

4

As fontes de neutrinos e os Principais Resultados de Oscilação

Neste capítulo, descrevemos os resultados de experimentos de oscilação de neutrinos vindos do Sol, atmosfera, de reatores e de aceleradores.

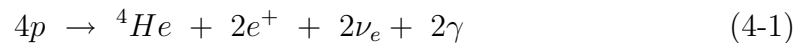
4.1

Neutrinos solares

Como veremos a seguir, recentes estudos estabeleceram definitivamente que os fluxos de neutrinos solares são reduzidos devido às oscilações de sabores, e assim é claro que o primeiro sinal real da oscilação de neutrinos foi o grande déficit de neutrinos solares observado por Ray Davis e colaboradores do Brokehaven em 1968 (4), usando o *Chlorine radiochemical experiment* nas minas de Homestake, que fica em Lead, Dakota do Sul, nos Estados Unidos.

A interpretação das medidas dos neutrinos solares numa escala substancial da física solar e a física nuclear, envolvidos numa cadeia complexa de reações que juntos são chamados de Modelo Padrão Solar (SSM) (5). O fluxo de neutrino solar previsto pelo SSM em função da energia é mostrado na Fig. 4.1. Nela podemos ver que os neutrinos da cadeia *pp* têm baixas energias e são os mais abundantes e vem da reação que geram a maioria da energias que sai do sol. O fluxo previsto desses neutrinos é limitado em torno de $\pm 2\%$ pela luminosidade do Sol. Os neutrinos mais energéticos são mais acessíveis experimentalmente, no entanto têm menos fluxos, o que implica numa grande imprecisão nos dados experimentais.

Existem cinco reações que produzem o neutrino eletrônico na cadeia *pp* e três apenas no ciclo *CNO* e ambas são resultantes da fusão de dois prótons para formar um ${}^4\text{He}$:



onde a energia liberada na reação é igual a $E = 26$ MeV, sendo que uma pequena fração é carregada pelos neutrinos, $\langle E_{\nu_e} \rangle = 0.59$ MeV.

No experimento de Homestake foi instalado um detetor de aproximada-

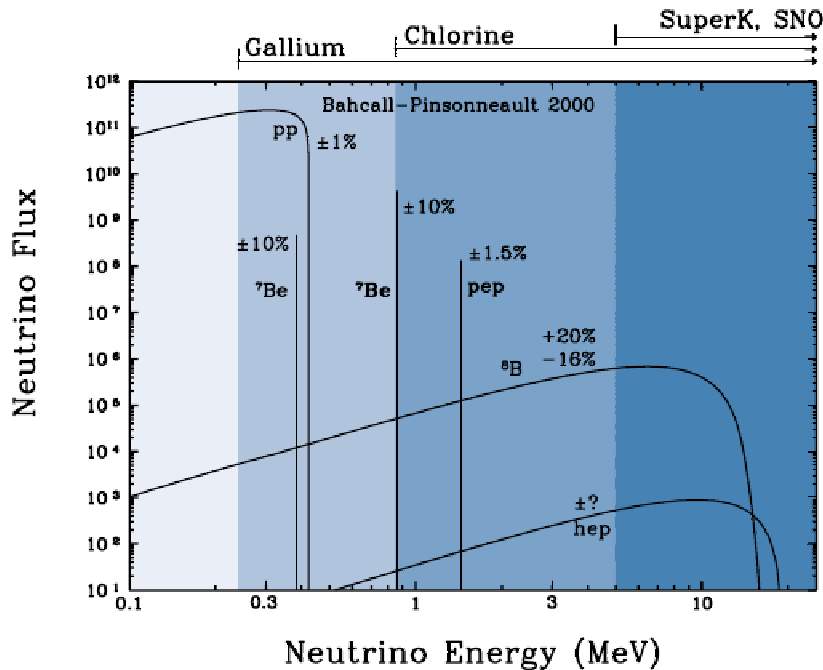
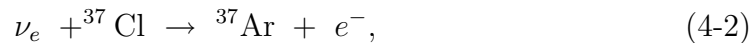


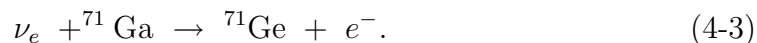
Figura 4.1: As distribuições de energia dos fluxos de neutrinos solar previsto pelo SSM (5). Os alcances das energias associados com os vários experimentos são indicados no topo da figura.

mente 615 toneladas de C_2Cl_4 , onde os neutrinos ν_e são capturados via:



onde a energia limiar desta reação é 0.814 MeV.

Entre 1990 e 1991, dois novos experimentos de radioquímica passaram a tomar dados, nas quais, usou-se usando o Gálio ${}^{71}\text{Ga}$ como alvo: o SAGE (Russian American Gallium Experiment) (23) e o Gallex (Gallium Experiment) (24). O primeiro detetor está localizado em Baksan, Rússia com capacidade inicial de 30 toneladas e depois aumentada para 57 toneladas, enquanto o segundo, está localizado em Gran-Sasso, Itália e tem capacidade de 30 toneladas de $GaCl_3-HCl$. Nesses experimentos os neutrinos solares são capturados via:



A propriedade especial deste alvo é que a energia limiar é muito baixa (0.233MeV) o que possibilita uma grande sensibilidade na detecção, isto é, uma seção de choque grande para as baixas energias dos neutrinos da cadeia *pp*.

O Kamiokande (Kamioka Nucleon Decay Experiment) (22) e seu sucessor o SK (25) no Japão, são detetores formados por tanques que usam água pesada

(dêuteron) como alvo e que são capazes de detetar em tempo real os elétrons espalhados pela reação,

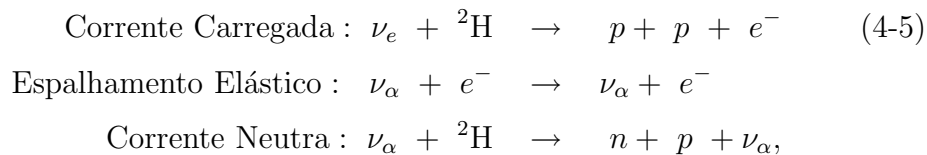


Os elétrons espalhados produzem luz de Cerenkov¹, que é detetado por fotomultiplicadores colocadas no interior de um tanque dentro de uma montanha em Kamioka. Enquanto, os detetores que usam os processos radioquímicos, são puramente uma interação de corrente carregada. O processo do experimento de Kamiokande e SK, têm ambas as interações, de corrente carregada e de corrente neutra e, conseqüentemente, o processo (4-4) é sensível a todos os três sabores dos neutrinos, embora o neutrino eletrônico tenha mais sensibilidade (6 vezes mais do que os outros sabores).

O Kamiokande tem 2140 toneladas de água e tomou dados de 1987 até 1995, sendo que inicialmente, observou os neutrinos vindo de Supernova, SN1987A e, em 1988, dos neutrinos solares. O SK tem 45000 toneladas de água, sendo 22500 toneladas usadas para medir neutrinos solares. O limiar de energia dos elétrons sensíveis ao Kamiokande é de 7.5 MeV, enquanto que para o SK é de 6.5 MeV, podendo ir até 5 MeV, isso significa que estes experimentos podem medir o fluxo de neutrinos do ⁸B e um pouco do fluxo do neutrino do *hp*, ambos da cadeia *pp*.

O experimento mais importante, o SNO (Sudbury Neutrino Observatory), foi proposto em 1987 e começou a tomar dados em 1999 (27). O detetor é formado por uma grande esfera formada por fotomultiplicadoras e que contém 1000 ton de água pesada, (D₂O) e está localizada na mina de Creighton, perto da cidade de Sudbury, no Canadá.

O SNO foi projetado para dar um modelo de teste independente para uma possível explicação para o déficit no fluxo de neutrinos solares, por ter uma sensibilidade para todos os 3 neutrinos ativos, não apenas ν_e . A sensibilidade é conseguida por causa dos neutrinos energéticos interagirem com D₂O no SNO via 3 reações:



onde $\nu_{\alpha} = \nu_e, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$.

A interação de corrente carregada tem um limiar de 1.2 MeV, e enquanto

¹A luz de Cherenkov é produzida quando a velocidade da partícula é maior de que a velocidade da luz num meio, por exemplo a água.

Tabela 4.1: Os resultados de experimentos com neutrinos solares. Esta tabela foi obtida de (75), na qual mostra o seu déficit.

Alvo	Experimento	R_{obs}/R_{teo} (SSM)	Fonte
^{37}Cl	Homestake	$0.331^{+0.061}_{-0.053}$	^8B , ^7Be
^{71}Ga	SAGE	$0.519^{+0.070}_{-0.066}$	pp , pep , ^7Be
	Gallex	$0.605^{+0.060}_{-0.054}$	
Deutério	SNO(CC)	$0.348^{+0.073}_{-0.073}$	
	SNO(NC)	$1.01^{+0.023}_{-0.023}$	
H_2O	Super-Kamiokande	$0.470^{+0.061}_{-0.054}$	^8B
	Kamiokande	$0.56^{+0.091}_{-0.054}$	

que a corrente neutra, tem limiar 2.225 MeV. As seções de choque da corrente neutra são as mesmas para todos os sabores, portanto todas contribuem com o mesmo peso.

O experimentos com neutrinos solares calculam o quociente,

$$R = N_{\text{obs}}/N_{\text{teórico}}, \quad (4-6)$$

onde N_{obs} corresponde ao número de eventos detectados e $N_{\text{teórico}}$ o número de eventos sem oscilação, baseado no SSM, usando a simulação de Monte Carlo. Sem oscilação é esperado $R = 1$. Os resultados para os experimentos de neutrinos solares são mostrados na tabela 4.1.

Podemos observar que este déficit, quando combinado com o resultado de medida de corrente neutra de SNO, é uma evidência direta da oscilação dos sabores dos neutrinos, como é ilustrado claramente na Fig. 4.2. De fato, o SNO mostrou com 99,998% de certeza que existe oscilação.

Admitindo a oscilação de neutrinos no vácuo e na matéria devido a massas e misturas, na aproximação em duas gerações, mostramos as regiões permitidas dos parâmetros de oscilação baseado em dados de apenas SNO (figura esquerda), de todos os experimentos de neutrinos solares (figura direita superior) e de todos os experimentos de neutrinos solares mais de experimento de reatores, KamLAND, a ser descrito na seção 4.3 (figura direita inferior), na Fig. 4.3. Temos que enfatizar que o efeito de matéria para oscilação de neutrinos, que é conhecido como efeito MSW² (11, 12), tem papel muito importante para os neutrinos com alta energia vindo de decaimento de ^8B . De fato, as regiões permitidas mostrada na figura da esquerda Fig. 4.3 foram obtidas apenas com os dados vindos do experimento SNO.

² Em homenagem aos físicos S. Mikheyev, A. Smirnov e L. Wolfenstein, na qual demonstraram que a interação dos neutrinos com a matéria pode acentuar o fenômeno de oscilação.

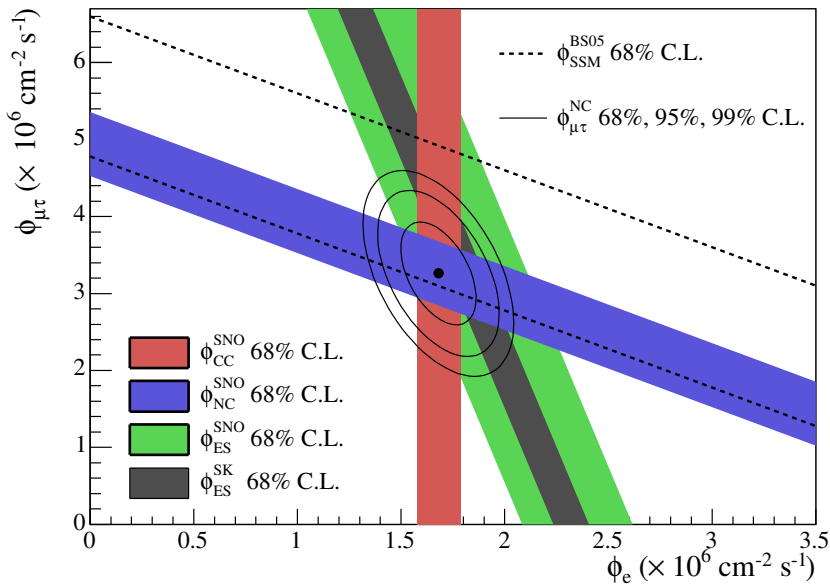


Figura 4.2: Os fluxos de neutrinos solares observados pela media de corrente carregada, corrente neutra e espalhamento elastico no SNO e pela medida do espalhamento no SK. Adaptado da Ref. (27).

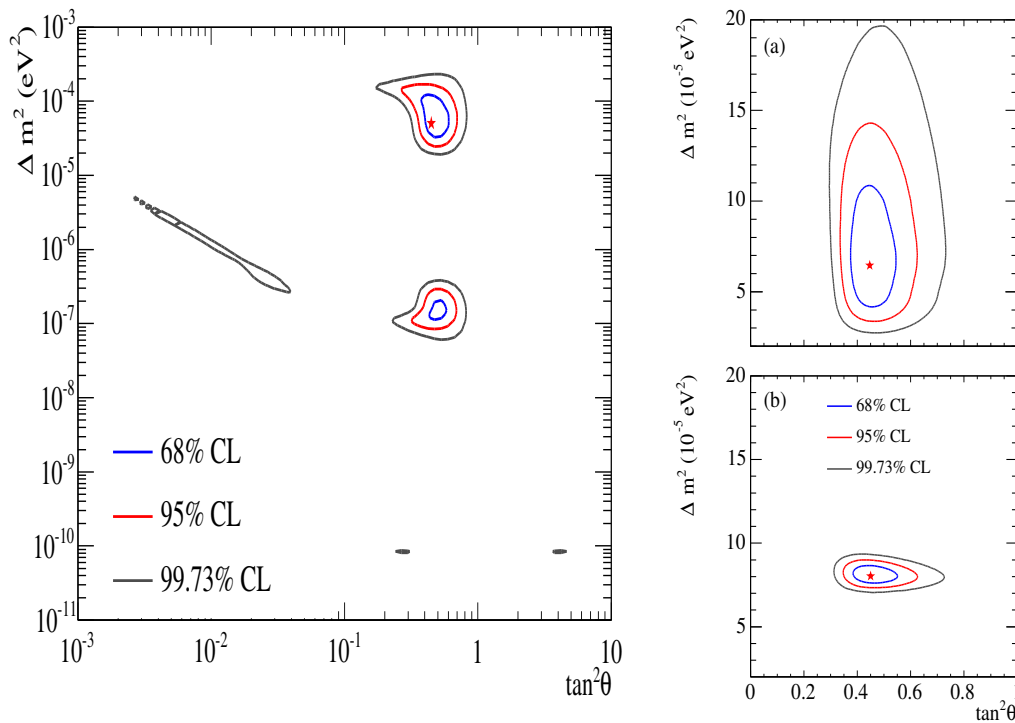
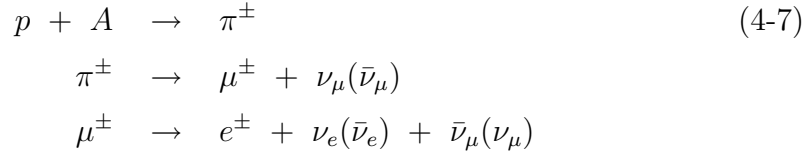


Figura 4.3: As regiões permitidas dos parametros de oscilação baseado em dados de apenas SNO (figura esquerda), de todos os experimentos de neutrinos solares (figura direita superior) e de todos os experimentos de neutrinos solares mais de KamLAND (figura direita inferior). Adaptada da Ref. (27).

4.2

Neutrinos atmosféricos

Os neutrinos atmosféricos são produzidos pelas interações de prótons de raios cósmicos com núcleos de oxigênio e nitrogênio no topo da atmosfera terrestre, via a reação em cadeia,



Os neutrinos atmosféricos são observados em experimentos no subsolo usando diferentes técnicas e que aqui faremos um resumo. Eles podem ser detetados pela observação direta de sua interação de corrente carregada dentro do detetor. Esses eventos são chamados de eventos restritos, que podem ser integralmente confinados, quando os múons ou elétrons não escapam do detetor e os eventos parcialmente confinados, quando parte dos múons ou elétrons escapam. Para os eventos confinados, o sabor, a energia cinética e a direção do lépton carregado podem ser melhor determinados. Os dados dos eventos confinados podem ser divididos em sub-MeV e multi-GeV, onde o primeiro foi originado por neutrino com energia de centenas de MeV, enquanto que o segundo com energia de dezenas de GeV. Neutrinos e antineutrinos muônicos com alta energia podem ser também detetados indiretamente ao observar os múons produzidos pela interação de corrente carregada na vizinhança do detetor.

Os neutrinos atmosféricos foram detetados pela primeira vez na década de 60 em experimentos de subsolo na África do Sul (7) e dentro de mina de ouro de Kolar na Índia (6). Esses experimentos mediram o fluxo de neutrinos múons. Embora a taxa total não concordavam com as previsões teóricas, o efeito não foi estatisticamente significativo.

Um conjunto moderno de detetores foi proposto e construído nos anos de 1970 e 1980, respectivamente. O propósito original foi buscar neutrinos vindo do decaimento dos núcleos. Neutrinos atmosféricos seriam como ruídos (background), embora poderia usá-los para medir seu fluxo diretamente.

Duas diferentes técnicas de detecção foi empregadas: a primeira foi o uso de água de Cerenkov como alvo, Kamiokande (15) e o IMB (76). E a segunda, usando um calorímetro de ferro, que foi empregado nos experimentos Frejus (77) e o NUSEX (78) e depois, o Soudan2 (18) e o MACRO (79).

Os experimentos que detetaram neutrinos atmosféricos medem a razão entre o valor medido, R_{Obs} e o previsto (por simulação de Monte Carlos) R_{MC} ,

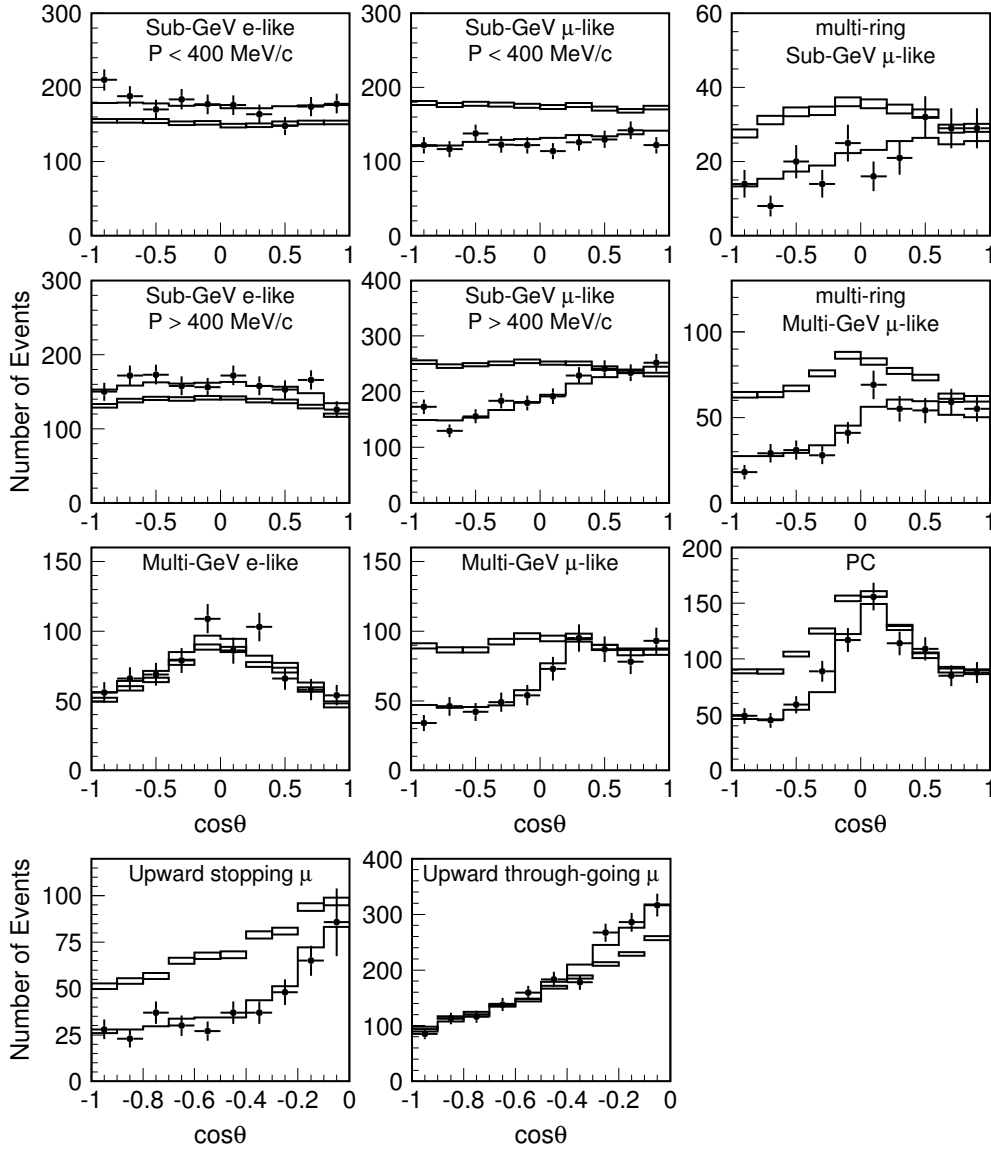


Figura 4.4: Distribuições dos eventos em função do ângulo zenital. Os pontos são os dados, os histogramas são os eventos simulados por Monte Carlo (MC) e as linhas representam os melhores ajustes esperados para oscilações $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ com os seguintes parâmetros $\sin^2 2\theta = 1.0$ e $\Delta m^2 = 2.1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. A largura dos retângulos mostra o erro estatístico do MC. Adaptado da Ref. (80).

$$R_{Obs/MC} = \frac{[N(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/N(\nu_e + \bar{\nu}_e)]_{Obs}}{[N(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/N(\nu_e + \bar{\nu}_e)]_{MC}} \quad (4-8)$$

Na ausência de oscilação, este quociente eq.(4-8) tem que ser igual a 1. No entanto, quase todos experimentos encontraram $R_{Obs}/R_{MC} \leq 1$, conforme mostra a tabela 4.2.

A Fig. 4.4 mostra as distribuições dos eventos em função do ângulo zenital, onde na primeira coluna observamos os eventos Sub-GeV tipo elétrons e na segunda coluna Sub-GeV tipo múons enquanto na terceira coluna, Multi-GeV tipo múons. Nelas os pontos são os dados, os histogramas são os eventos simulados por Monte Carlo MC e as linhas representam os melhores

Tabela 4.2: Os resultados da razão $R_{Obs/MC}$.

Experimento	Exposição (kt-ano)	R_{Obs}/R_{MC}
Soudan-2	3.9	$0.66 \pm 0.11^{+0.05}_{-0.06}$
IMB-3	3.4	$0.80 \pm 0.11^{+0.10}_{-0.10}$
NUSEX	0.74	$0.96^{+0.32}_{-0.28}$
Kamiokande	7.7	$0.60^{+0.06}_{-0.05} \pm 0.05 \text{ sub} - GeV$ $0.57^{+0.08}_{-0.07} \pm 0.07 \text{ multi} - GeV$
Frejus	1.56	0.95 ± 0.18

ajustes esperados para oscilações $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ com os seguintes parâmetros $\sin^2 2\theta = 1.0$ e $\Delta m^2 = 2.1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. A largura dos retângulos mostram o erro estatístico do MC. Este ângulo zenital está relacionado com a distância percorrida pelo neutrino até o detector. A distribuição do número de eventos é conhecida e, com boa aproximação, é simétrica para $\cos(\theta) = 0$ na ausência de oscilações. Qualquer desvio dessa simetria pode indicar uma mudança no fluxo de neutrinos durante sua passagem através da Terra.

Na Fig. 4.5 mostramos o número de eventos normalizado dos neutrinos atmosféricos como função de distância percorrida pelo neutrino/energia (19), mostrando claramente o comportamento oscilatório. Um fato interessante nesta figura é que esse caráter oscilatório foi obtido diretamente da comparação dos dados experimentais com a previsão teórica.

A Fig. 4.6 mostra as regiões permitidas dos parâmetros de oscilação baseados em dois tipos de dados diferentes: dados do ângulo zenital e do L/E e podemos ver que as duas regiões são consistentes.

Podemos dizer que para neutrinos atmosféricos, o processo envolve preferencialmente o canal de desaparecimento, isto é, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ e o canal de conversão de sabor para $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ está excluído, podendo ser apenas ter um efeito secundário ou subdominante.

4.3 Neutrinos de reatores

O reatores nucleares produzem isotropicamente $\bar{\nu}_e$ no decaimento β de materiais radioativos ricos em nêutrons vindos de reatores de usinas nucleares. Como a energia média dos antineutrinos emitidos é pequena, em torno de 3-4 MeV, apenas experimentos de desaparecimento são possíveis, entretanto, a baixa energia possibilita a investigação de pequenos valores das diferenças de massas quadradas. Para alcançar esta sensibilidade, é preciso o conhecimento do espectro de $\bar{\nu}_e$ e sua normalização absoluta com grande precisão. Outras

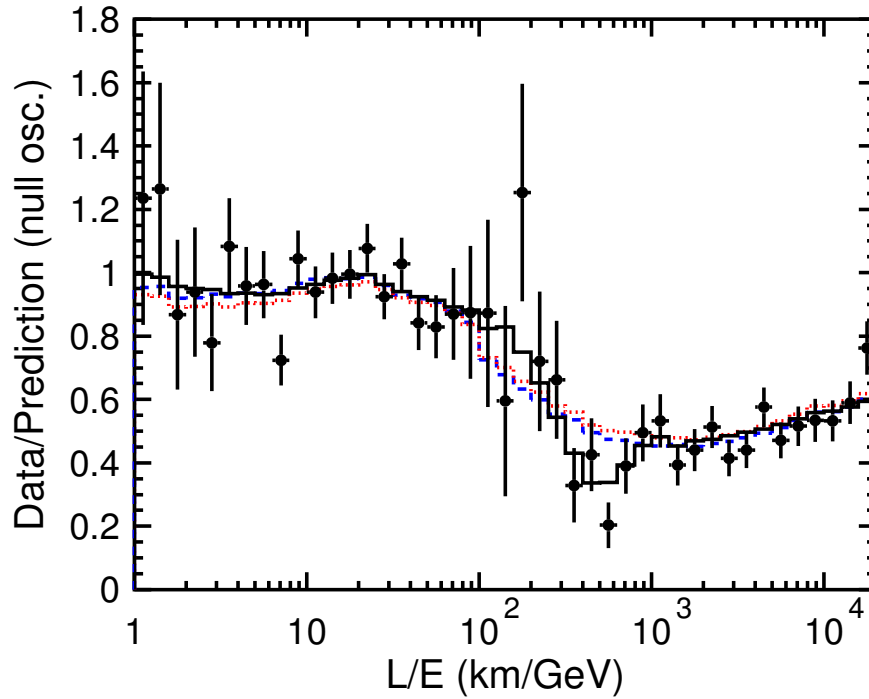


Figura 4.5: Número de eventos normalizados dos neutrinos atmosférico como função de distância percorrida pelo neutrino/energia. Adaptado da Ref. (19).

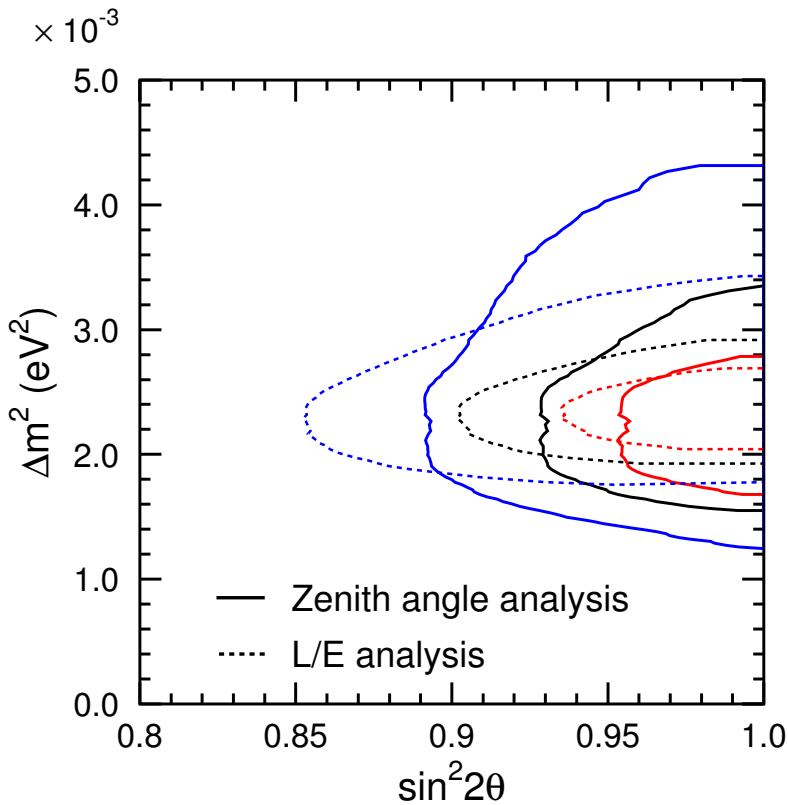


Figura 4.6: Regiões permitidas dos parâmetros de oscilações a 68, 90 and 99 % CL obtidas pela análise dos dados mostrados nas Fig. 4.4 e 4.5. Adaptado da Ref. (80).

quantidades, cujo conhecimento é fundamental, são:

- A potência térmica do reator e sua variação ao longo do período de aquisição de dados;
- a composição do combustível e as taxas de fissão dos isótopos relevantes em função do tempo.
- o espectro do observável experimental, isto é, dos pósitrons, vide eq.(4-9).

O processo de detecção padrão para neutrinos de reator ocorre através do decaimento β inverso:



A seção de choque $\sigma(E_\nu)$ para este processo é muito bem conhecida (81, 82, 83). Para energias acima de 1.8 MeV, o espectro de antineutrinos pode ser calculado baseando-se em medidas dos espectros do decaimento β dos produtos de fissão mais importantes.

Experimentos anteriores de reatores nos anos 80 e 90, como Gösgen (84), Bugey (85), CHOOZ (86, 87) e Palo Verde (88), Krasnoyarsk (89) não encontraram sinais de oscilação, determinando apenas regiões de exclusão no espaço de parâmetro $\sin^2 2\theta \times \Delta m^2$, como mostra a Fig. 4.7 num cenário aproximado de duas gerações. Dentre eles, o experimento CHOOZ fornece o vínculo mais importante sobre ângulo θ_{13} embora não tenha dado sinal de oscilação. Por exemplo, para o valor de $|\Delta m_{23}^2| \sim |\Delta m_{13}^2| \sim 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ temos,

$$\sin^2 2\theta_{13} \lesssim 0.15, \quad (4-10)$$

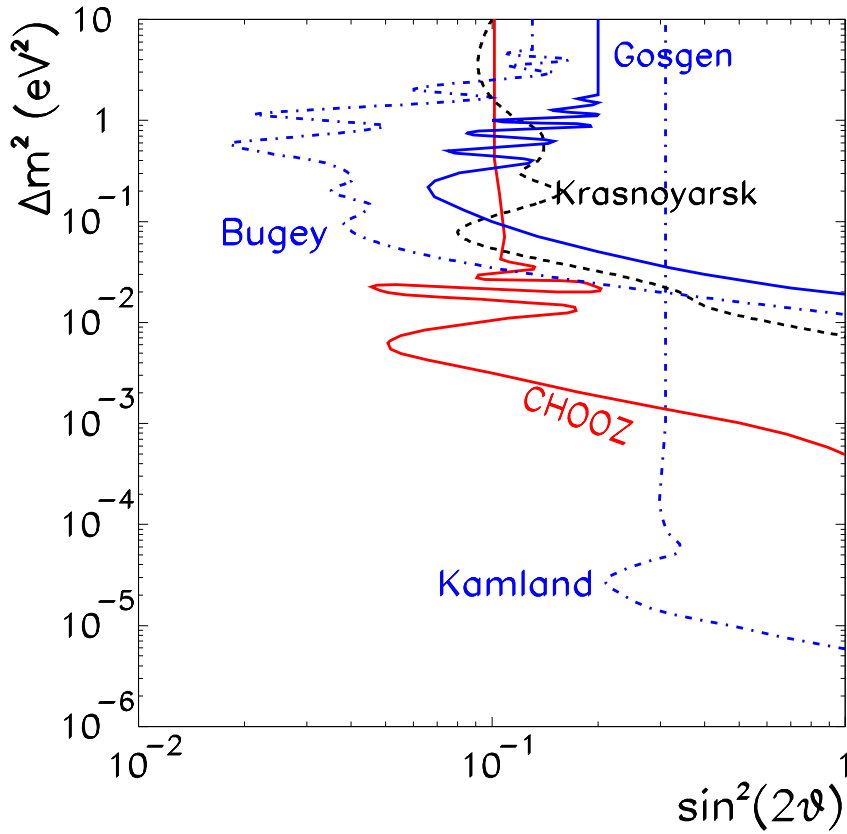


Figura 4.7: As regiões excluídas a 90% para oscilações ν_e dos experimentos de reatores e a sensibilidade esperadas do experimento KamLAND. Adaptada da Ref (99).

Em experimentos de neutrinos em reatores, por enquanto o único experimento baseado em reator nuclear que encontrou um resultado positivo de distorção espectral foi o experimento de KamLAND (28) que obteve,

$$N_{\text{obs}}/N_{\text{MC}} = 0.611 \pm 0.085 \pm 0.041, \quad (4-11)$$

onde N_{obs} é o número de eventos observados enquanto que N_{MC} é número de eventos esperados sem presença de oscilação.

Na Fig. 4.8 mostramos os números de eventos como função de energia do pósitron observado no detetor, mostrando claramente o déficit de neutrinos. A Fig. 4.9 mostra no lado esquerdo, as regiões permitidas dos dados do kamLAND e de experimentos de neutrinos solares (linhas pontilhadas) para 1, 2 e 3 σ , no lado direito os resultados combinados da análise de oscilações em dois neutrinos do experimento KamLAND e de neutrinos solares, admitindo invariância CPT. O ponto de melhor ajuste nos fornece (28):

$$\Delta m^2 = 7.9_{-0,5}^{+0,6} \times 10^{-5} eV^2 \quad \tan \theta = 0.040_{-0,07}^{+0,10} \quad (4-12)$$

Muitos experimentos de reatores têm sido propostos para serem construídos, como por exemplo, Angra(90) no Brasil, Double-CHOOZ (91), na

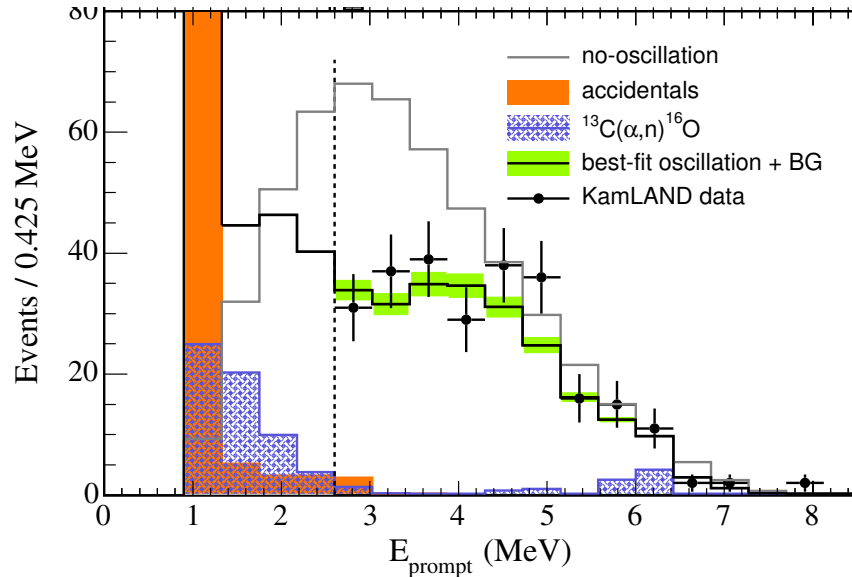


Figura 4.8: Números de eventos como função de energia do pósitron observados no detector de KamLAND. Adaptada da Ref.(28).

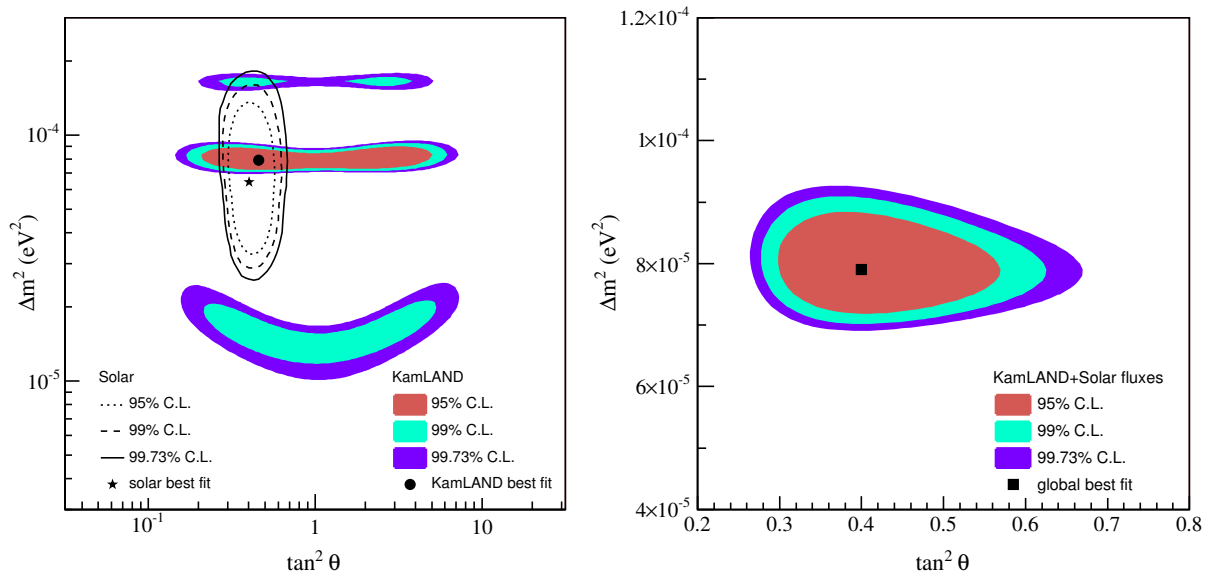


Figura 4.9: O lado esquerdo: as regiões permitidas dos dados de anti-neutrinos do kamLAND e de experimentos de neutrinos solares (linhas pontilhadas) para 1, 2,e 3 σ . Lado direito: resultados combinados da análise de oscilações de 2 neutrinos do kamLAND e de neutrinos solares, admitindo invariância CPT. O ponto de melhor ajuste nos fornece $\Delta m^2 = 7.9_{-0,5}^{+0,6} eV^2 \times 10^{-5}$ e $\tan \theta = 0.040_{-0,07}^{+0,10}$. Adaptada da Ref.(28).

França, Daya Bay na China (92) para melhorar as precisões dos parâmetros de misturas, θ_{13} .

4.4

Neutrinos de aceleradores

Nesta seção vamos discutir dois importantes experimentos de aceleradores, o K2K (20) e o MINOS (21), cujo canal mais importante é o canal de desaparecimento $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$.

4.4.1

K2K

O KEK To Kamioka (K2K) (20), é o primeiro experimento de grande comprimentos LBL (LongBaseLine) de oscilação de neutrinos em aceleradores. Um feixe quase puro de neutrinos muônicos (98,2%) é gerado a partir do decaimento de píons, π^+ pelo Síncrotron de prótons de 12 GeV da Organização de Pesquisa de Acelerador de Altas Energias do Japão (KEK) na cidade de Tsukuba. Esse feixe percorre 250Km a partir do ponto de produção até ser medido pelo detetor, que é o SK, situado na cidade de Gifu.

Este é um experimento de desaparecimento $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, como já foi mencionado, onde os neutrinos do múon produzidos pelo acelerador no KEK, são inicialmente detetados a 300 m do ponto de produção por dois detetores frontais (DF), e finalmente medido por SK, que é o detetor remoto (DR). O DF é formado de um detetor Čerenkov que é um tanque de água de 1 kton que corresponde a 4.4% da capacidade do detetor SK, que tem 22.5 kton de massa fiducial.

O feixe de neutrinos gerados colidem com um alvo de alumínio, onde este alvo de 66 cm de comprimento é encaixado em dois ímãs que servem para focalizar, (ou desfocalizar) os píons positivos ou (negativos) e káons gerados pelas interações dos prótons com o alvo. Os hádrons positivos passam então por um longo túnel de decaimento, em torno de 200 m, onde decaem produzindo um feixe de neutrinos com energia média de ~ 1.4 GeV.

O monitor de píons é um detetor de Čerenkov, cujo gás instalado após o segundo ímã tem a finalidade de obter o espectro de energia do neutrino. Os píons carregados emitem luz Čerenkov no gás, criando um anel no plano de focalização. As informações referentes a intensidade da luz Čerenkov e a forma do anel são usadas para calcular a distribuição do momento e a divergência do feixe de píons. Com esta distribuição cinemática dos píons, o fluxo de neutrinos medidos pelo DF pode ser prevista para qualquer distância do alvo, em particular na posição do detetor SK. Devido ao limiar Čerenkov para

distinguir prótons de 12 GeV, o monitor de píons é sensível a $p_\pi > 2\text{GeV}$, e assim o espectro de neutrino é obtido para $E_\nu > 1\text{GeV}$.

Os eventos coletados no SK são divididos em duas categorias: eventos completamente contidos, para os quais a luz Čerenkov de todas as partículas do evento está contida no interior do detector do SK e os eventos do detetor externo, para os quais a interação ocorre nas imediações ou em rochas que cercam o detetor. Os eventos completamente contidos são posteriormente subdivididos em eventos contidos internamente, ou externamente, para os quais as interações ocorrem no interior ou exterior, respectivamente, do volume fiducial de 22.5 kton. A eficiência de reconstrução bem como os erros sistemáticos dos eventos contidos internamente são bem conhecidos e esta categoria é usada na análise espectral completa. Os eventos do detetor externo e os contidos externamente, que têm os maiores erros sistemáticos, são usados para verificar a consistência da taxa de eventos na amostra dos eventos completamente contidos. Por fim, os eventos contidos internamente são classificados eventos com um anel Čerenkov (1-anel), que são decompostos em eventos tipo- e e em eventos tipo- μ , e em eventos multi-anéis.

A busca por oscilações $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ em K2K pode ser examinada pelo desaparecimento de eventos de neutrinos no SK, pois a energia do feixe de neutrino é menor do que o limiar de produção de τ^- . Para reconhecer eficientemente uma redução dos eventos de neutrinos, o número de eventos esperados sem oscilação deve ser precisamente estimado usando os eventos observados nos DF. Além disso, o espectro de energia do neutrino no SK deve ser distorcido no caso de oscilação, pois a probabilidade de oscilação depende da energia dos neutrinos no caso deste ser o mecanismo padrão de conversão de sabor. Portanto, o espectro de energia esperado sem oscilação deve ser calculado para uma extrapolação do espectro dos DF.

O experimento coletou 2.29×10^{19} POT (Proton on Target ou prótons no alvo em português), no período de junho de 1999 a junho de 2000, e seus resultados são consistentes com o desaparecimento $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ como já constatado pelos resultados dos neutrinos atmosféricos (80). Na Fig. 4.10 mostra as regiões permitidas no plano $\sin^2(2\theta) - \Delta m^2$ para 68%, 90% e 99% de CL (20).

4.4.2 MINOS

O Main Injector Neutrino Oscillation Search (MINOS) (21), tem como objetivo investigar a anomalia dos neutrinos atmosféricos através da medida do feixe de neutrino em detetores situados em duas localizações distintas. O primeiro estará localizado no Fermi National Accelerator laboratory (FNAL),

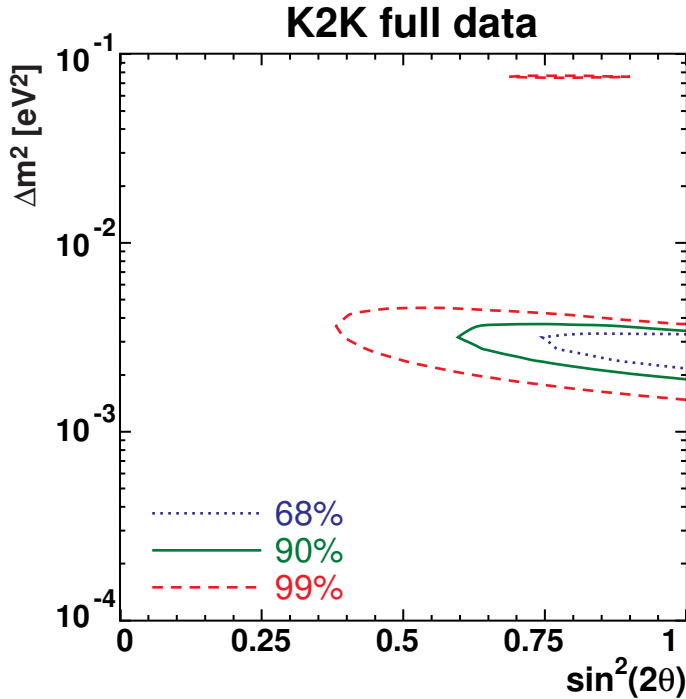


Figura 4.10: As regiões permitidas dos parametros de oscilação para 68%, 90% e 99% CL. Adaptado da Ref. (20).

o Fermilab, a aproximadamente 275m do ponto de produção denominado de detector próximo (DP). O segundo detector é chamado de detector remotor (DR), situado na mina de Soudan em Minesota, aproximadamente 732km de distância do Fermilab.

Os neutrinos são obtidos pelos decaimentos de píons e kaóns produzidos por colisões de prótons de 120 GeV com um alvo nuclear. Os mésons secundários são focalizados por dois ímãs parabólicos e decaem num túnel de 675 m, com isso, um total de $3,7 \times 10^{20}$ POT são esperados por ano. O feixe consiste quase exclusivamente de ν_μ com uma contaminação de $(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ em torno de 1% e a distância relativa entre os ímãs pode ser alterada movendo um ímã em relação ao outro: através do ajuste das posições dos ímãs e correntes é possível otimizar a energia do feixe durante o curso da experiência. O experimento começou com a configuração feixes de neutrinos cujo pico está ~ 3 GeV.

Os dois detectores associados com o feixe de MINOS foram projetados para serem os mais similares possível a fim de minimizar o impacto das incertezas sistemáticas. Esses detectores, diferentemente do K2K, consistem em colorímetros magnetizados de ferro cintilador e são rodeados por fotomultiplicadoras. O detector DP de 1kton, no qual os neutrinos são detetados antes de ocorrer a oscilação, tem a finalidade de fornecer uma medida do fluxo de neutrinos e do potencial de ruído nos canais de oscilação que serão estudados.

Por sua vez, o detector DR de 5,4 kton será instalado a 732km de distância da fonte, na mina de Soudan e a 690 m abaixo da superfície, onde as oscilações de neutrinos podem modificar a composição de sabor do feixe e induzir distorções na medida do espectro no DR. Assim, pode-se comparar as taxas e o espectro de energia dos diferentes sabores de neutrinos medidos por esses detetores.

O MINOS começou a tomar dados em março de 2005. O DR coletou dados entre março de 2005 a fevereiro de 2006, com um total de $1,27 \times 10^{20}$ POT e apenas inclui dados coletados enquanto que o acelerador NuMI operou na configuração de baixa energia. Essa exposição permitiu o medir os parâmetros Δm^2 e $\sin^2 2\theta$ com uma precisão que é comparável com o melhor ponto de ajuste medido até aqui (20, 80). Desde a publicação de (21) o MINOS tem acumulado um total de 3.5×10^{20} POT até julho de 2007 e resultados preliminares baseados com 2.5×10^{20} POT foi publicado em (93), no entanto, temos alguns resultados importantes como mostra a Fig. 4.11, onde na parte superior a distribuição do número de eventos em função da energia (pontos), comparando com os dados simulados MC (linhas pontilhadas) e os dados sem oscilação. A Fig. de baixo mostra a taxa R entre os dados e os valores previstos em função da energia, e a Fig. 4.12 mostra as regiões permitidas a 68% , 90% e 99% CL, onde a estrela representa o ponto de melhor ajuste.

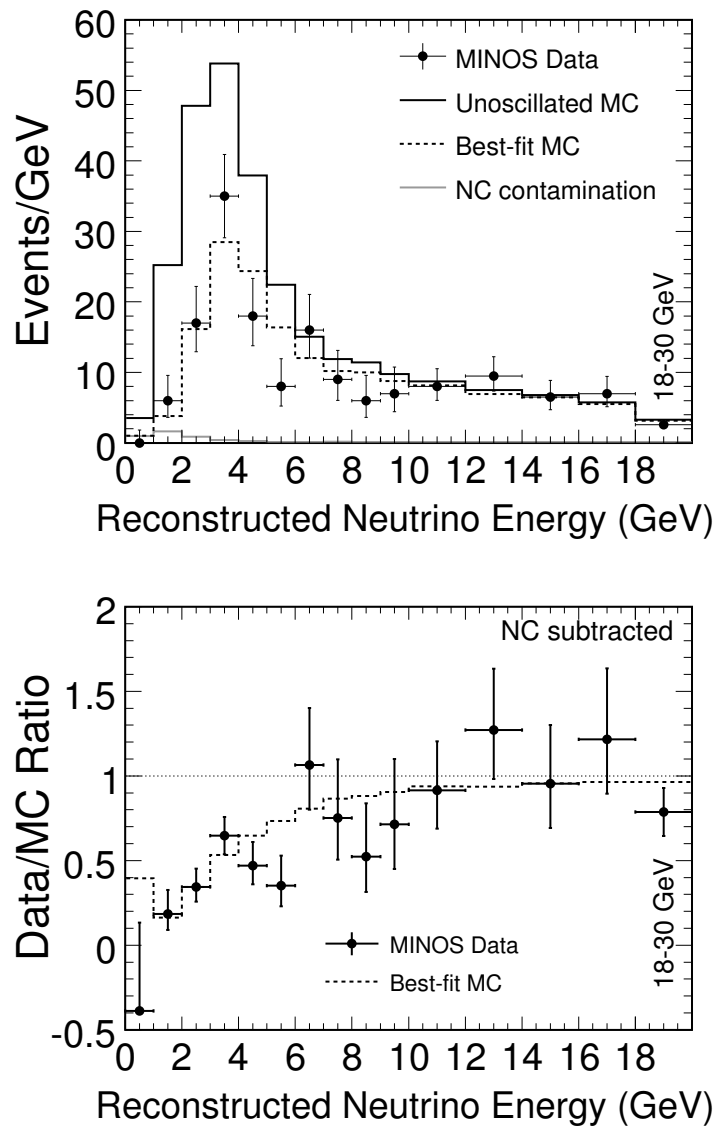


Figura 4.11: Superior: A distribuição do número de eventos em função da energia (pontos), comparando com os dados simulados MC (linhas pontilhadas) e os dados sem oscilação. Inferior: A taxa R entre os dados e os valores previstos em função da energia. Adaptado da Ref. (94).

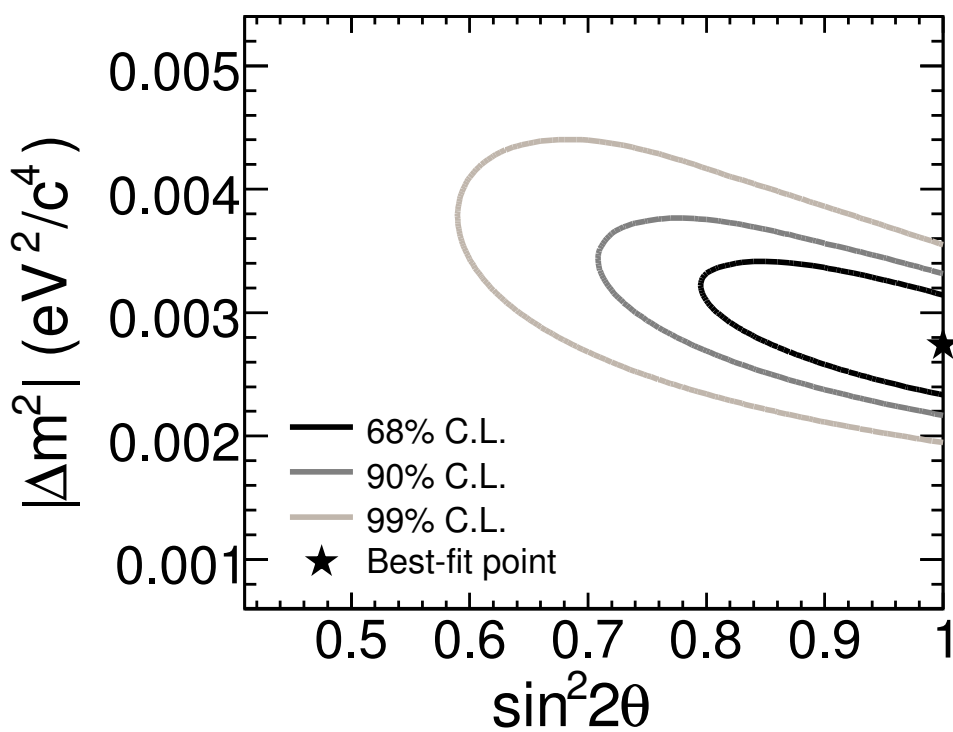


Figura 4.12: As regiões permitidas a 68%, 90% e 99% CL e a estrela mostra o ponto de melhor ajuste. Adotado pela Ref. (94).