

5

O Mecanismo de Oscilação com os Termos de Interação Não Padrão

5.1

Introdução

A interação não padrão (NSI) pode ser entendida com uma interação extra dos neutrinos com a matéria, isto é, uma interação dos neutrinos com os léptons carregados e/ou os quarks além daquela prevista pela interação fraca. Para a matéria usual, consideraremos NSI dos neutrinos apenas com elétrons e/ou a primeira geração dos quarks.

Como foi mencionado na introdução desta tese, o efeito de NSI dos neutrinos com a matéria foi pela primeira vez discutido do ponto de vista puramente fenomenológico isto é, sem especificar o origem, por L. Wolfenstein (11). Depois disso, existem trabalhos que consideraram NSI baseado em alguns modelos ou cenários mais concretos. Foi mostrado que o NSI dos neutrinos pode acontecer por causa da presença de léptons neutros pesados (39) ou supersimetria com quebra de paridade R (40, 41, 42). Após estes trabalhos, o NSI tem sido testados em muitos processos de neutrinos solares (43, 45, 51, 52, 50), neutrinos atmosféricos (44, 46, 47), e neutrinos vindos de aceleradores (48, 95, 96, 97).

Esta interação extra pode ser causada por alguma física nova além do Modelo Padrão, e é descrita por uma langrangeana efetiva seguindo por exemplo (49):

$$\mathcal{L}_{\text{ef}}^{\text{NSI}} = -2\sqrt{2}\varepsilon_{\alpha\beta}^{fP}G_F(\bar{\nu}_\alpha\gamma_\mu P_L\nu_\beta)(\bar{f}\gamma^\mu P f), \quad (5-1)$$

onde G_F é a constante de acoplamento de Fermi, f são os férmions na matéria, $f = e, u, d$, e ε são os parâmetros fenomenológicos responsáveis pela interação não padrão, o índice P corresponde aos operadores de projeção que podem ser de mão direita, $P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$ ou de mão esquerda, $P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$. O índices α e β são os sabores dos neutrinos e, μ, τ .

O efeito NSI pode ter influência na produção, propagação e detecção dos neutrinos (98, 99, 49). Em geral, os parâmetros de NSI $\varepsilon_{\alpha\beta}^{fP}$ pode ser diferentes nestes processos e em princípio devem ser distinguidos. Porém na prática é

muito difícil distinguir os efeitos de NSI na produção e detecção. Nesta tese, estamos considerando esses parâmetros NSI vetorial, ε^V mas para simplificar supriremos este índice.

Neste trabalho, consideramos apenas o efeito NSI na propagação, embora existem fortes motivações de que os efeitos de NSI existam também na produção e detecção, podendo ser vinculados significativamente no futuro (49). Para discutir o efeito de interação não padrão durante a propagação dos neutrinos com a matéria usaremos os coeficientes efetivos $\varepsilon_{\alpha\beta}$ como é tradicional neste campo. Eles são definidos como:

$$\varepsilon_{\alpha\beta} \equiv \sum_{f,P} \frac{n_f}{n_e} \varepsilon_{\alpha\beta}^{fP} \simeq \sum_P (\varepsilon_{\alpha\beta}^{eP} + 3\varepsilon_{\alpha\beta}^{uP} + 3\varepsilon_{\alpha\beta}^{dP}), \quad (5-2)$$

onde n_f é a densidade de número das espécies de férmions $f(= e, u, d)$ e na expressão final na equação acima aparece um fator 3 devido às interações dos neutrinos com os quarks up e down que compõe os prótons e os nêutrons¹. Nesta situação, os parâmetros ε 's podem ser parametrizados fenomenologicamente na seguinte equação de movimento:

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}, \quad (5-3)$$

onde

$$H = \frac{1}{2E} \left[U \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta m_{21}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta m_{31}^2 \end{pmatrix} U^\dagger \right] + a \begin{pmatrix} 1 + \varepsilon_{ee} & \varepsilon_{e\mu} & \varepsilon_{e\tau} \\ \varepsilon_{e\mu}^* & \varepsilon_{\mu\mu} & \varepsilon_{\mu\tau} \\ \varepsilon_{e\tau}^* & \varepsilon_{\mu\tau}^* & \varepsilon_{\tau\tau} \end{pmatrix} \quad (5-4)$$

onde U é a matriz de mistura de Maki-Nakagawa-Sakata dada pela Eq. (3-26) e $a = \sqrt{2}G_F N_e$ corresponde ao efeito de interação padrão dos neutrinos com a matéria.

Em geral os parâmetros ε 's não diagonais são complexos e a parte imaginária é expressa pela fase $\phi_{\alpha\beta}$. Devido ao fato da hamiltoniana H ser hermitiana, isto é, $H = H^\dagger$, apenas os parâmetros fora da diagonal tem essa fase. Então podemos expressá-los como: $\varepsilon_{\alpha\beta} = |\varepsilon_{\alpha\beta}| e^{i\phi_{\alpha\beta}}$ para $\alpha \neq \beta$.

Observando a eq.(5-3), podemos ver que o efeito do NSI é relevante para energias elevadas, em relação ao termos que contêm os parâmetros de oscilações. Isto é alcançado em experimentos de grandes comprimentos, onde analisaremos em detalhes no próximo capítulo. Portanto, o NSI é um efeito secundário ou subdominante a baixas energias e passa a ter um papel

¹Lembrando que os prótons são formados pelos quarks up-up-down, enquanto que os nêutrons pelos quarks down-down-up.

importante na medida em que a energia aumenta.

5.2

Limites Experimentais para os parâmetros NSI

Nesta seção vamos fazer um resumo dos limites para os parâmetros NSI na produção e detecção usando por exemplo o espalhamento $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$, baseado na Ref. (49), e em seguida discutiremos os limites atuais dos parâmetros NSI na propagação em experimentos de neutrinos atmosféricos e de aceleradores (46, 47, 97, 100).

5.2.1

Limite de NSI no laboratório: produção e detecção

Os limites dos ε 's são obtidos comparando as seções de choques teóricas não padrão (com o NSI) com a seção de choque obtida experimentalmente. Por exemplo, consideramos que na presença da corrente neutra NSI, a seção de choque elástica para $\nu_e e \rightarrow e \nu_e$ é dada por (49):

$$\sigma(\nu_e e \rightarrow \nu_e e) = \frac{2G_F m_e E_\nu}{\pi} \left((1 + g_L^e + \varepsilon_{ee}^{eL})^2 + \sum_{\alpha \neq e} |\varepsilon_{\alpha e}^{eL}|^2 + \frac{(g_R^e + \varepsilon_{ee}^{eR})^2}{3} \sum_{\alpha \neq e} |\varepsilon_{\alpha e}^{eR}|^2 \right) \quad (5-5)$$

onde $\alpha = \mu, \tau$ e $g_L^e = -0.2718$ e $g_R^e = 0.2326$ são acoplamentos das correntes neutras no SM do elétron, incluindo as correções radioativas eletrofracas. A medida exata desta seção de choque é dada pelo resultado do LSND (30):

$$\sigma(\nu_e e \rightarrow \nu_e e) = (1.17 \pm 0.17) \frac{2G_F m_e E_\nu}{\pi}, \quad (5-6)$$

que, levando em consideração as predições do Modelo Padrão (SM):

$$\sigma(\nu_e e \rightarrow \nu_e e)_{SM} = (1.0967) \frac{2G_F m_e E_\nu}{\pi}, \quad (5-7)$$

dentro do limite com 90% CL, admitindo um parâmetro ε por vez, foi obtido (49):

$$-0.07 < \varepsilon_{ee}^{eL} < 0.11 \quad (5-8)$$

$$-1. < \varepsilon_{ee}^{eR} < 0.5. \quad (5-9)$$

Podemos colocar limites na troca de sabor NSI e admitindo que haja somente mudança de sabor NSI, por exemplo, para $\nu_\tau - \nu_e$, isto é, $\varepsilon_{ee}^{eR} \rightarrow \varepsilon_{\tau e}^{eR}$ e $\varepsilon_{ee}^{eL} \rightarrow \varepsilon_{\tau e}^{eL}$ na seção de choque σ eq.(5-5), foi obtido (49):

$$|\varepsilon_{\tau e}^{eL}| < 0.4, \quad |\varepsilon_{\tau e}^{eR}| < 0. \quad (5-10)$$

Como outros exemplos, o melhor limite para $\varepsilon_{\tau\tau}^{eP}$ ($P = R, L$) vem de reação $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ medidas no LEP II, e o melhor limite para $\varepsilon_{e\mu}^{eP}$ ($P = R, L$) vem de decaimento $\mu \rightarrow 3e$, etc. Nas tabelas 5.1 e 5.2 resumimos os limites dos parâmetros NSI em laboratórios (49). Ambas tabelas têm nas primeiras colunas os limites atuais e logo abaixo os processos em que se obteve esse vínculo e o experimento usado. Na segunda coluna temos os limites futuros e os experimentos em que serão obtidos. Na tabela 5.1 estamos considerando os parâmetros na diagonal, isto é, os que não trocam sabores, enquanto que na tabela 5.2 temos os parâmetros que trocam sabores (fora da diagonal). As colunas vazias principalmente na segunda tabela significam que não são esperados limites mais sensíveis no futuro próximo.

5.2.2

Limite de NSI: propagação

Os limites dos parâmetros NSI atuais na propagação vêm das análises dos dados experimentais, como número de eventos comparado com os dados simulados, através dos parâmetros de misturas mais os parâmetros efetivos NSI da matriz Eq.(5-4) de interação na eq. de movimento Eq. (5-3). Portanto, provêm de onde esses parâmetros efetivos são diferentes dos parâmetros analisados na produção e detecção, como mencionado anteriormente. Essa análise pode ser vista nos trabalhos de (46, 47, 49, 97, 100), porém nesta subseção discutiremos apenas qualitativamente seus limites.

A Fig.5.1 mostra as regiões permitidas dos parâmetros de NSI obtidos por Fornengo *et al.* (46) para o subsistema $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ pela análise dos dados dos neutrinos atmosféricos obtidos pelos experimentos MACRO e SK. Nela, vemos que o espaço de parâmetro $\varepsilon - \varepsilon'$, que aqui nesta tese corresponde a $|\varepsilon_{\mu\tau}| = 3\varepsilon$ e $|\varepsilon_{\tau\tau}| = 3\varepsilon'$ (pois Fornengo *et al.* normalizaram as grandezas dos parâmetros de NSI com respeito a números de densidade de quarks-d). Para ajustar os dados, além dos parâmetros de NSI, também os parâmetros $\sin^2 2\theta_{23}$ e Δm_{32}^2 foram variados livremente. As áreas correspondem a 90%, 95% e 99% e 99.73% CL respectivamente, e o melhor ponto de ajuste é identificado pela estrela em negrito. Nesta figura vemos que:

$$|\varepsilon_{\mu\tau}| \leq 0.09 \quad e \quad |\varepsilon_{\tau\tau}| \leq 0.15 \quad (5-11)$$

Estes vínculos são razoáveis, mas precisam ser melhorados e acreditamos que pode ser conseguido em experimentos futuros de aceleradores (como serão vistos nos capítulos 7 e 8) devido a grande intensidade do feixe de neutrinos.

Tabela 5.1: Os limites correntes e futuros para os parâmetros NSI separadamente nos processos de produção e detecção que mantêm sabor com 90% CL. Adaptada de Ref. (49).

limites atuais	limites futuros
$ \varepsilon_{\tau\tau}^{eP} < 0.5$ $(g_A^e @ \text{LEP})$	$-0.2 < \varepsilon_{\tau\tau}^{eL} < 0.3$ $-0.9 < \varepsilon_{\tau\tau}^{eR} < 0.3$ KamLAND e SNO/SK
$ \varepsilon_{\tau\tau}^{uL} < 1.4$ $ \varepsilon_{\tau\tau}^{uR} < 3$ (Γ_{inv})	$-0.3 < \varepsilon_{\tau\tau}^{uL} < 0.25$ $-0.25 < \varepsilon_{\tau\tau}^{uR} < 0.3$ KamLAND e SNO/SK
$ \varepsilon_{\tau\tau}^{dL} < 1.1$ $ \varepsilon_{\tau\tau}^{dR} < 6$ (Γ_{inv})	$-0.25 < \varepsilon_{\tau\tau}^{dL} < 0.3$ $-0.3 < \varepsilon_{\tau\tau}^{dR} < 0.25$ KamLAND e SNO/SK
$ \varepsilon_{\mu\mu}^{eP} < 0.03$ CHARM II	$ \varepsilon_{\mu\mu}^{eL} < 0.003$ $ \varepsilon_{\mu\mu}^{eR} < 0.001$ s_W^2 em fábrica de neutrinos
$ \varepsilon_{\mu\mu}^{uL} < 0.003$ $-0.008 < \varepsilon_{\mu\mu}^{uR} < 0.003$ NuTeV	$ \varepsilon_{\mu\mu}^{uL} < 0.001$ $ \varepsilon_{\mu\mu}^{uR} < 0.002$ s_W^2 no DIS em fábrica de neutrinos
$ \varepsilon_{\mu\mu}^{dL} < 0.003$ $-0.008 < \varepsilon_{\mu\mu}^{dR} < 0.015$ NuTeV	$ \varepsilon_{\mu\mu}^{dL} < 0.0009$ $ \varepsilon_{\mu\mu}^{dR} < 0.005$ s_W^2 no DIS em fábrica de neutrinos
$-0.07 < \varepsilon_{ee}^{eL} < 0.1$ $-1 < \varepsilon_{ee}^{eR} < 0.5$ LSND	$ \varepsilon_{ee}^{eL} < 0.0004$ $ \varepsilon_{ee}^{eR} < 0.004$ s_W^2 em fábrica de neutrinos
$-1 < \varepsilon_{ee}^{uL} < 0.3$ $-0.4 < \varepsilon_{ee}^{uR} < 0.7$ CHARM	$ \varepsilon_{ee}^{uL} < 0.001$ $ \varepsilon_{ee}^{uR} < 0.002$ s_W^2 no DIS em fábrica de neutrinos
$-0.3 < \varepsilon_{ee}^{dL} < 0.3$ $-0.6 < \varepsilon_{ee}^{dR} < 0.5$ CHARM	$ \varepsilon_{ee}^{dL} < 0.0009$ $ \varepsilon_{ee}^{dR} < 0.005$ s_W^2 no DIS em fábrica de neutrinos

Tabela 5.2: Os limites correntes e futuros para os parâmetros NSI que trocam sabor com 90% CL. Adaptada de Ref. (49).

Limites atuais	limites futuros
$ \varepsilon_{\tau\mu}^{eP} < 1.2$ $(\tau \rightarrow \mu\bar{e}e)$ $ \varepsilon_{\tau\mu}^{eP} < 0.1$ CHARM II	$ \varepsilon_{\tau\mu}^{eL} < 0.04, \varepsilon_{\tau\mu}^{eR} < 0.02$ s_W^2 na Fábrica de neutrinos
$ \varepsilon_{\tau\mu}^{uP} < 2.8$ $(\tau \rightarrow \mu\rho)$ $ \varepsilon_{\tau\mu}^{uP} < 0.05$ NuTeV	$ \varepsilon_{\tau\mu}^{uP} < 0.03$ s_W^2 no DIS na fábrica de neutrinos
$ \varepsilon_{\tau\mu}^{dP} < 2.8$ $(\tau \rightarrow \mu\rho)$ $ \varepsilon_{\tau\mu}^{dP} < 0.05$ NuTeV	$ \varepsilon_{\tau\mu}^{dP} < 0.03$ s_W^2 no DIS em fábrica de neutrinos
$ \varepsilon_{\mu e}^{eP} < 5 \times 10^{-4}$ $(\mu \rightarrow 3e)$	
$ \varepsilon_{\mu e}^{uP} < 7.7 \times 10^{-4}$ $(\text{Ti}\mu \rightarrow \text{Tie})$	
$ \varepsilon_{\mu e}^{dP} < 7.7 \times 10^{-4}$ $(\text{Ti}\mu \rightarrow \text{Tie})$	
$ \varepsilon_{\tau e}^{eP} < 2.9$ $(\tau \rightarrow e\bar{e}e)$ $ \varepsilon_{\tau e}^{eL} < 0.4, \varepsilon_{\tau e}^{eR} < 0.7$ LSND	$ \varepsilon_{\tau e}^{eL} < 0.02, \varepsilon_{\tau e}^{eR} < 0.04$ s_W^2 na fábrica de neutrinos
$ \varepsilon_{\tau e}^{uP} < 1.6$ $(\tau \rightarrow e\rho)$ $ \varepsilon_{\tau e}^{uP} < 0.5$ CHARM	$ \varepsilon_{\tau e}^{uP} < 0.03$ s_W^2 no DIS na Fábrica de neutrino
$ \varepsilon_{\tau e}^{dP} < 1.6$ $(\tau \rightarrow e\rho)$ $ \varepsilon_{\tau e}^{dP} < 0.5$ CHARM	$ \varepsilon_{\tau e}^{dP} < 0.03$ s_W^2 no DIS na Fábrica de neutrinos

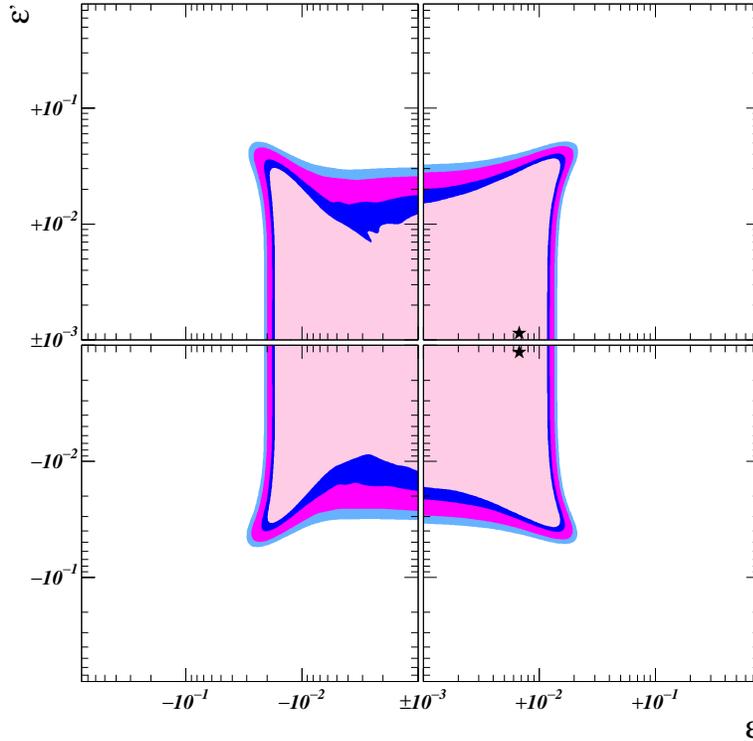


Figura 5.1: O espaço de parâmetro $\varepsilon - \varepsilon'$ para o mecanismo de oscilação com o efeito NSI. Os parâmetros $\sin^2 2\theta_{23}$ e Δm_{32}^2 foram marginalizados. As áreas correspondem a 90%, 95% e 99% e 99.73% CL respectivamente. O melhor ponto de ajuste é identificado pela estrela e os dados são dos MACRO+SK. Adaptado da Ref. (46).

Em outro exemplo, a Fig. 5.2 mostra as regiões permitidas dos 2 parâmetros de NSI para cada valor fixo de ε_{ee} (100). Os ajustes foram obtidos combinando os dados do K2K (20) e neutrinos atmosféricos (80). Os valores dos parâmetros de oscilação Δm_{32}^2 e θ_{23} foram marginalizados, isto é, projetados neste plano. Também é usado $\theta_{13} = 0$ e negligenciado Δm_{21}^2 . Os contornos correspondem de dentro para fora, a 95%, 99% e 3σ respectivamente. Nesta figura, podemos observar que existem correlações entre os parâmetros NSI, em especial para valores grandes de ε_{ee} . No entanto, podemos dizer que este limite é fraco e pode ser melhorado em experimentos que tenham um feixe intenso de neutrinos tipo T2K e também em fábrica de neutrinos.

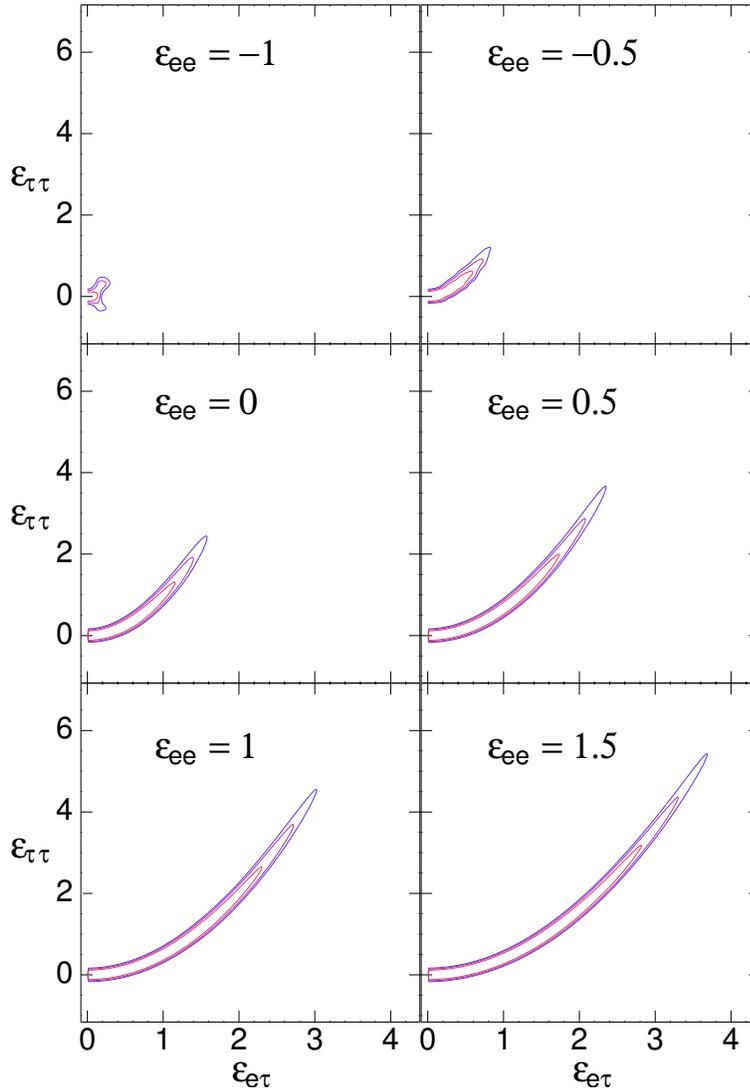


Figura 5.2: As regiões permitidas para dois parâmetros livres e o parâmetro fixo ϵ_{ee} para cada painel. Os ajustes foram obtidos combinando os dados do K2K e atmosféricos. Os valores dos parâmetros de oscilação Δm_{32}^2 e θ_{23} foram marginalizados. Também é usado $\theta_{23} = 0$ e negligenciado Δm_{21}^2 . Os contornos correspondem de dentro para fora a 95%, 99% e 3σ respectivamente. Adaptada da Ref. (100).