8B.

As Figs. IV.1-IV.2 são desenhadas para diferentes instantes de tempo. Estes determinam a supressão dos neutrinos de mão-esquerda ν_L quando atravessa a distância entre o centro do Sol e os detectores na Terra. Existe uma notável dependência da energia na forma das curvas de supressão.

Pode-se observar (Fig. IV.1) uma forte supressão dos neutrinos ν_L para os instantes de tempo $t = 3,\ 18,$ e 48 dias na faixa de $0.05 - 0.2$ MeV, seguida de um incremento posterior, na mesma faixa de energia, nos instantes de tempo $t = 72$ e 90 dias. No entanto, os neutrinos ν_L apresentam uma supressão significativa na faixa de $0.2 - 0.42$ MeV nos instantes de tempo $t = 72$ e 90 dias.

Segundo a Fig. IV.2, a probabilidade de sobrevivência dos neutrinos ν_L apresenta-se mais planas na faixa de $4 - 15$ MeV. Elas não mostram flutuações bruscas como no caso dos neutrinos com energia menores que 2 MeV.

Nos gráficos posteriores consideramos somente os neutrinos do ^8B porque os experimentos de Superkamiokande e SNO serão sensíveis só a neutrinos deste tipo.

Para energias acima de 4 MeV, a dependência temporal é ainda apreciável para os neutrinos de energias altas.

Cada ponto é calculado para intervalos de tempo de 3 dias, e estas são unidas para mostrar linhas contínuas nas figuras.

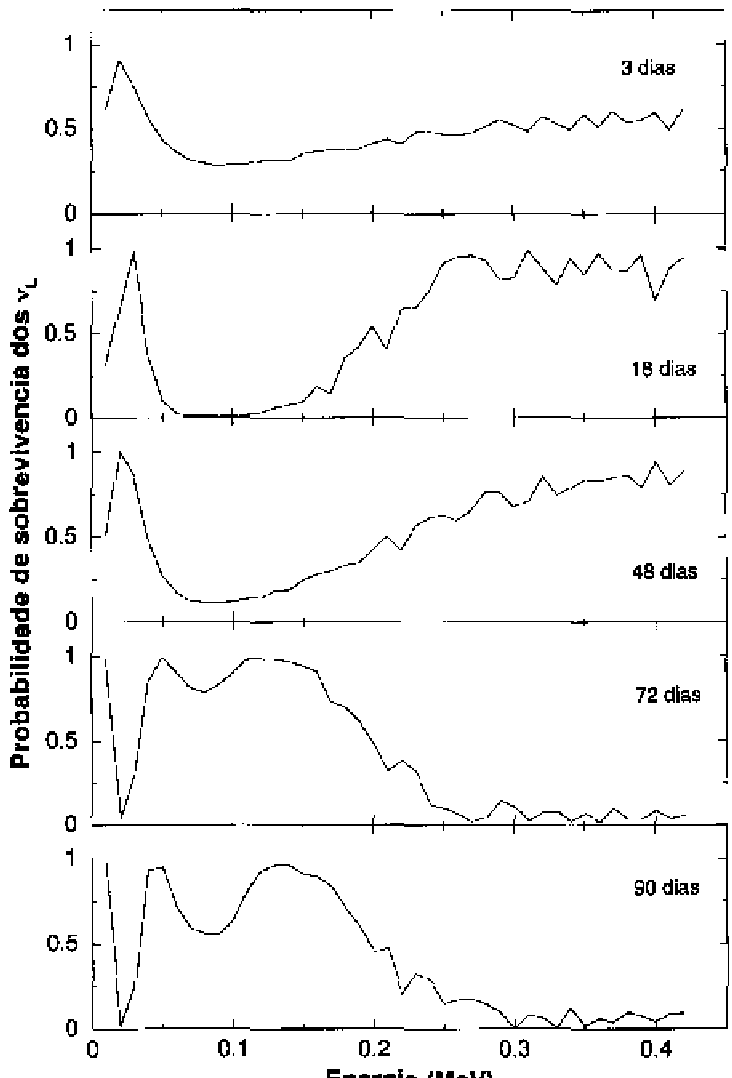

Figura IV.1: Dependência com baixas energias da probabilidade de sobrevivência dos neutrinos de mão-esquerda, em diferentes instantes de tempo.

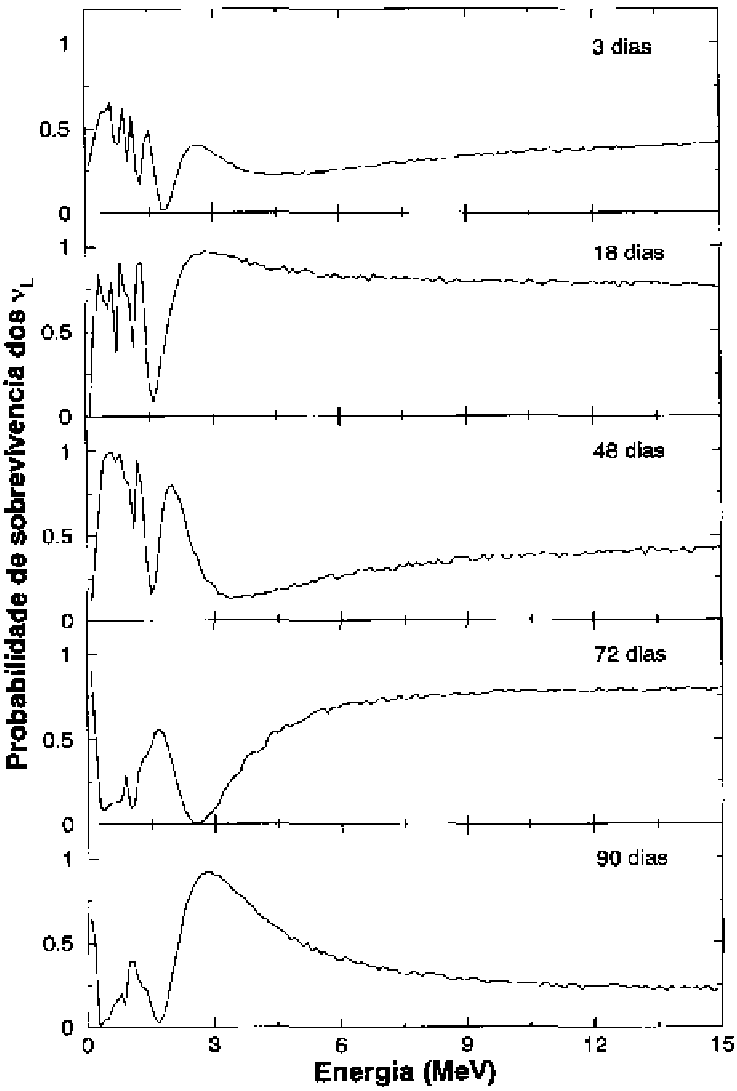

Figura IV.2: Dependência com altas energias da probabilidade de sobrevivência dos neutrinos de mão-esquerda, em diferentes instantes de tempo.

IV.2 Espectro de Emissão

Na Fig. IV.3 se mostra o espectro atenuado (linhas contínuas) para vários instantes de tempo. Estes são comparados com o espectro dos neutrinos do ^8B do Modelo Solar Padrão (linhas de pontos). O valores do *espectro de produção* dos neutrinos ν_L de ^8B

estão dados na referência [7]. Denotamos este espectro como $f(E)$ (em unidades de MeV^{-1}) e o espectro atenuado $S(E,t)$ é calculado usando a relação:

$$S(E,t) = f(E)P(E,t) \tag{IV.1}$$

a isto chamaremos o *espectro de emissão* dos neutrinos solares quando estes abandonam a superfície solar.

A área compreendida entre o espectro de produção (linhas de pontos) e o eixo das energias, esta normalizada a um. O espectro de emissão é significativamente atenuado em certos instantes de tempo, e se observam pequenas flutuações na faixa de baixas energias (menores que 2 MeV) devido às flutuações na probabilidade $P(E,t)$.

Nota-se que os valores de tempo não são valores acumulados senão momentos instantâneos, é dizer, para cada instante de tempo que se indica nas figuras mostramos o espectro dos neutrinos que abandonam a superfície solar.

IV.3 Espectro de Detecção

Os futuros detectores estarão baseados em experimentos de tempo real. Superkamiokande considera o espalhamento $\nu_e - e^-$ e a seção de choque deste, incrementa-se linearmente com a energia, segundo o Modelo Solar Padrão [9]:

$$\sigma(E) = 9.2 \times \left(\frac{E}{10\mathrm{MeV}}\right) \times 10^{-44}\mathrm{cm}^2 \tag{IV.2}$$

para energias dos elétrons de recuo $T_{min} = 0.0$ MeV. Para energias $T_{min} \neq 0$, a correção se dá multiplicando a equação (IV.2) por $\frac{(T_{max}-T_{min})}{T_{max}}$. T_{max} é a maxima energia dos elétrons de recuo.

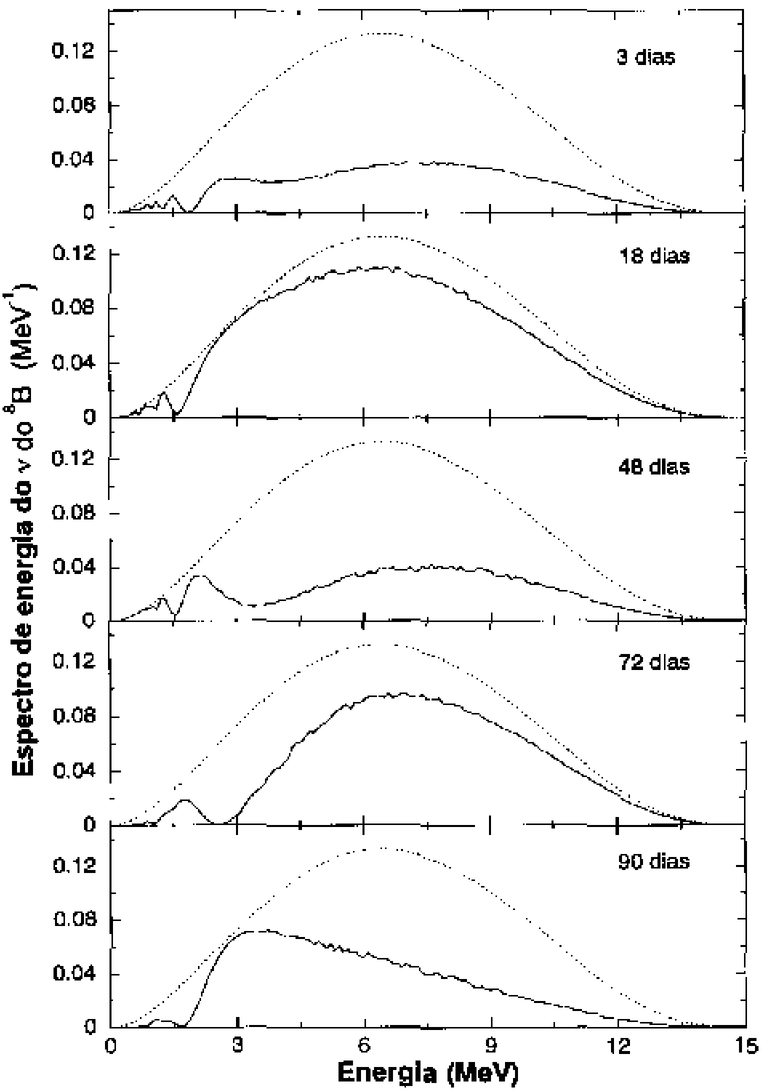

Figura IV.3: Espectro de produção dos neutrinos do ^8B (linhas de pontos) previsto pelo Modelo Solar Padrão (SSM) e espectro de emissão dos neutrinos do ^8B (linhas contínuas) calculado para vários instantes de tempo.

Nossos cálculos levam em conta a seção de choque dada na equação (IV.2), para obter a taxa esperada de eventos $R(E,t)$, a qual é dada pela relação:

$$R(E,t) = \Phi^{^8B}_{SSM}(E)\sigma(E)P(E,t) \tag{IV.3}$$

onde $\Phi^{^8B}_{SSM}(E) = 5.8 \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} \times f(E)$ é o *espectro total de produção* do neutrino do ^8B. O fluxo total do neutrino de ^8B é $5.8 \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [7]. Chamaremos $R(E,t)$ de *espectro de detecção.*

A dependência da energia da taxa esperada de eventos é mostrada na Fig. IV.4 (linhas contínuas). Estes resultados são comparados com a taxa esperada de eventos prevista pelo Modelo Solar Padrão:

$$R_{SSM}(E) = \Phi^{^8B}_{SSM}(E)\sigma(E) \tag{IV.4}$$

desenhados com linhas de pontos. Portanto $R_{SSM}(E)$ é o *espectro de detecção* previsto pelo Modelo Solar Padrão.

Superkamiokande estará observando o espectro de detecção da forma mostrado na Fig. IV.4 (linhas contínuas), colocando em evidência a supressão dependente do tempo. O SNO deverá confirmar a dependência temporal do espectro dos neutrinos.

A precisão dos novos experimentos permitirá determinar as energias com as quais os neutrinos atingem os detectores. Com esse propósito, mostramos na Fig. IV.5 a taxa esperada de eventos dos neutrinos de ^8B para um período de 114 dias, para intervalos de energia de 1 MeV. Observam-se flutuações pronunciadas com períodos irregulares curtos em torno de 10-20 dias.

A Fig. IV.6, mostra a razão da taxa esperada de eventos dada por nossos cálculos e a taxa prevista pelo Modelo Solar Padrão, levando em conta que os detectores, SNO e Superkamiokande, terão um limiar de energia de 5 MeV.

A média das variações temporais na Fig. IV.6, está em torno do 0.4, implicando que só 40% dos neutrinos produzidos no Sol, atingem aos detectores na terra devido à interações com matéria e campos magnéticos solar. Esta porcentagem é compatível com os resultados dos experimentos atuais.

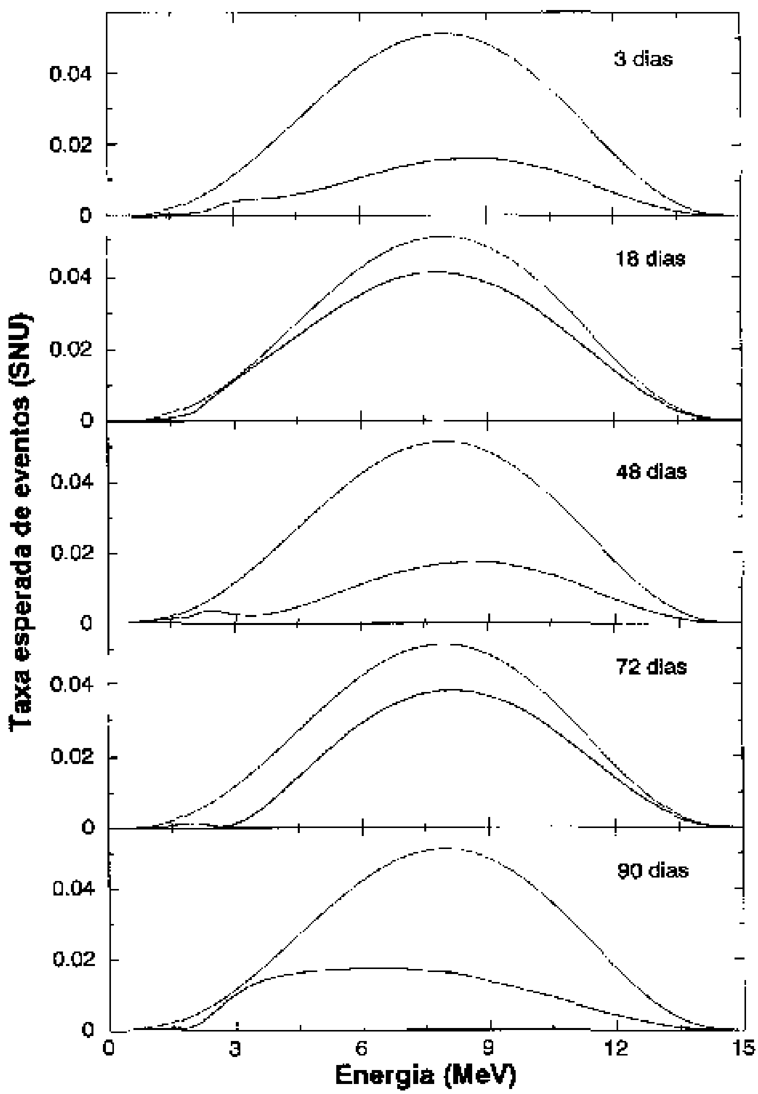

Figura IV.4: Espectro de detecção previsto pelo Modelo Solar Padrão (linhas de pontos) e espectro de detecção do neutrino do ^{8}B calculado para vários instantes de tempo (linhas contínuas).

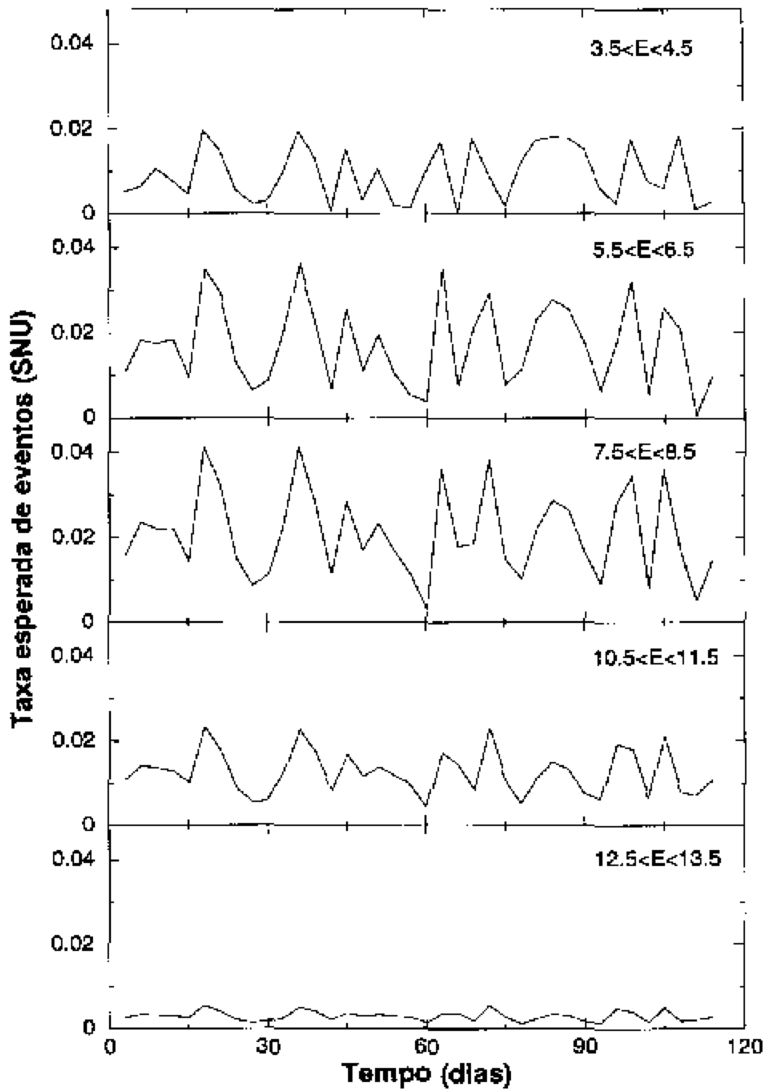

Figura IV.5: Dependência temporal da taxa esperada de eventos do neutrino do ^{8}B para vários intervalos de energia de 1 MeV. Se mostra a figura para um periódo de 114 dias.

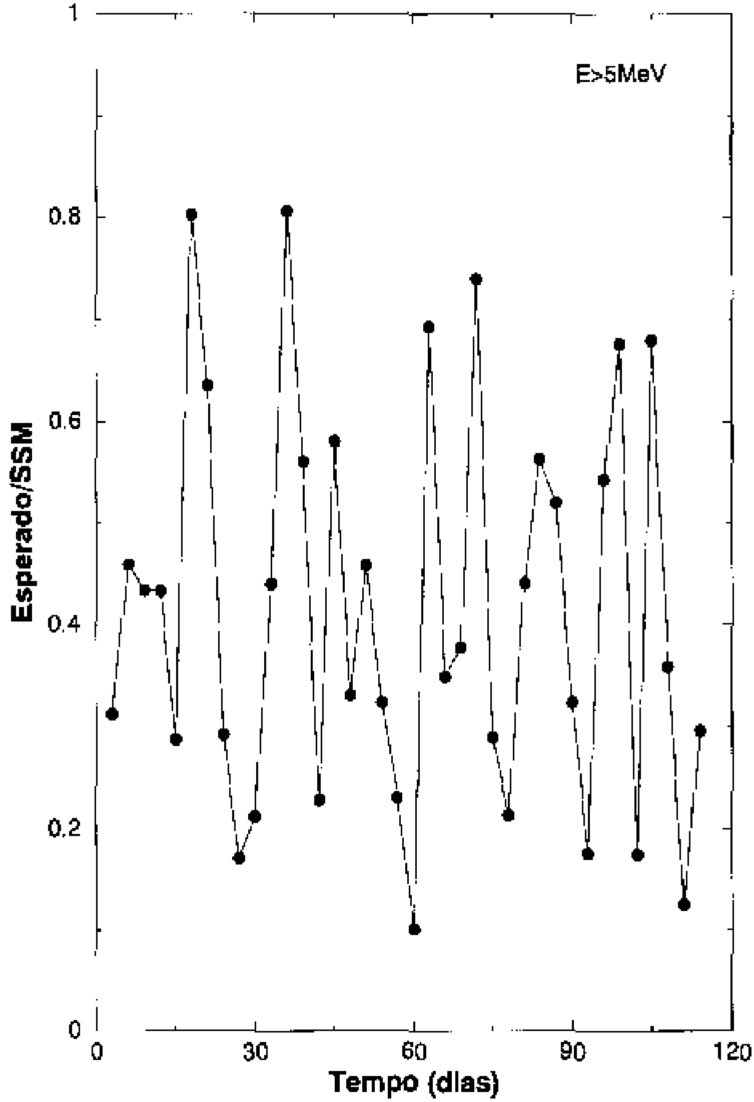

Figura IV.6: Razão da taxa esperada de eventos e a taxa prevista pelo Modelo Solar Padrão (SSM) para energias maiores que 5 MeV. Os pontos são calculados em intervalos de 3 dias para um período de 114 dias.

Conclusões

Partindo da suposição que o momento magnético do neutrino é diferente de zero, investigamos a modulação temporal do fluxo de neutrinos produzidos no Sol como conseqüência da interação destas partículas com um campo magnético solar perturbado pela movimentação do plasma desta estrela.

Como estamos interessados somente nos neutrinos que atravessam regiões em torno do plano do equador solar e chegam até os detectores na Terra, consideramos uma geometria cilíndrica para o Sol e obtivemos a equação de Hain-Lüst.

A equação de Hain-Lüst, a qual descreve a movimentação do plasma, é resolvida impondo condições físicas consistentes com os dados observados no Sol. Ondas magnetossônicas aparecem naturalmente como conseqüência direta dos deslocamentos de plasma solar, com períodos da ordem de 100 dias, que causam flutuações significativas no campo magnético solar produzindo mudanças irregulares na helicidade dos neutrinos quando estes têm um momento magnético diferente de zero.

A transição $\nu_L \to \nu_R$ dos neutrinos solares foi obtida resolvendo a equação de evolução que descreve a interação dos neutrinos com a matéria e o campo magnético. A interação com a matéria é levada em conta considerando um decrescimento exponencial da densidade de matéria no interior do Sol, em concordância com o Modelo Padrão Solar. A interação com o campo magnético solar leva em conta o campo magnético perturbado obtido a partir da solução da equação de Hain-Lüst.

Como conseqüência, a conversão $\nu_L \to \nu_R$, provoca uma diminuição na taxa de detecção com respeito aos neutrinos que são emitidos na parte central do Sol. Os neutrinos de mão-direita ν_R são estéreis e escapam à detecção.

Nossos cálculos mostram variações no tempo no fluxo de neutrinos solares do ^8B produzidos pela interação com o campo magnético solar, num período da ordem de 100 dias. Na região de $5 - 15$ MeV, as quais serão sensíveis os detectores de Superkamiokande e SNO, observam-se distorções espectrais notavelmente diferentes que na região de mais baixa energia (menores que 5 MeV).

Vimos também que as flutuações do campo magnético solar, que são encontrados como solução da equação de Hain-Lüst que foi analisada neste trabalho, produzem variações em intervalos irregulares curtos de 10 a 20 dias na taxa de detecçãodos neutrinos solares. Esta situação será confirmada quando medidas mais precisas estejam disponíveis vindas dos futuros detectores de tempo real. Se confirmados, não somente constituirão um indício para uma possível solução ao Problema do Neutrino Solar, senão também, constituirá uma forte evidência para a existência de ondas magnetossônicas no Sol.

Se se comprovar a variação temporal do fluxo dos neutrinos solares, da maneira detalhada neste trabalho, além de se poder compreender melhor as propriedades desta partícula fundamental da natureza, valiosa informação será obtida sobre as características do campo magnético solar. Os resultados dos novos experimentos de neutrino solar serão, nos próximos anos, testes decisivos para a astrofísica solar e para o Modelo Padrão das interações eletrofracas.

Apêndice

A.1 Notação

Nesta tese adotamos as unidades estândar:

$$\hbar = c = 1.$$

A.2 Matrizes de Pauli

As matrizes de Pauli estão definidas por:

$$\sigma_1 \equiv \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 \equiv \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

e obedecem as seguintes relações de comutação e de anticomutação,

$$\begin{aligned} [\sigma_i, \sigma_j] &= 2i\epsilon_{ijk}\sigma_k \\ \{\sigma_i, \sigma_j\} &= 2\delta_{ij} \end{aligned}$$

onde $i, j, k = 1, 2, 3$ e ϵ_{ijk} é o tensor de Levi-Civita.

A.3 Matrizes de Dirac

As matrizes γ de Dirac são definidas da seguinte forma:

$$\gamma^0 \equiv \begin{pmatrix} \mathbb{1} & 0 \\ 0 & \mathbb{1} \end{pmatrix}, \quad \gamma^i \equiv \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ \sigma^i & 0 \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2, 3$$

onde $\mathbb{1}$ é a matriz identidade 2×2.

A matriz γ^5 esta dada por:

$$\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & \mathbb{1} \\ \mathbb{1} & 0 \end{pmatrix}$$

A.4 Conjugação de carga

Podemos definir o operador C de conjugação de carga por:

$$C = i\gamma_2\gamma_0.$$

O operador de conjugação de carga satisfaz as seguintes propriedades:

$$C = -C^\dagger = -C^T = -C^{-1}$$

$$C^{-1}\gamma_\mu C = -\gamma_\mu^T.$$

Se ψ é um espinor, então,

$$\psi^c = C\overline{\psi}^T$$

Referências

[1] R. Davis, D.S. Harmer e K.C. Hoffman, Phys. Rev. Lett. **20** (1968) 1205; R. Davis, em *Proc. of the 21st Int. Cosmic Ray Conf.*, ed. R.J. Protheroe, University of Adelaide Press (1990) p. 143.

[2] Kamiokande II Collaboration, K. Hirata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 1297; **65** (1990) 1301; Phys. Rev **D44** (1991) 2241.

[3] SAGE Collaboration, J.N. Abdurashidov *et al.*, Phys. Lett. **B328** (1994) 234; A.I. Abazov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 3332.

[4] GALLEX Collaboration, P. Anselmann *et al.*, Phys. Lett. **B327** (1994) 377.

[5] S. Turk-Chieze e I. Lopes, Astrophys. J. **408** (1993) 347.; S. Turk-Chieze *et al.*, Phys. Rep. **230** (1993) 57.

[6] J.N. Bahcall e M. Pinsonneault, Rev. Mod. Phys. **64** (1992) 885. Uma versão atualizada está no preprint hep-ph/9505425. A ser publicado na Rev. Mod. Phys. (1995).

[7] J.N. Bahcall e R.K Ulrich, Rev. Mod. Phys. **60**, 297 (1988).

[8] J.N. Bahcall e H. Bethe, Phys. Rev. **D47** (1993) 1298.

[9] J.N Bahcall, *Neutrino Astrophysics*. Cambridge Univ. Press, Cambridge (1989).

[10] C.S. Lim e H. Nunokawa, preprint KEK 94-127, KOBE-TH-94-02.

[11] M.M. Guzzo, 1993 Particles and Fields XIV Brazilian National Meeting, SBF, 1994.

[12] B.M. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP **34** (1958) 247.

[13] L. Wolfenstein, Phys. Rev. **D17** (1978) 2369; Phys. Rev. **D20** (1979) 2634; S.P. Mikheyev e A.Yu. Smirnov, Yad. Fiz. **42** (1985) 1441 [Sov. J. Nucl. Phys. **42** (1985) 913; Nuovo Cim. **C9** (1986) 17.

[14] K.S. Babu *et al.*, Phys. Rev. **D44**, 2265 1991.

[15] A. Cisneros, Astro. & Space Sci. **10** (1971) 87.

[16] M.B. Voloshin, M. Vysotskii e L. Okun, Sov. J. Nucl. Phys. **44** (1986) 440.

[17] J. Pulido, Phys. Rep. **211** (1992) 167.

[18] Uma completa revisão sobre neutrinos massivos e oscilações de neutrinos estão nas referências [24, 29]

[19] B. Kayser, Phys. Rev. **D24** (1981) 110; S. Nussinov, Phys. Lett. **B63** (1976) 201.

[20] L. Montanet *et al.*, Phys. Rev. **D50**, 1173 (1994)

[21] Particle Data Group, Phys. Rev. **D45** S1; J.F. Wilkerson, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **31** (1993) 32.

[22] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579; S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264; A. Salam, em *Nobel Symposium*, No. 8, ed. N. Swartholm, Almquist and Wiksell, Stockholm (1968).

[23] H. Georgi e S.L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **32** (1974) 438; P. Frampton, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 2889; C. Jarlskog, Nucl. Phys. **A518** (1990) 129; C. Jarlskog, Phys. Lett. **B241** (1990) 579; P. Frampton e P. Vogel, Phys. Rep. **82** (1982) 339.

[24] S.M. Bilenki e S.T. Petcov, Rev. Mod. Phys. **59** (1987) 671.

[25] I.J.R. Aitchison e A.J.G. Hey, *Gauge Theories in Particle Physics*, IOP Publishing, Bristol (1989).

[26] P.B. Pal, Int. J. Mod. Phys. **A7**, 5387 (1992).

[27] A. Halprin, Phys. Rev. **D34** (1986) 3462; P.D. Mannhein, Phys. Rev. **D37** (1988) 1935.

[28] E.Kh. Akhmedov, P.I. Krastev e A.Yu. Smirnov, Z. Phys. C - Particles and Fields 52 (1991) 701.

[29] T.K. Kuo e J. Pantaleone, Rev. Mod. Phys. **61** (1989) 937.

[30] B.W. Lee e R.E. Shrock, Phys. Rev. **D16** (1977) 1444.

[31] M. Fukugita e T. Yanagida, Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1807; K.S. Bacu e V.S. Mathur; Phys. Lett. **B196** (1987) 218; J.E. Kim, Phys. Rev. **D14** (1986) 3000.

[32] E.KH. Akhmedov e M.Yu. Khlopov, Mod. Phys. Lett. **A3** (1988) 451; E. Maina, Phys. Lett. **B227** (1989) 133.

[33] V. Castellani, S. Degl'Innocenti e F. Fiorentini, Astron. Astrophys. **271** (1993) 601.

[34] G. Berthomieu *et al.*, Astron. Astrophys. **268** (1993) 775.

[35] D.B. Günter *et al.*, Ap. J. **387** (1992) 372.

[36] J. Christiansen-Dalsgaard, Geophys. Astrophys. Fluid. Dyn. **62** (1992) 123.

[37] B. Ahrens, M. Stix e M. Thorn, Astron. Astrophys. **264** (1992) 673.

[38] J.A. Guzik e A.N. Cox, Ap. J. Lett. **381** (1991) 331.

[39] C.R. Proffit e A.N. Cox, Ap. J. **380** (1991) 238.

[40] I.J. Sackman, A.I. Boothroyd e W.A. Fowler, Ap. J. **360** (1990) 727.

[41] Y. Lebreton e W. Däppen, em *Seismology of the Sun and the Sun-like Stars*, eds. V. Domingo e E.J. Rolfe, European Space Agency, Noordwijk (1988).

[42] P. Langacker, preprint UPR-0640T.

[43] Uma excelente revisão dos 4 experimentos atuais, como também dos futuros detectores é: T.J. Bowles e V.N. Gavrin, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **43** (1993) 117.

[44] E. Belloti, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **38** (1995) 90.

[45] W.C. Haxton, hep-ph/9503430, a ser publicado em: Annu. Rev. Astron. & Astrophys. (1995).

[46] J.P. Freidberg, Rev. Mod. Phys., **54** (1982) 801.

[47] J.P. Goedbloed e P.H. Sakanaka, The Phys. of Fluids, **17** (1974) 908.

[48] I.B. Bernstein, E.A. Frieman, M.D. Kruskal e R.M. Kulsrud, Proc. Roy. Soc. **A224** (1958) 17.

[49] K. Von Hain e R. Lüst, Z. Naturforschg. **13a** (1958) 939.

[50] J.A. Bittencourt, *Fundamentals of Plasma Physics*, Pergamon Press, Oxford (1986)

[51] C. Canuto, A. Quarteroni, M.Y. Hussaini e T.A. Zeng, *Spectral Methods and Fluid Dynamics*, Springer-Verlag.

[52] E.Kh. Akhmedov e O.V. Bychuk, Sov. Phys. JETP **68** (1989) 250.

[53] M.M. Guzzo, N. Reggiani e P.H. Sakanaka, Phys. Lett. **B357** (1995) 602.

[54] J.H.Colonia, M.M. Guzzo e N. Reggiani, *Effects of Solar Magnetosonic Waves in Future Solar Neutrino Observations*, submetido a Phys. Lett. **B** (1995).