

Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Tópicos em Física de Neutrinos

Pedro Accioly Nogueira Machado

Orientadora: Profa. Dra. Renata Zukanovich Funchal

Tese de doutorado apresentada ao Instituto de Física
para a obtenção do título de Doutor em Ciências

Banca Examinadora:

Profa. Dra. Renata Zukanovich Funchal (USP)
Profa. Dra. Ivone Freire da Mota Albuquerque (USP)
Prof. Dr. Marcos Vinicius Borges Teixeira Lima (USP)
Prof. Dr. Orlando Luis Goulart Peres (UNICAMP)
Prof. Dr. Marcelo Moraes Guzzo (UNICAMP)

São Paulo
2013

-
-
-

FICHA CATALOGRÁFICA

**Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo**

Machado, Pedro Accioly Nogueira

Tópicos em física de neutrinos – São Paulo, 2013.

Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo. Instituto de Física, Depto. de Física Matemática

Orientador: Profa. Dra. Renata Zukanovich Funchal

Área de Concentração: Física de neutrinos

Unitermos: 1.Física; 2. Física teórica; 3. Teoria de campos e ondas; 4. Neutrinos.

USP/IF/SBI-085/2013

*Se vim ao mundo, foi
Só para desflorar florestas virgens,
E desenhar meus próprios pés na areia inexplorada!
O mais que faço não vale nada.*

...

*Não sei por onde vou,
Não sei para onde vou,
Sei que não vou por aí!*
Cântico Negro, José Régio

Agradecimentos

À FAPESP, à CAPES, à ITN UNILHC e ao Fermilab, pelo apoio financeiro.

À Renata Zukanovich Funchal, à quem muito admiro, não apenas pela excelente orientação, nem somente pelas oportunidades singulares que me ofereceu, tampouco só pelo tempo e paciência gastos comigo, ou pela confiança em mim depositada, mas principalmente pelo seu caráter esmerado, sua determinação incansável e sua honestidade incólume, os quais nortearam minha busca em tornar-me um pesquisador.

À banca examinadora, Ivone Albuquerque, Marcos Lima, Orlando Peres e Marcelo Guzzo, pelas sugestões para melhorar este trabalho.

Ao professor Carlos Savoy, por ter me ensinado muito sobre a física e sobre ser um físico. Nossa convivência me serviu para amadurecer como pesquisador e como pessoa.

Ao Hiroshi Nunokawa, pela colaboração e pelas diversas discussões sobre física de neutrinos.

To Hisakazu Minakata, for our collaboration, for being so kind to me and yet so severe when I needed.

Ao Oscár Éboli, pela boa companhia, bons restaurantes e boa conversa.

To my collaborators Thomas Schwetz and Michele Maltoni.

To the Fermilab theory group, for its kind hospitality, specially to Stephen Parke, Roni Harnik, Marcela Carena, Bogdan Dobrescu, Gerben Svenga, and Simone.

To Joachim Kopp, first a tutor, then a collaborator and now a friend.

A mio amico e collaboratore Enrico Bertuzzo, per tutti gli espressi, discussioni, vini, cachaças, bolinhos de bacalhau e feijoadas!

À minha amada e companheira Lilian, pelo tenro amor e carinho. Por ter aceito ir comigo aos aos confins do mundo, apoiando-me incondicionalmente. Por ter me esperado enquanto eu estava no Fermilab. Por ter, tantas vezes, feito a minha vontade em detrimento da dela. Apenas espero ter retribuído seu amor a altura.

À minha família, meu porto seguro, especialmente meus pais, Ana Paola, Daniel, André, Karlla e Lucas. Se escolhi a carreira científica foi por causa deles.

À dona Neide, seu Luís, vó Nancy, Dante, Flávia, Sophia e Vincenzo, por sempre terem me recebido como parte da família.

Aos meus amigos de longa data, Camila, David, Eduardo, Kiki, Lucas, Marina e Yu.

Aos meus amigos e colegas da UFC, da USP, do Fermilab, de Saclay e da PUC, Roberto e Clênia, Antônio e Lilian, Yuber, Nayara, Tiago, Jorgivan, João, Dorival, César e Luiza, Hiroshi, Alexander, Fábio.

Há ainda diversas pessoas que contribuíram direta ou indiretamente com essa tese e minha formação de pesquisador, como Gustavo Burdman, Paulo Nussensveig, Stephane Lavignac, Marco Cirelli, Marco Taoso, Gaëlle Giesen, José Miguel No, Vaca, Suvaco, Andrew, Daniel Lopes, Michele Frigerio, Suchita Kulkarni, entre muitos outros que deverão me perdoar por não incluí-los aqui. Há também outros indivíduos a quem devo agradecimentos por terem me feito crescer como pessoa e cientista, seja pelo exemplo negativo, pela chatisse, pela intolerância ou pela indelicadeza, mas omito-os por uma questão de elegância.

Resumo

Nesta tese, investigamos diversos tópicos atuais e relevantes em física de neutrinos. Contribuímos com a análise da determinação do menor ângulo de mistura leptônico, θ_{13} , e estudamos, de maneira probabilística, o impacto decorrente na matriz de massa dos neutrinos. Tendo em vista o último parâmetro de oscilação desconhecido, a fase de violação de CP, estudamos uma medida apropriada para experimentos como T2K e NO ν A, chamada fração de exclusão de CP. Além disso, analisamos as antigas e recentes anomalias dos experimentos de oscilação de neutrinos em curtas distâncias, realizando o mais completo e detalhado ajuste global até o presente momento.

Abstract

In this thesis, we investigate several recent and relevant topics in neutrino physics. We have contributed to the analysis of the smallest mixing angle, θ_{13} , and we have studied, in a probabilistic fashion, the consequent impact in the neutrinos mass matrix. In view of the last unknown oscillation parameter, the CP violation phase, we study an appropriate measure for experiments like T2K and NO ν A, the CP exclusion fraction. Besides, we analyse the recent and older anomalies of short baseline neutrino oscillation experiments, performing the most complete and detailed global fit up to date.

Sumário

Resumo/Abstract	iii
Lista de Figuras	vi
Lista de Tabelas	viii
Introdução	1
1. O paradigma de três neutrinos	7
1.1. Introdução teórica	7
1.1.1. O setor leptônico do modelo padrão	7
1.1.2. Oscilações no vácuo e na matéria	14
1.2. Corroborando o paradigma de três neutrinos	18
1.2.1. Em busca de θ_{13}	22
1.2.2. Impacto de θ_{13} na matriz de massa	25
1.3. Estratégias futuras: em busca de δ_{CP}	32
1.3.1. Discussão qualitativa	35
1.3.2. Sensibilidade à fase de CP	38
1.3.3. Confrontando a estratégia para δ_{CP} com o octante de θ_{23}	45
1.4. Conclusão	48
2. O paradigma de quatro ou mais neutrinos	50
2.1. Formalismo de oscilação para mais de três neutrinos	54
2.2. Experimentos de desaparecimento de ν_e e $\bar{\nu}_e$	58
2.2.1. A anomalia de reator	59
2.2.2. A anomalia de gálio	62
2.2.3. Análise global dos dados de desaparecimento de ν_e e $\bar{\nu}_e$	65
2.3. Experimentos de desaparecimento de ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, e corrente neutra	69

2.4. Buscas por aparecimento $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	72
2.5. Análise global combinada	76
2.5.1. Análise global: esquema 3+1	77
2.5.2. Análise global: esquemas 3+2 e 1+3+1	79
2.6. Conclusão	83
Considerações finais	85
A. Tratamento das fases complexas	88
B. Detalhes das simulações	91
B.1. Tokai-to-Kamioka: $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	93
B.2. MINOS: $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	94
B.3. Double Chooz: $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$	95
B.4. Daya Bay: $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$	96
B.5. RENO: $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$	96
B.6. Espalhamento em ^{12}C de KARMEN e LSND: $\nu_e \rightarrow \nu_e$	97
B.7. E776: $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	98
B.8. ICARUS: $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	99
B.9. MiniBooNE: $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	99
Referências Bibliográficas	103

Lista de Figuras

0.1. Hierarquias das massas dos neutrinos.	4
1.1. Diagramas de Feynman responsáveis pelos mecanismos de seesaw	13
1.2. Regiões permitidas no plano $\sin^2 2\theta_{13} \times \delta_{CP}$ e χ^2 para T2K, MINOS e Double Chooz	23
1.3. Regiões permitidas no plano $\sin^2 2\theta_{13} \times \delta_{CP}$ e χ^2 para T2K, MINOS, Double Chooz, Daya Bay e RENO	24
1.4. Funções de distribuição de probabilidade de $ m_{ee} $ para hierarquia normal	27
1.5. Funções de distribuição de probabilidade de $ m_{\mu\mu} $ para hierarquias normal e invertida	27
1.6. Funções de distribuição de probabilidade para diversos pares de elementos da matriz de massa para hierarquia normal e $m_1 \rightarrow 0$	28
1.7. Similar à figura 1.6 mas para $m_3 \rightarrow 0$	29
1.8. Similar à figura 1.6 mas para $m_1 = 0,1$ eV.	30
1.9. PDFs dos elementos da matriz de massa para incertezas reduzidas nos parâmetros de oscilação	31
1.10. PDFs de $ m_{ee} \times m_{e\mu} $ e $ m_{\mu\mu} \times m_{e\tau} $ para hierarquia normal com incerteza reduzida em δ_{CP}	32
1.11. PDFs de $ m_{\mu\tau} \times m_{\tau\tau} $ e $ m_{\mu\mu} \times m_{e\tau} $ para hierarquia invertida com incerteza reduzida em δ_{CP}	33
1.12. Gráficos de bi-probabilidades para T2K e $NO\nu A$	36
1.13. Elipses de erro no gráfico de bi-probabilidade para T2K	37
1.14. Fração de exclusão de CP em T2K: $5 + 0$, $3 + 2$ e $2 + 3$ anos	39
1.15. Fração de exclusão de CP em T2K: $10 + 0$, $7 + 3$ e $5 + 5$ anos	42
1.16. Fração de exclusão de CP em $NO\nu A$ e T2K: $5 + 5$ anos	43
1.17. Fração de exclusão de CP para a combinação de $NO\nu A$ e T2K ($5 + 5$ anos cada) e para $10 + 10$ anos de T2K apenas	45

1.18. Probabilidades de aparecimento para neutrinos e antineutrinos em função da energia	46
1.19. Sensibilidade de T2K ao octante de θ_{23}	47
2.1. Casos 3+1, 3+2 e 1+3+1.	55
2.2. Região permitida no plano $\sin^2 2\theta_{14} \times \Delta m^2$ pela anomalia de reator no esquema 3+1 e taxas de eventos em experimentos de reator de curtas distâncias	62
2.3. Região permitida no plano $ U_{e4} ^2 \times \Delta m_{41}^2$ pelos dados de $\nu_e \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ no esquema 3+1	65
2.4. Região permitida no plano $ U_{e4} ^2 \times \sin^2 2\theta_{13}$ pelos dados de $\nu_e \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ no esquema 3+1 para $\Delta m_{41}^2 = 1,78$ e 10 eV^2	68
2.5. Regiões permitidas nos planos $ U_{\mu 4} \times \Delta m_{41}^2$ e $ U_{\tau 4} \times \Delta m_{41}^2$ pelos dados de desaparecimento de ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ e dados de corrente neutra	70
2.6. Regiões permitidas no plano $ U_{\mu 4} \times U_{\tau 4} $ pelos dados de desaparecimento de ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ para $\Delta m_{41}^2 = 0,1, 1$ e 12 eV^2	72
2.7. Região permitida no plano $\sin^2 2\theta_{\mu e} \times \Delta m_{41}^2$ pelos dados de aparecimento de ν_e e $\bar{\nu}_e$ e desaparecimento de ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$	74
2.8. Espectros de neutrinos e antineutrinos de MiniBooNE para os pontos de melhor ajuste de aparecimento e global nos esquemas 3+1, 3+2, e 1+3+1	75
2.9. Regiões permitidas nos planos $\sin^2 2\theta_{\mu e} \times \Delta m_{41}^2$ pelo ajuste global nos casos aparecimento vs. desaparecimento e anomalias vs. padrão	78
2.10. Regiões permitidas no plano $ \Delta m_{41}^2 \times \Delta m_{51}^2 $ nos esquemas 3+2 e 1+3+1 pelos dados de aparecimento, desaparecimento e globais	80
2.11. Regiões permitidas no plano $ U_{e4}U_{\mu 4} \times U_{e5}U_{\mu 5} $ no esquema 3+2 para $\Delta m_{41}^2(\Delta m_{51}^2) = 0,5(0,9) \text{ eV}^2$ e $0,9(6) \text{ eV}^2$	81
2.12. Similar à figura 2.11 para o esquema 1+3+1.	82

Lista de Tabelas

1.1. Regiões permitidas de $ m_{\alpha\beta} $ em 95,45 % CL para os casos hierárquicos e semi-degenerado com $m_0 = 0,1$ eV.	29
2.1. Resumo dos dados utilizados no ajuste global	53
2.2. Contagem de ângulos de mistura e fases para os esquemas de neutrinos estéreis 3+1 e 3+2	58
2.3. Dados usados na nossa análise de experimentos de reator	60
2.4. Parâmetros de oscilação do melhor ajuste e valores de χ^2_{\min} e $\Delta\chi^2_{\text{no-osc}} \equiv \chi^2_{\text{no-osc}} - \chi^2_{\min}$ no formalismo 3+1	61
2.5. Pontos de melhor ajuste para os dados de experimentos de reator de curtas distâncias e a combinação destes com os experimentos de gálio, no esquema 3+2	64
2.6. Contribuições individuais ao χ^2 no ponto de melhor ajuste dos dados de combinados de aparecimento para os esquemas 3+1, 3+2 e 1+3+1	76
2.7. Mínimos globais de χ^2 , valores GOF e teste do parâmetro <i>goodness-of-fit</i> para a consistência entre experimentos de aparecimento e desaparecimento nos esquemas 3+1, 3+2 e 1+3+1	79
2.8. Valores dos parâmetros do melhor ajuste global para os esquemas 3+1, 3+2 e 1+3+1	80
B.1. Parâmetros de reconstrução de energia em T2K.	94

Introdução

Na ótica científica, propriamente em relação à física de partículas elementares, vivemos um momento *sui generis*. O modelo que explica os mais diversos fenômenos que ocorrem em escala subatômica data de meados da década de 60, fundamentado nos trabalhos de Glashow [1]; Glashow, Iliopoulos e Maiani [2]; Brout e Englert [3]; Higgs [4]; Guralnik, Hagen e Kibble [5]; Weinberg [6]; Salam [7]; entre muitos outros (para detalhes, ver *e.g.* ref. [8] e referências nela compreendidas).

Tal modelo, conhecido comumente como *modelo padrão*, foi extenuantemente testado – e obteve grande êxito – por diversos experimentos, em especial o *Large Electron-Positron Collider*, onde não apenas se determinou com exatidão as massas dos bósons vetoriais, mas também foram feitas diversas medidas de precisão dos parâmetros do modelo padrão, e o Tevatron, onde foi descoberto o quark top e feita a medida mais precisa da massa do W . Até recentemente, a única lacuna a ser preenchida do modelo padrão era o bóson de Higgs, responsável pela quebra de simetria eletrofraca, sendo responsável pelas massas dos bósons vetoriais, além de possivelmente gerar as massas dos férmions através dos acoplamento de Yukawa, e essa partícula se assemelha convincentemente à ressonância descoberta pelo *Large Hadron Collider*, no dia 4 de julho de 2012.

Desta forma, o modelo padrão poderia ser considerado, talvez, uma das teorias científicas mais bem sucedidas de todos os tempos. Não obstante, há tanto problemas de cunho teórico quanto experimental. Os primeiros são, em certo sentido, extrínsecos ao modelo. Eles não constituem problemas *per se*, mas estão enraizados em conceitos estéticos, por exemplo, o ajuste fino dos parâmetros para garantir a validade do modelo, muitas vezes cunhado de naturalidade, ou a ânsia de compreender a origem dos parâmetros, como as massas e misturas dos léptons, denominado de enigma do sabor.

O bóson de Higgs nos confere um bom exemplo do *problema da naturalidade*. Sua massa física, observável, recebe enormes correções radioativas, especialmente de tops virtuais e, no modelo padrão, a única forma de mantê-la sob controle é ajustando o parâmetro de massa no lagrangeano em cerca de 1 unidade em 10^{30} [9]. Esse ajuste

fino (ou melhor, finíssimo) está relacionado com a larga separação entre as duas escalas fundamentais do modelo padrão: a escala de quebra de simetria eletrofraca, em torno de 1 TeV, e a escala da gravidade, caracterizada pela massa de Planck $M_{\text{Pl}} \sim 10^{15}$ TeV. A separação entre essas duas escalas fundamentais dá origem ao *problema da hierarquia*.

Igualmente importante é o entendimento dos parâmetros fundamentais do modelo padrão. Por que as massas dos quarks e léptons carregados são tão hierárquicas? Por que três famílias? Há alguma relação entre as massas das partículas e suas matrizes de mistura? Por que o modelo padrão não contém o termo de violação de CP no setor forte? Essas e outras perguntas demonstram a insatisfação, em nível conceitual, da comunidade científica em relação ao modelo padrão.

Além disso, existem observações experimentais que constituem, de fato, física além do modelo padrão pois, embora não o contradigam, não são previstas. Investigações cosmológicas nos revelam alguns fatos notáveis. Primeiro, a expansão *acelerada* do universo, aferida em 1998 através do monitoramento de supernovas tipo Ia. Essa expansão poderia ser explicada pela existência de uma energia escura, cuja principal propriedade seria o exercício de uma pressão negativa e homogênea através do espaço. Segundo, a presença de forças gravitacionais não oriundas de fontes conhecidas, que poderia ser explicada por uma forma de matéria fracamente interagente, a matéria escura. A constatação incipiente desse fato data de meados do século passado, na qual observou-se que a velocidade orbital de galáxias em clusters não decrescia com a distância, como esperado por um sistema cuja matéria está predominantemente aglomerada no centro, mas permanecia relativamente constante [10].

Terceiro, a assimetria bariônica medida no universo, para ser produzida, requer as famigeradas condições de Sakharov [11], a saber, violação de número bariônico, violação de C e CP, e o desvio do equilíbrio térmico. Apesar do modelo padrão satisfazer as duas primeiras condições, o desvio do equilíbrio térmico não é uma transição de fase de primeira ordem, necessária para gerar a assimetria. A presença de férmions vetoriais poderia, em princípio, proporcionar tal transição. A presença desses férmions poderia estar relacionada com o desvio, em relação ao modelo padrão, observado na razão de ramificação do higgs em dois fótons [12]. Essa razão, como mostramos nas refs. [13, 14], pode ser elevada com a inclusão no modelo de férmions vetoriais que se misturam e se acoplam com o higgs. Além disso, a violação de CP presente no modelo padrão não é grande o suficiente para produzir a assimetria.

Finalmente, há ainda mais uma observação experimental, de suma importância para a presente tese, que devemos abordar em mais detalhes: a oscilação dos neutrinos. A

presença desse fenômeno é corroborada por diversos experimentos, mas em especial a primeira evidência convincente de oscilação foi apresentada por Kamiokande [15], que observou o fenômeno no espectro de energia de neutrinos atmosféricos. Como veremos no capítulo 1, a presença de oscilações indica, pelo menos, dois neutrinos massivos. Uma vez que no modelo padrão essas partículas não têm massa, a oscilação consiste em evidência de física nova. Embora nosso objetivo não seja apresentar uma revisão acurada e exaustiva da história da física de neutrinos, cabe aqui alguns comentários acerca do contexto histórico, bem como uma discussão sobre os conhecimentos que temos até agora sobre os neutrinos.

A primeira aparição do neutrino no universo de nossos conceitos é devida a Pauli [16], que postulou a existência de uma partícula leve, sem carga e indetectável para explicar o espectro de energia do decaimento beta $n \rightarrow p + e^- + \nu$. Já a primeira detecção do neutrino do elétron foi realizada pelo experimento radioquímico de Cowan–Reines [17], em 1956, seguida da detecção do neutrino do múon por Lederman, Schwartz e Steinberger [18], em 1962.¹ O que segue depois disso, é uma longa trajetória de experimentos que estudaram neutrinos do Sol [20–37], de reatores nucleares [38–53], de aceleradores [54–60] e atmosféricos [15, 61–69].

Mais adiante, no capítulo 1, veremos que a física de oscilação de neutrinos é sensível às diferenças quadradas de massa dos auto-estados do hamiltoniano livre, $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$, e à matriz de mistura dos neutrinos que, em três gerações, pode ser parametrizada por três ângulos de mistura, θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} , e uma fase de violação de CP, δ_{CP} . Isso constitui o *paradigma de três neutrinos*. Para a medição de todos esses parâmetros, dispomos de um abrangente leque de experimentos. Utilizando o desaparecimento de neutrinos, experimentos solares e de reator, especialmente Super-Kamiokande [35–37] e KamLAND [52], são sensíveis a θ_{12} e Δm_{21}^2 , enquanto que experimentos de neutrinos atmosféricos e de feixe em longas distâncias, $\mathcal{O}(100\text{--}1000\text{ km})$, principalmente Super-Kamiokande [69], MINOS [59] e T2K [60], nos revelam θ_{23} e Δm_{31}^2 .

Finalmente, a recente determinação de θ_{13} por T2K, MINOS, Double Chooz, Daya Bay e RENO [70], nos revelou um ângulo de mistura muito próximo ao limite experimental anterior, de CHOOZ [48], grande o suficiente para abrir a possibilidade de uma medida prematura da fase de violação de CP. De fato, a combinação de experimentos de reator e acelerador [71] é uma estratégia eficiente para a determinação de δ_{CP} e exploraremos tal fato na seção 1.3.

¹O neutrino do tau foi detectado apenas em 2000 pelo experimento DONUT [19]

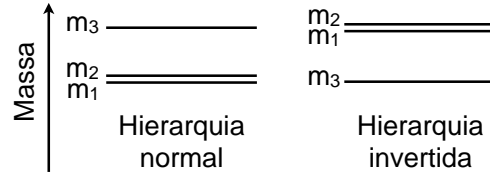


Figura 0.1.: Hierarquias das massas dos neutrinos.

O conhecimento atual dos parâmetros de oscilação pode ser resumido como [72]

$$\begin{aligned}
 \Delta m_{21}^2 &= (7,50 \pm 0,185) \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \\
 \sin^2 \theta_{12} &= 0,30 \pm 0,013 \\
 \Delta m_{31}^2 &= (+2,47 \pm 0,07) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \text{ (hierarquia normal)} \\
 \Delta m_{32}^2 &= (-2,43 \pm 0,07) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \text{ (hierarquia invertida)} \\
 \sin^2 \theta_{13} &= 0,023 \pm 0,0023 \\
 \sin^2 \theta_{23} &= 0,413_{-0,025}^{+0,037} \oplus 0,594_{-0,022}^{+0,021}.
 \end{aligned}$$

É importante perceber o que ainda não sabemos: a hierarquia de massa dos neutrinos (ver figura 0.1), o octante de θ_{23} e, mais importante, a fase de violação de CP, δ_{CP} . Assim, para testarmos o paradigma de três neutrinos, a determinação de δ_{CP} é de extrema importância. Tal medição é desafiadora: o efeito de δ_{CP} é suprimido pela razão $\Delta m_{21}^2/|\Delta m_{31}^2|$ e pelo produto dos ângulos de mistura, incluindo o pequeno $\sin^2 \theta_{13}$. Torna-se então imprescindível a elaboração de estratégias eficazes que auxiliem a medida da fase de violação de CP, um dos objetivos dessa tese, abordado na seção 1.3.

Também significativo é o enigma das massas dos neutrinos, ausentes no modelo padrão e extremamente pequenas se comparadas às massas dos outros férmions, o que nos remete à questão se a origem de massa dos neutrinos é a mesma dos demais férmions. Como veremos na seção 1.1, uma possível maneira de gerar massas tão pequenas é pelo mecanismo de seesaw, onde a escala de energia de uma certa física nova suprime a massa dos neutrinos. Geralmente, o mecanismo de seesaw traz consigo o fato que o neutrino e o antineutrino são a mesma partícula, ou seja, a natureza de Majorana dos neutrinos, cujo indício experimental seriam processos que violam o número leptônico em duas unidades, sendo o mais promissor deles o decaimento beta duplo sem neutrinos. Do ponto de vista da compreensão dos parâmetros do modelo padrão, como citamos o enigma do sabor, é importante entender a matriz de massa dos neutrinos, assim como as correlações entre suas entradas. Isso será discutido na seção 1.2.2, onde analisaremos também o impacto

de possíveis progressos na caracterização dos parâmetros de oscilação.

Além de tudo isso, há resultados experimentais que não podem ser explicados pelo paradigma de três neutrinos, consistindo, talvez, de indícios de física exótica. Essas *anomalias* compreendem:

1. Os resultados de aparecimento de neutrinos e antineutrinos do elétron em LSND [73] e MiniBooNE [74–78], onde foi observado um inesperado excesso de eventos em relação ao ruído;
2. Os experimentos de fonte radioativa GALLEX [79, 80] e SAGE [81, 82], que observaram um número de neutrinos do elétron abaixo do que era esperado teoricamente;
3. Experimentos de neutrinos de reatores que detectaram taxas de eventos de anti-neutrinos do elétron advindos da queima de isótopos radioativos abaixo, de acordo com cálculos recentes [83, 84], das taxas teóricas.

Se tomados individualmente, esses sinais não são estatisticamente categóricos, tampouco são considerados resultados inequívocos. Ao combiná-los, por um lado, aumentamos consideravelmente a significância dessas anomalias, mas, por outro, revelamos uma forte incompatibilidade entre os dados experimentais. Esse conflito vêm da interpretação desses resultados como provenientes da oscilação dos neutrinos usuais para neutrinos estéreis (que não se acoplam, ou o fazem de maneira irrisória, com o Z), caracterizada por $\Delta m^2 \gtrsim 1 \text{ eV}^2$. No capítulo 2, faremos uma análise global detalhada das anomalias e comentaremos, brevemente, sobre a possibilidade de explicar as anomalias de desaparecimento em um modelo de dimensões extras, que por sua vez concede uma explicação para a pequenez das massas dos neutrinos [85, 86].

Neutrinos também são importantes em diversos fenômenos que não abordaremos nessa tese. Por exemplo, eles são ingredientes essenciais na nucleossíntese de big bang, na síntese de elementos leves e na formação de estruturas cósmicas em largas escalas. São também elementos chave no mecanismo de explosão de supernovas e no modelo de combustão solar. Emitidos por decaimentos de elementos radioativos presentes na crosta terrestre, os geoneutrinos têm papel crucial no arrefecimento interno da Terra.

Além disso, o setor de neutrinos, por ser conhecido com precisão menor em relação aos setores dos léptons carregados e dos quarks, pode ainda encerrar física exótica e observável, como os neutrinos estéreis que mencionamos, ou até novas interações, advindas de mediadores leves de massas e acoplamentos muito menores que os do W , ou possíveis momentos magnéticos não padrões. Estudamos tal cenário na ref. [87], onde analisamos

os vínculos cosmológicos sobre esses mediadores leves, bem como calculamos vínculos novos de experimentos terrestres como Borexino [34] e Xenon-100 [88].

No contexto político, acreditamos que o estudo detalhado dos neutrinos e uma melhor compreensão de sua física é essencial não apenas para a ciência como um todo, mas também no desenvolvimento científico regional da América Latina. A possibilidade da construção de um laboratório subterrâneo na cordilheira dos Andes, no futuro túnel Água Negra [89], é uma oportunidade única para a comunidade científica latino-americana. Caso o laboratório venha a se realizar, de acordo com nossa análise [90], um detector de neutrinos nele localizado seria de grande valia para o estudo de neutrinos oriundos da explosão de uma supernova tipo II não muito distante ($\lesssim 20$ kpc), pois seria o único detector com resolução espectral do hemisfério sul. Tal detector também poderia ser útil para medir geoneutrinos, por causa da espessura local da crosta terrestre, além de neutrinos solares.

Por fim, esperamos que essa tese constitua um progresso no entendimento fenomenológico da física de neutrinos, padrão e não-padrão, de forma acessível não só a pesquisadores da área mas também aos estudantes.

1

O paradigma de três neutrinos

1.1. Introdução teórica

Antes de iniciarmos a discussão sobre o paradigma de três neutrinos, é adequado prover uma breve introdução teórica cujos objetivos são sobretudo didáticos, mas que também nos servirá para definir a notação e as convenções que serão usadas ao longo desta tese. A partir o grupo de simetria do modelo padrão e as representações dos campos das partículas nele compreendidas, obteremos as interações de calibre e os termos de massa dos léptons carregados. Em seguida, discutiremos como implementar esses termos no setor de neutrinos e de onde vem a oscilação. Mencionaremos o setor de quarks, mas não entraremos em detalhe. Finalmente, comentaremos o potencial induzido pela matéria e como isso altera a oscilação dos neutrinos. Nessa tese, utilizaremos a convenção de unidades naturais, onde $c = \hbar = 1$

1.1.1. O setor leptônico do modelo padrão

Para construirmos o setor leptônico do modelo padrão, partiremos das representações dos campos leptônicos sob o grupo de simetria $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ e, em seguida,

escreveremos todos os termos renormalizáveis¹ que respeitem estas simetrias de calibre. Os léptons de mão esquerda são dubletos de $SU(2)_L$ e tem hipercarga $-1/2$, ao passo que aqueles de mão direita são singletos de $SU(2)_L$ e tem hipercarga -1 . Note que esta definição é compatível com a relação de Gell-Mann–Nishijima

$$Q = I_3 + Y, \quad (1.1)$$

onde Q é a carga elétrica, I_3 é a terceira componente do isospin e Y é a hipercarga.

Assim, identificamos as componentes superior e inferior do dubleto leptônico com as componentes esquerdas do neutrino e do elétron, múon ou tau, respectivamente. Já o singlete é identificado com a componente direita do lépton carregado. Uma teoria na qual as componentes de mão direita e esquerda dos campos fermiônicos acham-se em representações diferentes da simetria de calibre é chamada *quiral*. Assim, a invariância de calibre nos diz que os termos de massa são proibidos nessas teorias. É de se observar aqui que o modelo padrão *não* contempla neutrinos de mão direita. Como veremos a seguir, no modelo padrão isso implica em neutrinos desprovidos de massa e tal fato é robusta e sistematicamente refutado pelos resultados experimentais, especificamente pelas experiências de oscilação de neutrinos. Veremos mais adiante que para o fenômeno de oscilação de neutrinos se realizar, é necessário pelo menos dois neutrinos massivos. Regressando aos campos leptônicos do modelo padrão, em uma notação óbvia temos

$$L \equiv P_L \begin{pmatrix} \nu \\ l \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \nu_L \\ l_L \end{pmatrix}, \quad l_R \equiv P_R l, \quad (1.2)$$

onde $P_L = (1 - \gamma_5)/2$ e $P_R = (1 + \gamma_5)/2$ são os projetores de mão esquerda e direita e, no que segue, denotaremos as partículas de mão direita e esquerda por partículas \mathbf{R} e \mathbf{L} , respectivamente. Como último ingrediente, o campo do bóson de Higgs, H , é um dubleto de $SU(2)_L$ de hipercarga $+1/2$. Dispondo destas informações, podemos escrever todos os termos renormalizáveis que conservam o lagrangeano invariante sob $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ e, então, obtemos o setor leptônico do modelo padrão:

$$\mathcal{L}_{\text{lep}} = i\bar{L}\not{D}L + i\bar{l}_R\not{D}l_R + \bar{L}Y_l H l_R + \text{h.c.}, \quad (1.3)$$

onde $\not{D} = D_\mu \gamma^\mu$, sendo γ^μ as matrizes de Dirac, D_μ a derivada covariante e Y_l , em geral,

¹Os termos renormalizáveis são todos aqueles de dimensão de energia igual ou menor que 4. Os campos bosônicos e as derivadas têm dimensão 1, enquanto que os fermiônicos têm dimensão 3/2.

uma matriz de acoplamentos de Yukawa.²

De forma similar, o setor do Higgs é definido por

$$\mathcal{L}_{\text{hig}} = (D^\mu H)^\dagger D_\mu H - m^2 H^\dagger H + \lambda^2 (H^\dagger H)^2. \quad (1.4)$$

Uma vez que o termo quadrático do potencial do Higgs é negativo, o campo do Higgs adquirirá um *valor esperado do vácuo* (vev). Ao substituírmos, no calibre unitário,

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ h + v \end{pmatrix}, \quad (1.5)$$

a derivada covariante dá origem aos termos de massa dos bósons vetoriais de calibre. Para que tais termos sejam diagonais na massa, faz-se necessária a redefinição dos campos

$$Z_\mu = \cos \theta_w W_\mu^3 - \sin \theta_w B_\mu \quad (1.6)$$

$$A_\mu = \sin \theta_w W_\mu^3 + \cos \theta_w B_\mu, \quad (1.7)$$

onde θ_w é o ângulo de mistura fraco ($\sin^2 \theta_w \equiv g'/\sqrt{g^2 + g'^2} = 0.23$ [91]), sendo g e g' as constantes de acoplamento de $\text{SU}(2)_L$ e $\text{U}(1)_Y$. Consequentemente, as massas dos bósons serão dadas por [92]

$$\frac{M_W^2}{2} = \frac{g^2 v^2}{8}, \quad M_Z^2 = \frac{M_W^2}{\cos^2 \theta_w}, \quad (1.8)$$

Focando no setor leptônico, pois este nos é de interesse, segue que a derivada covariante, junto com a redefinição dos campos de calibre (1.6), nos revela a interação dos léptons com os bósons de calibre. Uma vez que os campos de \mathbf{R} e \mathbf{L} residem em representações distintas de $\text{SU}(2)_L$, a interação destes campos são diferentes. A saber, os termos de interação do lagrangeano leptônico são [92]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{int,lep}} = & e \bar{l} \gamma^\mu l A_\mu - \frac{g}{2c_w} \bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L Z_\mu - \frac{g}{2c_w} \bar{l} \gamma^\mu [2s_w^2 P_R + (2s_w^2 - 1) P_L] l Z_\mu \\ & - \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{\nu} \gamma^\mu P_L l W_\mu^+ + \bar{l} \gamma^\mu P_L \nu W_\mu^-) \end{aligned} \quad (1.9)$$

onde abreviamos $c_w = \cos \theta_w$ e $s_w = \sin \theta_w$.

²Em outras palavras, ao escrevermos, por exemplo, $\bar{l} Y_l l$, queremos dizer

$$\sum_{\alpha, \beta = e, \mu, \tau} \bar{l}_\alpha (Y_l)_{\alpha\beta} l_\beta.$$

Para seguirmos com o desenvolvimento do setor leptônico, devemos substituir o vev do Higgs nos termos de Yukawa em (1.3). Ao fazê-lo, obtemos um termo de massa para os léptons carregados

$$\frac{v}{\sqrt{2}} \bar{l}_L Y_l l_R + \text{h.c.}, \quad (1.10)$$

mas não obtemos o mesmo para os neutrinos. O motivo disto é a ausência de neutrinos de mão direita no modelo padrão. Note que Y_l , em geral, é uma matriz. Não podemos entrar em detalhe na diagonalização do termo de massa e na consequente oscilação dos neutrinos sem resolver o problema de suas massas.

Façamos um breve paralelo com o setor de quarks. O lagrangeano de tal setor é dado por

$$\mathcal{L}_{\text{qua}} = i\bar{Q}_L \not{D} Q_L + i\bar{u}_R \not{D} u_R + i\bar{d}_R \not{D} d_R + \bar{Q}_L Y_d H d_R + \bar{Q}_L Y_u \tilde{H} u_R, \quad (1.11)$$

onde $Q_L \equiv P_L Q$ é um dubleto de $SU(2)_L$ de hipercarga $+1/6$ enquanto que u_R e d_R são singletos de hipercargas $+2/3$ e $-1/3$. Mnemonicamente, o quark up é a componente superior do dubleto, ao passo que o quark down é a inferior. Suas cargas elétricas são $+2/3$ e $-1/3$. No último termo da expressão, temos $\tilde{H} \equiv -i\sigma^2 H$, sendo σ^i a i -ésima matriz de Pauli. Este último termo dá origem à massa dos quarks up. No setor de neutrinos, a ausência de um termo como este traduz-se na ausência de massa para estes léptons neutros.

Uma saída direta seria a simples inclusão de neutrinos de mão direita ao modelo padrão. Como discutimos no começo do capítulo, no modelo padrão, os termos de massa são proibidos pelo grupo $SU(2)_L$, surgindo apenas após a quebra de simetria eletrofraca. Porém, ao adicionarmos um ou mais neutrinos de mão direita N_R , como tais férmions são singletos de $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, podemos escrever o termo de massa

$$\frac{1}{2} \bar{N}_R M_R N_R^c, \quad (1.12)$$

onde N_R^c é o conjugado de carga de N_R , que por sua vez é um vetor, e M_R é uma matriz simétrica. Há ainda um fato experimental que distingue os neutrinos das demais partículas do modelo padrão: a pequenez de suas massas. Experimentos cosmológicos como PLANCK [93], mostram que, levando em conta o modelo cosmológico padrão, a soma das massas de todos os neutrinos não deve ser maior que $\mathcal{O}(1 \text{ eV})$, pelo menos seis ordens de magnitude menor que a massa do elétron, a mais leve partícula carregada do modelo padrão. Devemos então abordar não apenas o problema da ausência das massas dos neutrinos, como também a sua magnitude.

Observamos na natureza apenas duas escalas fundamentais, a escala de quebra de simetria eletrofraca e a escala gravitacional, mais conhecida como escala de Planck. Enquanto a primeira caracteriza-se por energias de ordem 10^3 GeV, a segunda é marcada pela massa de Planck $M_{\text{Pl}} \sim 10^{19}$ GeV. No modelo padrão, as massas das partículas carregadas são todas relacionadas à escala de quebra de simetria eletrofraca, ao passo que as massas dos neutrinos, por serem $\mathcal{O}(\text{eV})$, indicam uma nova escala. Uma das possibilidades para resolver este impasse é imaginarmos que uma física nova possa originar as massas dos neutrinos [94]. Essa deve ocorrer em uma escala de energia mais alta e respeitar a simetria eletrofraca, caso contrário a quebra dessa simetria acontece muito cedo.

Weinberg mostrou que há apenas um único operador, invariante sob o grupo de simetria $\text{SU}(3)_c \times \text{SU}(2)_L \times \text{U}(1)_Y$ e não renormalizável de dimensão 5, construído com os campos do modelo padrão [95]

$$\frac{c}{\Lambda}(L\tilde{H})^c(L\tilde{H}), \quad (1.13)$$

onde c é uma constante de acoplamento e Λ é a escala da física nova. Uma forma específica de realizar esse operador é adicionar ao lagrangeano do modelo padrão neutrinos de mão direita N_R (singletos), termos de Yukawa $\bar{L}\tilde{H}Y_\nu N_R + \text{h.c.}$ e os respectivos termos de massa $\frac{1}{2}\bar{N}_R M_R N_R^c$, permitidos pela simetria eletrofraca.

O termo de massa dos neutrinos do dubleto L é obtido, a partir do diagrama de Feynman à esquerda da figura 1.1, ao introduzirmos o vev do Higgs e integrarmos fora os neutrinos singletos. Assim, a matriz de massa dos neutrinos do dubleto L é dada por

$$M = \frac{v^2}{2} Y_\nu (M_R)^{-1} Y_\nu^T, \quad (1.14)$$

onde vemos que a escala de massa dos singlets faz o papel de Λ na eq. (1.13), suprimindo o termo de massa do neutrino padrões. Este é o *mecanismo de seesaw tipo I*. Existem diversas formas de gerar o termo efetivo de Weinberg (1.13). As mais comuns na literatura, além da que mostramos, são os mecanimos de seesaw tipo II e III, os quais envolvem um tripleto de $\text{SU}(2)_L$ escalar e fermiônico, respectivamente (ver diagramas ao centro e à direita da figura 1.1). Todos esses métodos têm como consequência a natureza de Majorana dos neutrinos, ou seja, o campo ν é seu próprio conjugado de carga ν^c .

Faremos um breve desvio para elucidar um ponto talvez obscuro na literatura: o que realmente denominamos por *neutrino* e *antineutrino*. Ao longo dessa tese, assim como é feito usualmente, empregaremos esses dois termos independentemente sendo os neutrinos férmions de Dirac ou de Majorana. De modo geral, um campo fermiônico

envolve operadores de criação e aniquilação de tal modo que sua aplicação sobre um estado muda alguns de seus números quânticos por quantidades bem definidas. Para elétrons, por exemplo, e possui tanto o operador de aniquilação de elétrons, mudando a carga elétrica q do estado por $+1$ unidade, quanto o de criação de pósitrons, alterando q da mesma forma. Um raciocínio similar segue para a quiralidade. Assim, dependendo da natureza do neutrino, definimos *neutrino* e *antineutrino* da seguinte forma:

- **Dirac:** Temos quatro graus de liberdade, partícula e antipartícula, \mathbf{L} e \mathbf{R} . Note que, por exemplo, o campo \mathbf{R} do elétron, $e_R \equiv P_R e$, aniquila um elétron \mathbf{R} enquanto cria um pósitron \mathbf{L} . Apesar da quiralidade não ser um bom número quântico,³ em altas energias ($E \gg m$) ela se confunde com a helicidade, que, por estar associada ao spin, é um bom número quântico. Assim, podemos associar o número quântico aproximado de quiralidade em altas energias $+1$ e -1 para partículas \mathbf{R} e \mathbf{L} , vemos que o campo e_R o altera por -1 unidade, de forma consistente com o que discutimos. O termo de interação com o W da forma $\bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L W_\mu^+$ aniquila um elétron \mathbf{L} (cria um pósitron \mathbf{R}) e cria um neutrino \mathbf{L} (aniquila um antineutrino \mathbf{R}), enquanto que $\bar{e}_L \gamma^\mu \nu_L W_\mu^-$ faz o inverso, cria um elétron \mathbf{L} (aniquila um pósitron \mathbf{R}) e aniquila um neutrino \mathbf{L} (cria um antineutrino \mathbf{R}). Já o termo de corrente neutra $\bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L$ aniquila e cria, nessa ordem, um neutrino \mathbf{L} (cria e aniquila um antineutrino \mathbf{R}). Logo, as interações do modelo padrão não envolvem os graus de liberdade referentes ao neutrino \mathbf{R} e ao antineutrino \mathbf{L} , e portanto esses não são observáveis. Assim, o termo *neutrino* é atribuído ao neutrino \mathbf{L} , ao passo que *antineutrino* é atribuído ao antineutrino \mathbf{R} .
- **Majorana:** Como a partícula é sua própria antipartícula, temos apenas dois graus de liberdade, de quiralidades \mathbf{R} e \mathbf{L} . Nesse caso, o campo ν_L aniquila o neutrino \mathbf{L} e cria o neutrino \mathbf{R} , e vice-versa para $\bar{\nu}_L$, criando o neutrino \mathbf{L} e aniquilando o \mathbf{R} . Como acabamos de ver, esses são os únicos campos que aparecem nas interações com o W e o Z . Assim, entendemos por *neutrino* e *antineutrino* as partículas de Majorana \mathbf{L} e \mathbf{R} , respectivamente.

Voltando à obtenção da matriz de mistura do setor leptônico, para todos os efeitos, o mecanismo de seesaw tipo I, o mais simples, nos bastará. A partir das eqs. (1.3), (1.13)

³Um bom número quântico é um autovalor de um operador que comuta com o hamiltoniano do sistema.

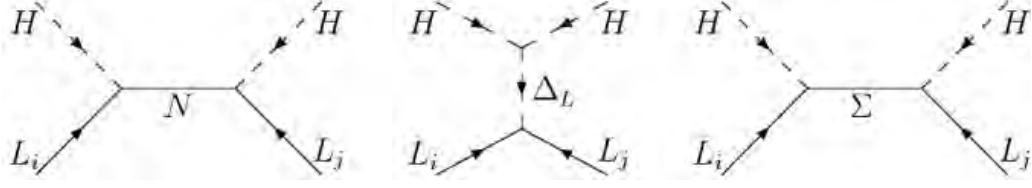


Figura 1.1.: Diagramas de Feynman responsáveis pelos mecanismos de seesaw tipo I (à esquerda), II (centro) e III (à direita)

e (1.14), o lagrangeano efetivo desse setor pode ser escrito como

$$\begin{aligned}
 L_{\text{leptons}} = & i \bar{l}_L \not{\partial} l_L + i \bar{l}_R \not{\partial} l_R + i \bar{\nu}_L \not{\partial} \nu_L + e \bar{l} \gamma^\mu l A_\mu \\
 & - \frac{g}{2c_w} \bar{l} \gamma^\mu [2s_w^2 P_R + (2s_w^2 - 1) P_L] l Z_\mu - \frac{g}{2c_w} \bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L Z_\mu \\
 & - \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_L \gamma^\mu l_L W_\mu^+ + \bar{l}_L \gamma^\mu \nu_L W_\mu^-) \\
 & + \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{l}_L Y_l l_R + \frac{v^2}{2} \bar{\nu}_L Y_\nu (M_R)^{-1} Y_\nu^T \nu_L.
 \end{aligned} \tag{1.15}$$

Note que escolhemos, implicitamente, uma base nesse espaço, onde as interações de corrente carregada são diagonais, isto é, o campo do neutrino de *sabor* α acopla-se univocamente ao lépton l_α . Dessa forma, *denominamos neutrino do elétron aquele que, em interações de corrente carregada, é associado ao elétron*, e similar para os neutrinos do múon e tau. O único pormenor é que os termos de massa na última linha da eq. (1.15) não são, em geral, diagonais, pois Y_l , Y_ν e M_R são matrizes no espaço de sabor.

Para propagarmos os campos, precisamos de massas bem definidas, ou seja, devemos transformar os campos leptônicos de forma a diagonalizar os termos de massa. Uma vez que campos de quiralidades diferentes representam graus de liberdade distintos, podemos redefiní-los de forma independente, multiplicando os vetores de campos no espaço de sabor por matrizes. Observando a equação (1.15), se essas matrizes forem unitárias, então os termos cinéticos e de interação com o Z não se alteram. Sabemos que qualquer matriz complexa arbitrária pode ser diagonalizada por uma transformação biunitária. Segue então que existem matrizes unitárias V_R^e e V_L^e , tal que as redefinições concomitantes

$$l_R \rightarrow V_R^e l_R \quad l_L \rightarrow V_L^e l_L, \tag{1.16}$$

diagonalizam Y_l . Ao redefinirmos os campos dos léptons carregados, o único impacto no lagrangeano (1.15), além da diagonalização do termo de massa dos léptons carregados, é

na interação com o W ,

$$\bar{\nu}_L \gamma^\mu l_L W_\mu^+ + \bar{l}_L \gamma^\mu \nu_L W_\mu^- \rightarrow \bar{\nu}_L \gamma^\mu V_L^l l_L W_\mu^+ + \bar{l}_L (V_L^l)^\dagger \gamma^\mu \nu_L W_\mu^- \quad (1.17)$$

Para os neutrinos, como a matriz $Y_\nu(M_R)^{-1}Y_\nu^T$ é simétrica, existe uma transformação unitária V_L^ν , que apenas a diagonaliza e modifica novamente a interação de corrente carregada

$$\bar{\nu}_L \gamma^\mu V_L^l l_L W_\mu^+ + \bar{l}_L (V_L^l)^\dagger \gamma^\mu \nu_L W_\mu^- \rightarrow \bar{\nu}_L \gamma^\mu (V_L^\nu)^\dagger V_L^l l_L W_\mu^+ + \bar{l}_L (V_L^l)^\dagger V_L^\nu \gamma^\mu \nu_L W_\mu^-. \quad (1.18)$$

Nessa base, que denominaremos base de massa, as interações de corrente carregada associam uma combinação linear de neutrinos de massa aos lépton carregados. Mais precisamente, a combinação linear de campos de neutrinos de massa ν_i associada ao campo do lépton carregado α é dada por $\sum_i U_{\alpha i} \nu_i$, com a *matriz de mistura* definida por

$$U = (V_L^l)^\dagger V_L^\nu. \quad (1.19)$$

Em termos das componentes, as transformações dos campos são $l_\beta = (V_L^l)_{\beta\alpha} l_\alpha$ e $\nu_i = (V_L^\nu)_{i\alpha} \nu_\alpha$, permitindo-nos escrever

$$U_{\alpha i} = ((V_L^l)^\dagger V_L^\nu)_{\alpha i} = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} ((V_L^{l*})_{\alpha\beta} (V_L^\nu)_{\beta i}). \quad (1.20)$$

Logo, na base de massa, o termo de interação de corrente carregada mais geral é escrito como

$$\bar{l}_L \gamma^\mu U \nu_L W_\mu^- + \text{h.c.}, \quad (1.21)$$

onde a matriz de mistura U é unitária.

1.1.2. Oscilações no vácuo e na matéria

Se as massas dos neutrinos não forem completamente degeneradas, a presença da matriz de mistura no termos de interação com o W implica no fenômeno de oscilação, como vamos descrever agora. Em termos gerais, um operador no setor de neutrinos na base de vácuo \mathcal{O}^v pode ser escrito na base de sabor \mathcal{O}^f como

$$\mathcal{O}^v = U^\dagger \mathcal{O}^f U \Rightarrow \mathcal{O}_{ij}^v = U_{\alpha i}^* \mathcal{O}_{\alpha\beta}^f U_{\beta j}. \quad (1.22)$$

Adotaremos a notação de índices romanos para a base de vácuo e índices gregos para a base de sabor e, então, não tornaremos a escrever o sobrescrito f e v. Segue que

$$\mathcal{O}_{\alpha\beta} = \langle \nu_\alpha | \mathcal{O} | \nu_\beta \rangle = \sum_{i,j} \langle \nu_\alpha | \nu_i \rangle \langle \nu_i | \mathcal{O} | \nu_j \rangle \langle \nu_j | \nu_\beta \rangle = \sum_{i,j} \langle \nu_\alpha | \nu_i \rangle \mathcal{O}_{ij} \langle \nu_j | \nu_\beta \rangle, \quad (1.23)$$

o que nos mostra claramente a relação entre os estados que formam as bases supracitadas,

$$|\nu_\alpha\rangle = U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle. \quad (1.24)$$

No setor de neutrinos, podemos parametrizar a *matriz de mistura* U , ou matriz de Pontecorvo-Maki-Sakata-Nakagawa [96–98] usando três rotações complexas V_{ij} , cada uma caracterizada por um ângulo de rotação real θ_{ij} e uma fase complexa ϕ_{ij} , além de uma matriz de fases diagonal, representadas pela matriz $\Phi = \text{diag}(e^{i\varphi_1}, e^{i\varphi_2}, e^{i\varphi_3})$,

$$U = V_{23}V_{13}V_{12}\Phi. \quad (1.25)$$

No apêndice A, apresentamos um algoritmo para a remoção consistente de algumas fases da matriz de mistura. Utilizando-o, podemos reescrever U como

$$U = \Phi' O_{23} V_{13} O_{12} \Phi'', \quad (1.26)$$

onde O_{ij} é uma matriz de rotação real no plano ij , caracterizada pelo ângulo de mistura θ_{ij} . É importante observar que nem todas as fases são físicas. Podemos redefinir os campos dos léptons carregados \mathbf{L} de modo a eliminar Φ' , pois eles aparecem à esquerda de U no termo de interação $\bar{e}_L \gamma^\mu U \nu_L W_\mu^- + \text{h.c.}$, e compensar a fase que surge no termo de massa por uma redefinição idêntica dos campos \mathbf{R} . Já para os neutrinos, se forem férmions de Dirac podemos fazer o mesmo, eliminando Φ'' , mas se forem partículas de Majorana, o termo de massa impede tal redefinição. Não obstante, como aprendemos na mecânica quântica, a física dos neutrinos não pode ser sensível a uma redefinição global da fase do estado, e portanto uma (e apenas uma) fase de Φ'' pode ser eliminada sem perda de generalidade. Dessa forma, obtemos a matriz de mistura em três gerações mais geral, em função dos ângulos de mistura θ_{12} , θ_{13} e θ_{23} , da fase de violação de CP δ_{CP} e

das fases de Majorana λ_1 e λ_3 :

$$U_{\text{maj}} = U \Phi$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\lambda_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\lambda_3/2} \end{pmatrix}, \quad (1.27)$$

onde $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ e $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$.

Imaginemos agora que um neutrino de um determinado sabor ν_α de energia E é produzido e desloca-se, com velocidade próxima a c , por uma distância L até ser detectado. A probabilidade de detectarmos um neutrino de sabor arbitrário ν_β é dada por

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, L) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle|^2 = \left| \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 U_{\beta i} U_{j\alpha}^* \langle \nu_i | \nu_j(L) \rangle \right|^2. \quad (1.28)$$

Note que as fases de Majorana não afetam a física de oscilação. Os auto-estados do hamiltoniano de vácuo livre evoluem trivialmente $|\nu_i(L)\rangle = e^{-iHL} |\nu_i(0)\rangle$ e portanto

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, L) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n U_{\beta i} U_{i\alpha}^* U_{\beta j}^* U_{j\alpha} e^{i\Delta_{ij}L}, \quad (1.29)$$

onde $\Delta_{ij} = \Delta m_{ij}^2/2E$ e $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$. Para antineutrinos, devemos usar o termo conjugado da eq. (1.21), basicamente trocando os sinais das fases de CP na eq. (1.29).

Vamos analisar essa probabilidade em mais detalhes. Para que haja oscilações de fato, a fase $\Delta m_{ij}^2 L/2E$ deve ser $\mathcal{O}(1)$. Em vários experimentos, a distância percorrida pelos neutrinos é fixa (experimentos atmosféricos são um bom contraexemplo), e as oscilações são observadas no espectro de energia. Temos duas diferenças quadradas de massa bem distintas, evidenciadas pelos dados experimentais, a solar, $\Delta m_{21}^2 \approx 7,6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, e a atmosférica, $|\Delta m_{31}^2| \approx 2,4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. A razão

$$|\Delta m_{31}^2|/\Delta m_{21}^2 \sim 30$$

nos revela dois regimes de oscilação, o solar, relativo a distâncias $L[\text{km}] \sim 15 E[\text{MeV}]$, e o atmosférico, com $L[\text{km}] \sim 500 E[\text{GeV}] = 0,5 E[\text{MeV}]$. Assim, em primeira aproximação, podemos desacoplar os dois regimes para melhor entender como medir determinados elementos da matriz de mistura.

No regime solar, temos o experimento KamLAND [99], por exemplo, que mede a sobrevivência de antineutrinos do elétron, $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$, emitidos por vários reatores nucleares, com energias em torno de $E \sim 3,5$ MeV e distâncias $L \sim \mathcal{O}(100)$ km. Das eqs. (1.27) e (1.29) e sabendo que as medidas de θ_{13} mostram que esse ângulo é pequeno, se aproximarmos $\Delta m_{31}^2 \rightarrow \infty$, vemos que o efeito de U_{e3} é apenas uma pequena redução global no número de evento, difícil de distinguir dos erros sistemáticos, o que faz com que esse experimento seja sensível às duas primeiras entradas da primeira linha da matriz de mistura, U_{e1} e U_{e2} , ou melhor, sensível ao ângulo de mistura θ_{12} .⁴

No regime atmosférico, Daya Bay [53], por exemplo, também mede antineutrinos de reator, mas com $L \sim \mathcal{O}(1,3)$ km. Considerando $\Delta m_{21}^2 \rightarrow 0$, ou seja, oscilações solares subdominantes, entendemos porque esse experimento é capaz de medir U_{e3} , ou melhor, θ_{13} . Temos ainda experimentos atmosféricos que medem $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ e $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, como T2K por exemplo, onde $E \sim 0,6$ GeV e $L = 295$ km. O primeiro canal envolve apenas a segunda linha de U e, por causa da configuração em L e E , é afetado apenas por $U_{\mu 3}$, medindo portanto θ_{23} . No segundo canal participam as linhas e e μ da matriz U , e a configuração torna relevante apenas a terceira coluna. Assim, esse canal mede o produto $U_{e3}U_{\mu 3}$ e, logo, uma combinação de θ_{13} e δ_{CP} . Quantitativamente,

$$\begin{aligned} \sin^2 2\theta_{13} &\sim 0,089 && (\text{Daya Bay [53]}), \\ \sin^2 2\theta_{23} &\sim 0,95 && (\text{MINOS [101]}), \\ \sin^2 2\theta_{12} &\sim 0,84 && (\text{Super-Kamiokande [37]}). \end{aligned}$$

Por uma questão de completeza, comentaremos brevemente os efeitos de matéria. Quando os neutrinos propagam-se num meio material, há a indução de um potencial externo V que pode alterar a oscilação. Este potencial é induzido pelas interações fracas, sendo portanto diagonal na base de sabor. De forma geral, na presença de matéria, o hamiltoniano efetivo do sistema na base de sabor torna-se

$$H = \frac{1}{2E} U M^2 U^\dagger + V, \quad (1.30)$$

e, ao diagonalizarmos esse hamiltoniano, obtemos uma matriz de mistura na matéria U_m , em geral, diferente de U . O cálculo detalhado desse potencial pode ser encontrado, por exemplo, na ref. [102]. Para nós, basta saber que o potencial de corrente carregada para

⁴Experimentos que medem neutrinos solares como Homestake [20], Borexino [33], SNO [30] e Super-Kamiokande [26], por exemplo, também são sensíveis à θ_{12} e Δm_{21}^2 através de efeitos de matéria no Sol. Para mais detalhes, ver, por exemplo, ref. [100].

neutrinos num meio material, não polarizado, homogêneo e isotrópico, é dado por

$$V_{CC} = \text{diag}(\sqrt{2}G_F N_e, 0, 0), \quad (1.31)$$

onde G_F é a constante de Fermi e N_e é a densidade de número de elétrons, enquanto que o potencial de corrente neutra é dado por

$$V_{CN} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}}[N_n + (1 - 4\sin^2\theta_w)N_e - (1 - 4\sin^2\theta_w)N_p] \text{diag}(1, 1, 1), \quad (1.32)$$

onde N_n e N_p são as densidades de número de neutrons e prótons, respectivamente. Note que, se o meio for neutro, $N_p = N_e$, simplificando o potencial. Além disso, no paradigma de três neutrinos, como o potencial de corrente neutra é proporcional à identidade na base de sabor, ele não altera a diagonalização do hamiltoniano (1.30) e, consequentemente, não afeta a oscilação. No caso de antineutrinos, o potencial troca de sinal

$$V \rightarrow -V.$$

O efeito do potencial de matéria é cumulativo com a distância percorrida pelo neutrino, sendo portanto mais importante em experimentos de longas distâncias, como T2K, NO ν A e MINOS.

O potencial de matéria foi estudado, inicialmente, por Mikheyev, Smirnov e Wolfenstein [103, 104], para solucionar o problema dos neutrinos solares (ver, *e.g.* ref. [105]).

Ao longo dessa tese, quando livre de ambiguidades, utilizaremos indiscriminadamente o termo “neutrino” para designar coletivamente neutrinos e antineutrinos.

1.2. Corroborando o paradigma de três neutrinos

O momento científico para a física de neutrinos experimental é excepcional. A presença de mistura no setor de neutrinos têm sido paulatinamente testada e confirmada por uma copiosa gama de experimentos que favorecem o esquema padrão de três sabores. Experimentos solares [20–34, 36] e atmosféricos [15, 61–68] validaram dois grandes ângulos de mistura, sendo um deles responsável por mistura máxima ou quase máxima, e duas diferenças quadradas de massa distintas. Tais diferenças são mais precisamente medidas por experimentos de reator [52] e de acelerador [54–58].

Em junho de 2011, o experimento *Tokai to Kamioka* (T2K) [106] anunciou a detecção de 6 eventos no canal de aparecimento $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ dos quais apenas $\sim 1,5$ seria supostamente

devido ao ruído, indicando um valor não-nulo e até razoavelmente grande de θ_{13} . Valor este que abriria a possibilidade de explorar a violação de CP no setor leptônico com experimentos desta, como T2K e NO ν A, ou da próxima geração. A factibilidade de uma descoberta prematura da fase de violação de CP singularizou essa medida, à qual se seguiram as indicações de θ_{13} por MINOS [107] e Double Chooz [108] no mesmo ano, e finalmente as medidas definitivas por Daya Bay [53] e Reno [51], no início do ano seguinte.

Antes de iniciarmos a discorrer sobre a descoberta de θ_{13} , para uma compreensão mais completa dos fatos, discutiremos qualitativamente as probabilidades de oscilação em três gerações para os canais de interesse, $\nu_e \rightarrow \nu_e$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ e $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, no regime atmosférico. Esperamos que, ao término dessa discussão, fique evidente a complementariedade dos experimentos de reator e acelerador em relação às medidas de θ_{13} e δ_{CP} . De fato, ao levarmos em consideração os efeitos de matéria, não há expressões analíticas exatas para essas probabilidades, o que nos impele a trabalhar com expressões aproximadas. A aproximação que faremos vale no limite [109]

$$\sqrt{2}G_F n_e L, \frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E} \sim \epsilon \ll 1,$$

onde expadiremo-la em termos de ϵ .

Começaremos com os experimentos de reator, que aproveitam o decaimento beta inverso

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.33)$$

para medir antineutrinos do elétron provenientes de cadeias de decaimentos de elementos radioativos presentes em reatores nucleares, como por exemplo urânio e plutônio. Para que $\Delta m_{31}^2 L/4E \sim \mathcal{O}(1)$, devemos ter $L \sim 1$ km, pois o espectro de energia desses neutrinos é de ordem MeV. Por causa da curta distância percorrida pelos neutrinos, os efeitos de matéria são irrelevantes e a probabilidade de desaparecimento $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ é aproximada por

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) &\approx 1 - 4c_{13}^2 s_{13}^2 \left[c_{12}^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) + s_{12}^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \right] \\ &\quad - 4s_{12}^2 c_{12}^2 c_{13}^4 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \\ P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) &\approx 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ee}^2 L}{4E} \right), \end{aligned} \quad (1.34)$$

onde, ao passarmos da primeira para a segunda equação, negligenciamos o termo solar e

definimos $\Delta m_{ee}^2 = c_{12}^2 \Delta m_{31}^2 + s_{12}^2 \Delta m_{32}^2$ [110]. Vemos que há dependência única e exclusiva em um parâmetro de oscilação, e esse é o trunfo desses experimentos: a medida simples e descorrelacionada de θ_{13} .

Experimentos de acelerador, por sua vez, utilizando um feixe predominado por neutrinos do múon, podem medir tanto o desaparecimento desses, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ ou $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$, quanto o aparecimento de neutrinos do elétron, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ou $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Em linhas gerais, para produzir tal feixe, choca-se prótons com um alvo, produzindo píons e káons que decaem em neutrinos. Logo, em relação aos neutrinos de reator, a energia desses é bem mais alta, em torno de GeV, o que implica um comprimento de oscilação de ordem de centenas de quilômetros. Assim, é mandatória a inclusão de efeitos de matéria no cálculo das probabilidades de oscilação. As probabilidades de desaparecimento podem ser aproximadas por

$$\begin{aligned}
 P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu) \approx & 1 + 4c_{13}^2 s_{23}^2 (c_{13}^2 s_{23}^2 - 1) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \\
 & + (\sin^2 2\theta_{13} s_{23}^4 s_{12}^2 + \sin^2 2\theta_{23} c_{12}^2 c_{13}^2) \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E} \right) \\
 & - 2J_r \cos \delta_{\text{CP}} s_{23}^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{E} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E} \right) \\
 & \mp s_{23}^2 (1 - 2c_{13}^2 s_{23}^2) \sin^2 2\theta_{13} \left(\frac{aL}{2} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E} \right) \\
 & \pm 4s_{23}^2 (1 - 2c_{13}^2 s_{23}^2) \sin^2 2\theta_{13} \left(\frac{aE}{\Delta m_{31}^2} \right) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right), \quad (1.35)
 \end{aligned}$$

onde $J_r = c_{12}s_{12}c_{13}^2s_{13}c_{23}s_{23}$ é o invariante de Jarlskog reduzido e o potencial de matéria está codificado em $a = \sqrt{2} G_F N_e$. Nessa notação, o sinal superior é referente à neutrinos, ao passo que o inferior à antineutrinos. Para o canal de antineutrinos, tomamos o conjugado CP, ou seja

$$\delta_{\text{CP}} \rightarrow -\delta_{\text{CP}}, \quad a \rightarrow -a. \quad (1.36)$$

Podemos ainda tornar essa equação mais simples se aproximarmos $c_{13}^2 \approx 0,97 \sim 1$ e

omitirmos os termos solares, obtendo

$$\begin{aligned}
 P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu) \approx & 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) - 2J_r \cos \delta_{\text{CP}} s_{23}^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{E} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E} \right) \\
 & \mp s_{23}^2 \cos 2\theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \left(\frac{aL}{2} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E} \right) \\
 & \pm 4s_{23}^2 \cos 2\theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \left(\frac{aE}{\Delta m_{31}^2} \right) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right). \quad (1.37)
 \end{aligned}$$

Essa transição é amplamente dominada pelo segundo termo do lado direito da primeira linha, cujo coeficiente é $\sin^2 2\theta_{23} \sim 1$, correspondendo à θ_{23} em torno de $\pi/4$. Desse coeficiente, nasce a *degenerescência de octante*, a quase invariância da probabilidade sob a transformação $\theta_{23} \rightarrow \pi/2 - \theta_{23}$. O último termo dessa linha nos mostra que não há violação de CP nesse canal, apropriadamente. O efeito de matéria se apresenta nas segunda e terceira linhas. Apesar de não tão simples quanto a medida de θ_{13} por experimentos de reator, esse canal é capaz de fornecer uma medida bastante evidente de $\sin^2 2\theta_{23}$.

Até agora, as duas transições discutidas nos dão boas perspectivas de medir θ_{13} e θ_{23} , mas não há sensibilidade à hierarquia $\Delta m_{31}^2 \rightarrow -\Delta m_{31}^2$, tampouco à fase δ_{CP} , e não há como resolver a degenerescência de octante. Os canais que vêm a ser afetados por tudo isso são os de aparecimento, cujas probabilidade são aproximadas por

$$\begin{aligned}
 P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \approx & \sin^2 2\theta_{13} s_{23}^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) - \frac{1}{2} s_{12}^2 \sin^2 2\theta_{13} s_{23}^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E} \right) \\
 & + 2J_r \cos \delta_{\text{CP}} \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E} \right) \mp 4J_r \sin \delta_{\text{CP}} \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E} \right) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \\
 & \pm \cos 2\theta_{13} \sin^2 2\theta_{13} s_{23}^2 \left(\frac{4Ea}{\Delta m_{31}^2} \right) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \\
 & \mp \frac{aL}{2} \sin^2 2\theta_{13} \cos 2\theta_{13} s_{23}^2 \sin \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E} \right) + c_{23}^2 \sin^2 2\theta_{12} \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right), \quad (1.38)
 \end{aligned}$$

Em contrapartida às probabilidades (1.34) e (1.37), esta é mais elaborada. O primeiro termo do lado direito da equação é o dominante. Os segundos termos da primeira e última linhas são os termos solares, responsáveis por oscilações em distâncias mais longas, e contribuem pouco para os experimentos que estamos interessados. A segunda linha apresenta uma dependência em δ_{CP} , e portanto chamamos estes termos de termos de conservação e violação intrínseca de CP. Como era de se esperar, a violação intrínseca de CP é proporcional ao invariante de Jarlskog. Finalmente, a terceira linha e o primeiro

termo da última linha são devidos ao potencial de matéria. Como a violação de CP presente neles é fruto do meio no qual os neutrinos se propagam, chamamos tal violação de CP de extrínseca.

Vemos nesse canal uma complexidade maior quando comparado com $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ e $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$. Primeiro, o termo dominante depende de s_{23}^2 , e portanto a degenerescência de octante em (1.37) é quebrada. Além disso, como foi mencionado, a conservação e violação intrínsecas de CP dependem do invariante de Jarlskog. Uma vez que θ_{12} e θ_{23} são grandes, uma variação em θ_{13} promove a maior mudança no tamanho desses termos e, como consequência, uma correlação entre δ_{CP} e θ_{13} . Por fim, o segundo termo devido ao potencial de matéria troca de sinal se $\Delta m_{31}^2 \rightarrow -\Delta m_{31}^2$, o que fomenta o impacto da hierarquia na probabilidade de oscilação.

Claro que, como detectamos a *soma* de todos esses termos, toda esta complexidade pode vir a ser uma adversária à determinação dos parâmetros. Por outro lado, munido-nos de estratégias eficazes, com ambos modos de oscilação de neutrino e antineutrino, nos canais de aparecimento e desaparecimento, podemos conceber que a combinação de experimentos de neutrinos de reator e de acelerador, ou seja, a combinação dos canais $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, poder-nos-ia revelar Δm_{31}^2 e a hierarquia dos neutrinos, θ_{13} , a fase de CP, bem como θ_{23} e seu octante!

1.2.1. Em busca de θ_{13}

Regressemos aos resultados experimentais que discutíamos no início desta seção. Quando foram anunciadas as medidas de T2K [106], MINOS [107] e Double Chooz [108], acreditávamos que um ajuste combinado dos experimentos dedicados à medir θ_{13} fosse, em certo ponto de vista, de mais valia que uma combinação global envolvendo todos os experimentos. Primeiro, sem incluir os resultados dos experimentos supracitados, os ajustes globais [111, 112] não tinham sensibilidade comparável ao resultado de T2K, por exemplo. Segundo, as simulações de experimentos de neutrinos, da forma com que são feitas, são bastante próximas dos resultados oficiais, mas não idênticas. Assim, discrepâncias em efeitos de segunda ordem (e.g. o impacto de θ_{13} em neutrinos solares) não são raras, tornando a sensibilidade do ajuste global à tais efeitos questionável. Logo, procedemos com o ajuste de θ_{13} , levando em conta apenas os experimentos de maior sensibilidade a esse parâmetro. Os detalhes sobre as simulações dos experimentos podem ser encontrados no Apêndice B.

Na figura 1.2 apresentamos a região permitida no plano $\sin^2 2\theta_{13} - \delta_{\text{CP}}$ obtida a partir do ajuste combinado de T2K, MINOS e Double Chooz. Para tal, usamos apenas a

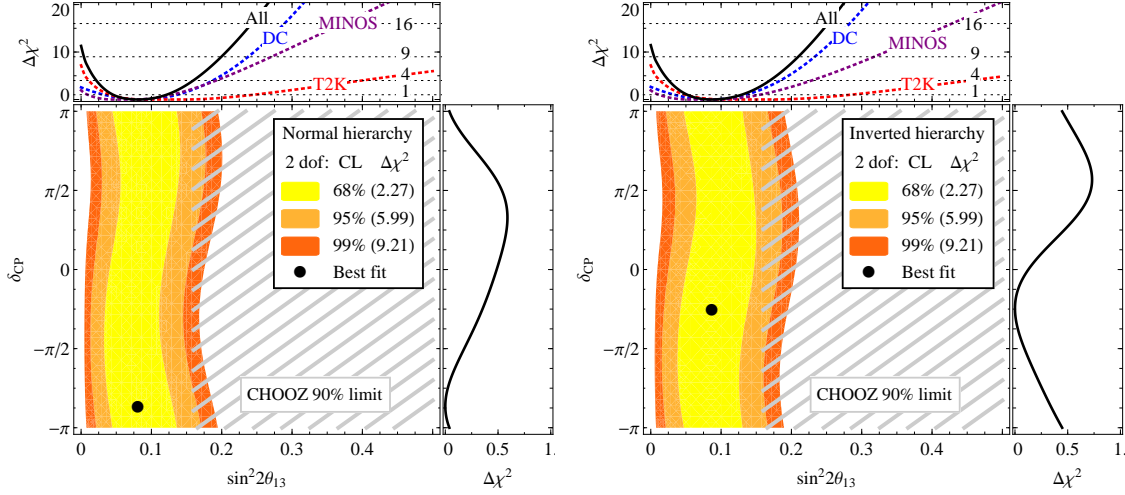


Figura 1.2.: Região permitida no plano $\sin^2 2\theta_{13} - \delta_{CP}$ para T2K, MINOS e Double Chooz (DC) combinados em 68%, 95 % e 99% CL para 2 graus de liberdade, assumindo hierarquias de massa normal (painel esquerdo) ou invertida (painel direito). Apresentamos também o comportamento de $\Delta\chi^2$ em função de $\sin^2 2\theta_{13}$ (acima) e de δ_{CP} (à direita) para cada caso. Como referência, exibimos o limite de exclusão de Chooz em 90%CL [48].

informação de eventos totais em T2K e MINOS, sem nos preocupar com o espectro. Verificamos que, como era de se esperar, a inclusão do espectro tem impacto marginal no resultado. Já para a simulação de Double Chooz, utilizamos 18 bins de energia. Ao realizarmos o ajuste, assumimos explicitamente uma hierarquia de massa como dado de entrada, ao passo que variamos $\sin^2 2\theta_{23}$ e $|\Delta m_{32}^2|$ utilizando *priors* gaussianos nesses parâmetros para que fosse levado em conta o conhecimento prévio dos experimentos atmosféricos [68, 69]. Como teste, verificamos formidável concordância do χ^2 individual de cada experimento, assim como a região permitida para a combinação de apenas T2K e Double Chooz com o resultado oficial, apresentado na ref. [113], para os mesmo valores de entrada de $\sin^2 2\theta_{23}$ e $|\Delta m_{32}^2|$.

Concluimos que, para hierarquia normal (invertida) em 95% CL (nível de confiança, do inglês *confidence level*), a região permitida de θ_{13} era $0,023 (0,027) < \sin^2 2\theta_{13} < 0,16 (0,17)$, enquanto que o ponto de melhor ajuste era $\sin^2 2\theta_{13} = 0,081$ ($\sin^2 2\theta_{13} = 0,087$) e $\delta_{CP} = -0,86\pi$ ($\delta_{CP} = -0,24\pi$). O ponto de melhor ajuste correspondia à $\chi^2/(20 - 2) = 1,88 (1,87)$. A dependência do χ^2 em δ_{CP} era fraca. Analisando a contribuição de cada experimento individualmente, podíamos ver que T2K era o mais expressivo para estabelecer $\sin^2 2\theta_{13}$ não nulo, embora perdesse sua força ao permitir o ajuste de valores grandes para este ângulo. Era nessa região onde MINOS e Double Chooz tinham maior importância. Finalmente, a combinação destes três experimentos

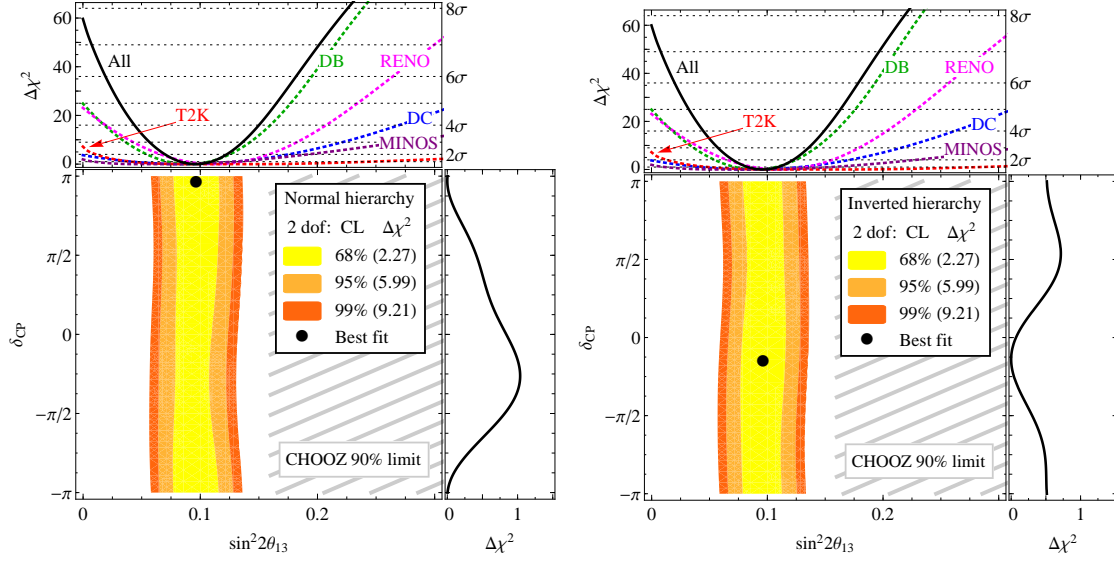


Figura 1.3.: Região permitida no plano $\sin^2 2\theta_{13} - \delta_{CP}$ para T2K, MINOS, Double Chooz (DC), Daya Bay (DB) and RENO combinados em 68%, 95 % e 99% CL para 2 graus de liberdade, assumindo hierarquias de massa normal (painel esquerdo) ou invertida (painel direito). Apresentamos também o comportamento de $\Delta\chi^2$ em função de $\sin^2 2\theta_{13}$ (acima) e de δ_{CP} (à direita) para cada caso. Como referência, exibimos o limite de exclusão de Chooz em 90%CL [48].

excluía $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ em $3,36 \sigma$ CL para ambas hierarquias de massa.

Alguns meses depois, o resultado de Daya Bay [53] foi inesperadamente divulgado, seguido logo após do resultado de RENO [51]. Os dados do experimento chinês refutavam o valor nulo de θ_{13} em 5 sigmas, sendo portanto o resultado mais expressivo de desaparecimento de antineutrinos de reator da época. Naturalmente, incluímos a simulação de ambos experimentos no nosso ajuste. Apresentamos o resultado na figura 1.3 de forma parelha ao que foi feito anteriormente. Neste novo ajuste, incluímos a informação de espectro de MINOS (7 bins) e Double Chooz (18 bins) e a taxa total de eventos dos outros três experimentos.

Concluimos que, em 95% CL, a região permitida de θ_{13} diminuiu para $0,070 < \sin^2 2\theta_{13} < 0,122$, a despeito da hierarquia, enquanto que o ponto de melhor ajuste moveu-se para $\sin^2 2\theta_{13} = 0,096$ ($\sin^2 2\theta_{13} = 0,096$) and $\delta_{CP} = 0,97\pi$ ($\delta_{CP} = -0,14\pi$), correspondendo à $\chi^2_{\min}/(24 - 2) = 1,57$ (1,55), para hierarquia normal (invertida). A dependência do χ^2 em δ_{CP} ainda era fraca. Neste caso, Daya Bay era absolutamente o experimento mais eficaz em medir θ_{13} , seguido por RENO. A combinação destes cinco experimentos passava à excluir $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ em $7,7 \sigma$ CL para ambas hierarquias de massa, estabelecendo indubitavelmente θ_{13} não nulo [70].

1.2.2. Impacto de θ_{13} na matriz de massa

Estamos entrando numa era de precisão em física de neutrinos. A determinação dos parâmetros de oscilação chega ao nível de alguns porcentos [72], e o último a ser medido é a fase de violação de CP, δ_{CP} . É conveniente aqui fazer uma rápida digressão para discutirmos o impacto dos dados atuais na matriz de massa dos neutrinos [114]. De fato, o conhecimento da matriz de massa dos neutrinos é crucial para a construção de modelos que expliquem a estrutura das massas e mistura no setor leptônico.

Vamos considerar neutrinos de Majorana. A matriz de massa dos neutrinos na eq. (1.15) é escrita na base de sabor como

$$m_{\alpha\beta} = \sum_i m_i e^{-i\lambda_i} U_{\alpha i}^* U_{\beta i}^* \quad (1.39)$$

onde $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$, $U_{\alpha i}$ representam as entradas da matriz de mistura na eq. (1.27), m_i é a massa do i -ésimo neutrino e λ_i são as fases de violação de CP de Majorana. Sem perda de generalidade, como discutimos na subseção 1.1.2, podemos definir $\lambda_2 = 0$ em nossa parametrização. Construiremos, de maneira probabilística, a matriz de massa dos neutrinos e analisaremos as correlações entre diversos elementos desta usando os resultados do ajuste global mais recente até o presente momento [72]. Com exceção de $\sin^2\theta_{23}$, assumiremos que os parâmetros de oscilação seguem distribuições gaussianas, cujos valores médios e desvios padrão são dados pelos pontos de melhor ajuste e incertezas (em 1σ) abaixo

$$\begin{aligned} \Delta m_{21}^2 &= (7,50 \pm 0,185) \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \\ \sin^2\theta_{12} &= 0,30 \pm 0,013 \\ \Delta m_{31}^2 &= (+2,47 \pm 0,07) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \text{ (hierarquia normal)} \\ \Delta m_{32}^2 &= (-2,43 \pm 0,07) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \text{ (hierarquia invertida)} \\ \sin^2\theta_{13} &= 0,023 \pm 0,0023. \end{aligned}$$

Como nenhuma fase de violação de CP foi medida até o presente momento, assumimos distribuições planas entre 0 e 2π para todas elas. Quanto a $\sin^2\theta_{23}$, uma vez que sua distribuição é claramente não-gaussiana, utilizaremos a distribuição exata extraída da referência [72]. Para cada $m_{\alpha\beta}$, compomos a função de distribuição de probabilidade (PDF, do inglês *probability distribution function*) com o método de Monte Carlo (para cada parâmetro, geramos números aleatórios de acordo com sua PDF e calculamos todos

os elementos de $m_{\alpha\beta}$), obtendo naturalmente as correlações entre os diversos elementos de m . Visto que não sabemos qual é a hierarquia dos neutrinos, tampouco a escala absoluta de massa, analisaremos cada caso separadamente.

Estamos interessados no impacto da determinação dos parâmetros de oscilação na matriz de massa para os três casos seguintes: hierarquia normal com $m_1 \rightarrow 0$; hierarquia invertida com $m_3 \rightarrow 0$; e esquema semi-degenerado com $m_1 \sim m_2 \sim m_3 \sim 0,1$ eV. Embora o esquema semi-degenerado possa abranger ambas hierarquias, verificamos que a hierarquia tem pouca influência sobre a matriz de massa, pois as massas dos três neutrinos são muito próximas. Apresentaremos nossos resultados para a distribuição exata de s_{23}^2 , bem como separadamente para o primeiro e segundo octantes, realizando um corte súbito em $s_{23}^2 = 0,5$.

Para mostrar a relevância da determinação recente de θ_{13} na matriz de massa, ilustramos, na figura 1.4, as PDFs de $|m_{ee}|$ para hierarquia normal assumindo uma distribuição plana para $\sin^2\theta_{13}$ entre 0 e 0,04 (limite de Chooz [48]) e a situação atual, representadas pelas distribuições “before” (magenta) e “after” (azul). Os dois picos na distribuição “after” são devidos à interferência entre as partes real de $U_{e2}^2 m_2$ e a complexa de $U_{e3}^2 m_3$ (expressões detalhadas encontram-se na ref. [114]), a qual depende do cosseno das fases de CP uniformemente distribuídas. Este termo de interferência depende de θ_{13} , cuja grandeza aumenta a importância relativa deste termo e cuja determinação diminui a largura dos picos. A distância entre picos é proporcional à m_3 .

No caso de $\sin^2\theta_{23}$, mostramos o impacto da precisão atual, com mistura máxima desfavorecida, na figura 1.5 em contraste com a medida de 2011 de MINOS ($\sin^2\theta_{23} = 0,5 \pm 0,1$ [59]), para hierarquias normal (à esquerda) e invertida (à direita). A estrutura assimétrica dos picos se deve ao fato que θ_{12} é grande mas não máximo. Um valor maior para m_3 deslocaria a cauda direita da distribuição para valores maiores de $|m_{\mu\mu}|$, enquanto que a distância entre picos cresce com m_2 .

Veremos *en passant* as correlações entre os elementos da matriz de massa para os três casos, bem como o impacto de uma possível medição de δ_{CP} nessas correlações, que servir-nos-á como estímulo à busca por δ_{CP} .

No caso de hierarquia normal com $m_1 \rightarrow 0$, temos $m_3 \approx 0,05$ eV \gg $m_2 \approx 0,009$ eV e apenas duas fases de violação de CP, δ_{CP} e λ_3 , são relevantes. Devido à simetria $\mu \rightarrow \tau$, $s_{23} \rightarrow c_{23}$ e $c_{23} \rightarrow -s_{23}$, as PDFs para as soluções no primeiro octante de θ_{23} são basicamente idênticas àquelas no segundo octante, se substituirmos $|m_{e\tau}| \leftrightarrow |m_{e\mu}|$ e $|m_{\tau\tau}| \leftrightarrow |m_{\mu\mu}|$.

Na figura 1.6, apresentamos as correlações entre os valores absolutos de alguns elementos

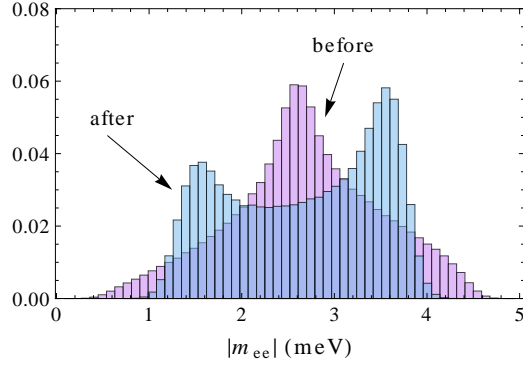


Figura 1.4.: Função de distribuição de probabilidade de $|m_{ee}|$ com $m_1 \rightarrow 0$. As distribuições intituladas “before” e “after” correspondem à situação antes e depois da determinação de $\sin^2\theta_{13}$ pelos experimentos de reator.

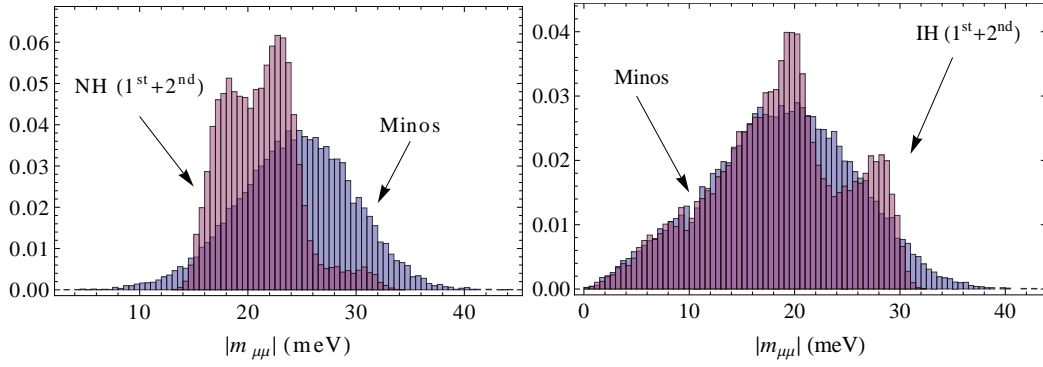


Figura 1.5.: Função de distribuição de probabilidade de $|m_{\mu\mu}|$ para hierarquias normal (à esquerda) e invertida (à direita). As distribuições foram obtidas usando a função χ^2 da referência [72], onde o rótulo “1st+2nd” designa a inclusão dos dois octantes de θ_{23} na PDF. Para efeitos de comparação, mostramos também a distribuição correspondente à medida de MINOS de 2011 [59].

de $m_{\alpha\beta}$. Nessa figura e nas que seguem para os casos invertido, figura 1.7, e degenerado, figura 1.8, em relação ao $\sin^2\theta_{23}$, utilizamos a distribuição χ^2 exata de [72] nas regiões coloridas (sendo azul, verde e vermelho referentes às regiões permitidas em 68,27%, 95,45% e 99,73% CL, respectivamente), enquanto que indicamos pelas linhas tracejadas (pontilhadas) as regiões permitidas em 99,73% para o primeiro (segundo) octante forçando $\sin^2\theta_{23} < 0,5$ ($\sin^2\theta_{23} > 0,5$).

Para hierarquia invertida, $m_3 \rightarrow 0$, temos $m_1 \approx m_2 \approx 0,05$ eV e novamente apenas duas fases de violação de CP são importantes, δ e λ_1 . Mostramos as PDFs bidimensionais para alguns pares de elementos $m_{\alpha\beta}$ na figura 1.7. Em geral, os termos predominantes incluem m_1 e/ou m_2 , os quais possuem tamanhos similares, e suas contribuições envolvem θ_{12} e θ_{23}

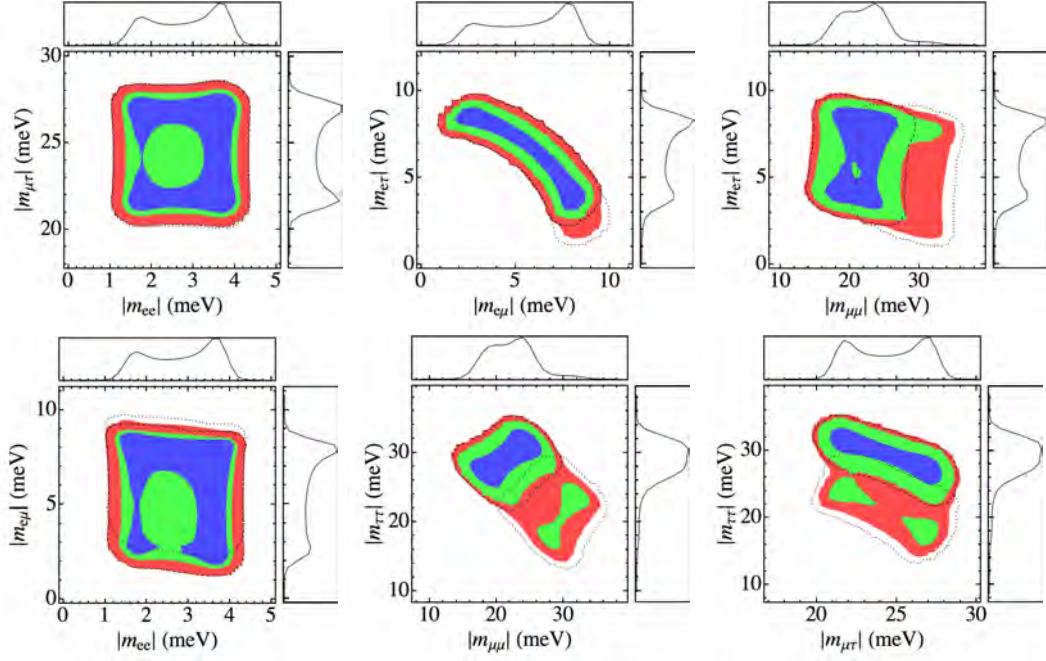


Figura 1.6.: Funções de distribuição de probabilidade para diversos pares de elementos da matriz de massa para hierarquia normal e $m_1 \rightarrow 0$. Painéis superiores: $|m_{ee}| \times |m_{\mu\tau}|$ (à esquerda), $|m_{e\mu}| \times |m_{e\tau}|$ (centro) e $|m_{\mu\mu}| \times |m_{e\tau}|$ (à direita). Painéis inferiores: $|m_{e\mu}| \times |m_{ee}|$ (à esquerda), $|m_{\mu\mu}| \times |m_{\tau\tau}|$ (centro) e $|m_{\mu\tau}| \times |m_{\tau\tau}|$ (à direita). Acima e à direita de cada painel, mostramos a PDF unidimensional do valor absoluto do elemento de matriz correspondente. Usamos azul, verde e vermelho para as regiões permitidas em 68,27%, 95,45% e 99,73% CL, respectivamente, e apresentamos o ajuste restringindo-nos ao primeiro e segundo octante de θ_{23} com linhas tracejadas e pontilhadas, respectivamente.

(que não são máximos), e não são suprimidas por θ_{13} . Há pelo menos três consequências diretas destes fatos. Primeiro, a determinação de $\sin^2\theta_{13}$ pelos experimentos de reator, basicamente não afetou os intervalos permitidos dos elementos da matriz de massa, mas alterou levemente as PDFs. Segundo, a determinação de $\sin^2\theta_{23}$ com uma incerteza de 9% muda os intervalos de $|m_{e\mu}|$, $|m_{e\tau}|$, $|m_{\mu\mu}|$ e $|m_{\tau\tau}|$, enquanto que as formas das PDFs permanecem basicamente as mesmas, exceto para os casos $|m_{\mu\mu}|$ e $|m_{\tau\tau}|$. Finalmente, comparado ao caso anterior, os elementos da matriz de massa possuem correlações razoavelmente mais fortes.

Três massas da mesma ordem configuram o caso semi-degenerado. Para sermos concretos, tomemos $m_1 \sim m_2 \sim m_3 \sim 0,1$ eV. Como mencionamos antes, o impacto da hierarquia é pequeno e, portanto, adotaremos $m_1 < m_2 < m_3$. Uma vez que as três massas são comparáveis, todas elas são importantes, e consequentemente todas as fases de CP também o são. Na figura 1.8 mostramos as correlações entre diversos

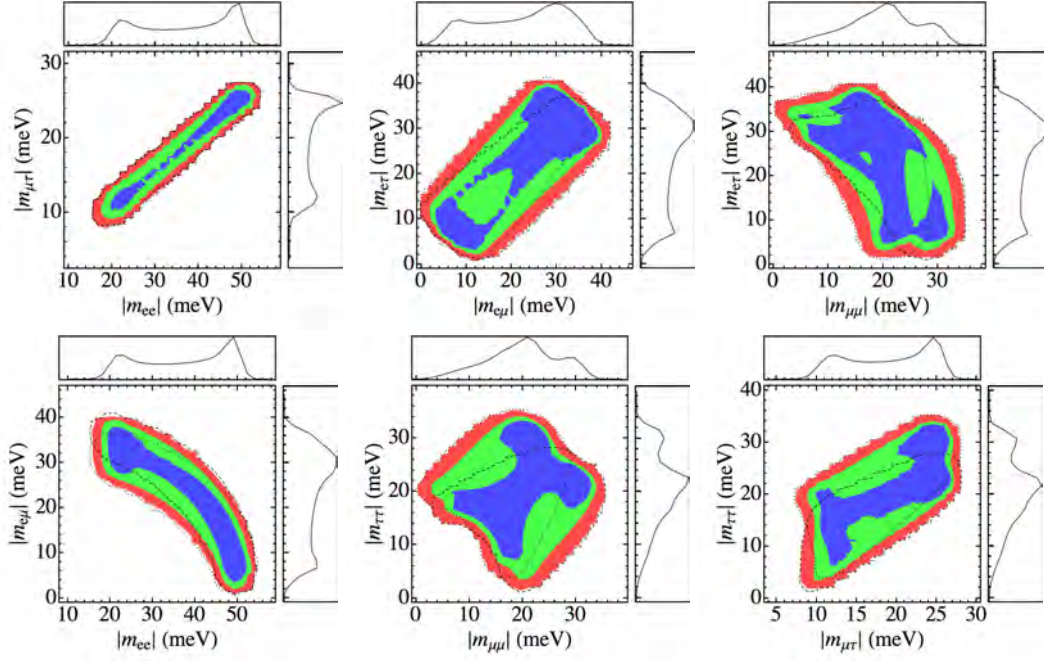


Figura 1.7.: Similar à figura 1.6 mas para $m_3 \rightarrow 0$.

valores absolutos dos elementos de $m_{\alpha\beta}$. Vemos que as correlações, nesse caso, são ora parecidas com aquelas do caso hierárquico normal, ora com aquelas do caso invertido. Por exemplo, as PDFs para $|m_{ee}| \times |m_{e\mu}|$, $|m_{\mu\mu}| \times |m_{\tau\tau}|$, $|m_{\mu\mu}| \times |m_{e\tau}|$ e $|m_{e\mu}| \times |m_{e\tau}|$, são correlacionadas como na hierarquia invertida, enquanto que $|m_{\mu\tau}| \times |m_{\tau\tau}|$ e $|m_{ee}| \times |m_{\mu\tau}|$ são mais similares à hierarquia normal.

Um conjunto completo das correlações entre todos os elementos da matriz de massa para os dois casos hierárquicos e o caso semi-degenerado encontra-se na ref. [114]. As regiões permitidas em 95,45% CL para cada elemento da matriz de massa encontram-se na tabela 1.1.

Elemento	em meV		
	$m_1 \rightarrow 0$	$m_3 \rightarrow 0$	$m_1 = 0,1 \text{ eV}$
$ m_{ee} $	1,3 – 4,1	19 – 52	39 – 108
$ m_{e\mu} $	1,9 – 8,4	4,4 – 37	11 – 88
$ m_{e\tau} $	3,0 – 8,9	4,7 – 37	11 – 78
$ m_{\mu\mu} $	15 – 29	6,2 – 31	17 – 113
$ m_{\mu\tau} $	21 – 28	9,9 – 26	21 – 111
$ m_{\tau\tau} $	22 – 34	7,1 – 32	31 – 113

Tabela 1.1.: Regiões permitidas de $|m_{\alpha\beta}|$ em 95,45 % CL para os casos hierárquicos e semi-degenerado com $m_0 = 0,1 \text{ eV}$.

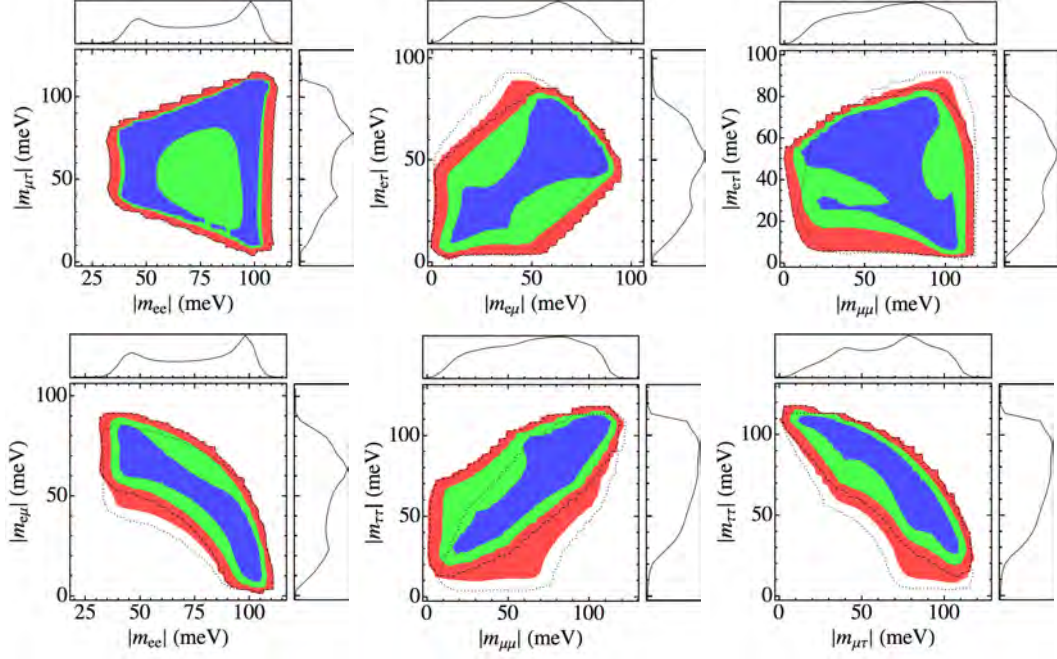


Figura 1.8.: Similar à figura 1.6 mas para $m_1 = 0,1$ eV.

Para estimarmos o impacto de medições futuras dos parâmetros de mistura no nosso conhecimento da matriz de massa, analisamos o efeito de reduzir a incerteza em cada parâmetro individualmente enquanto mantemos os outros parâmetros com suas incertezas presentes. Assumimos que as seguintes precisões poderão ser alcançadas por experimentos desta ou da próxima geração, em 68% CL. O ângulo atmosférico poderá ser medido por experimentos de acelerador como T2K (ou NO ν A), utilizando o desaparecimento de ν_μ , com precisão de $\delta(\sin^2 2\theta_{23}) \approx 0,01$ [115]. Os parâmetros solares e a diferença quadrada de massa atmosférica poderiam ser medidos por experimentos de reator de média distância (~ 50 km), caso venham a existir, com incertezas $\delta(\Delta m_{31}^2) \approx 7 \times 10^{-6} \text{ eV}^2$, $\delta(\Delta m_{21}^2) \approx 3 \times 10^{-7} \text{ eV}^2$ e $\delta(\sin^2 \theta_{12}) \approx 0,004$. O atual erro sistemático de Daya Bay [53] nos diz que, em princípio, poderíamos medir θ_{13} com precisão $\delta(\sin^2 \theta_{13}) \approx 0,0013$.

As modificações de tais medições aprimoradas são exibidas na figura 1.9, a menos do melhoramento em Δm_{21}^2 que não apresenta nenhum impacto sobre as PDFs. Em geral, observamos que uma melhora nesses parâmetros não altera, de forma significativa, as PDFs dos elementos de m (a não ser a determinação do octante de θ_{23}). Por outro lado, poderíamos almejar uma medida de δ_{CP} por experimentos da próxima geração, como estudado na ref. [116], precisa o suficiente para que a incerteza nesse parâmetro fosse de $\sim 10^\circ$. Tal medição, como podemos ver nas figuras 1.10 e 1.11 para diversos valores de

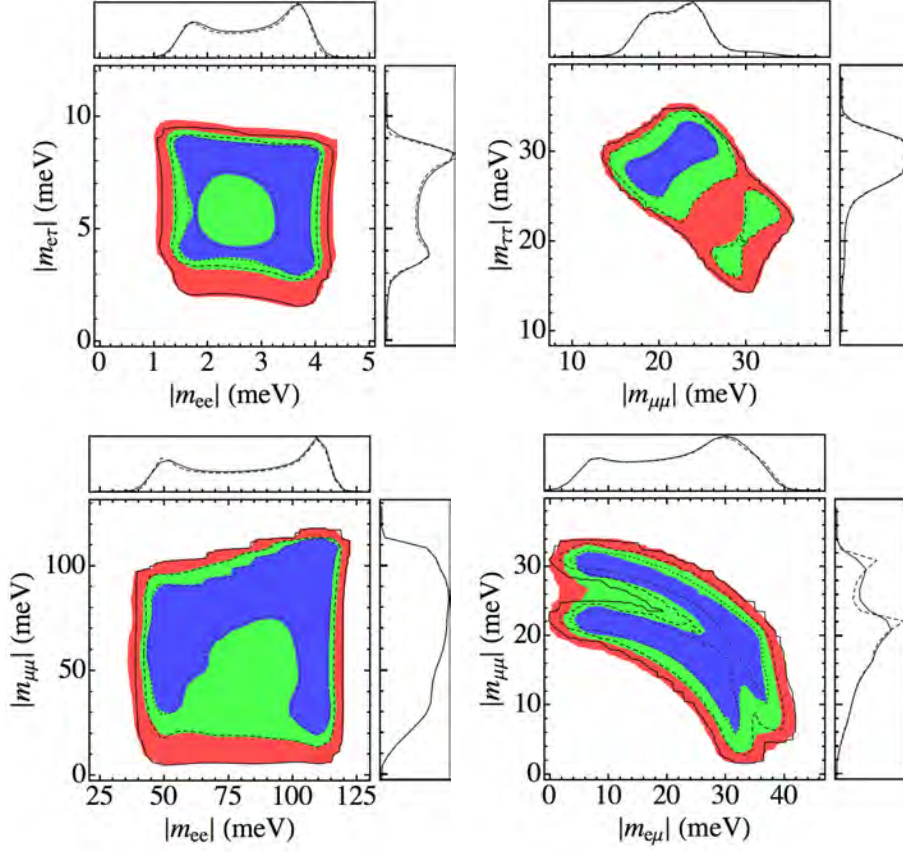


Figura 1.9.: Funções de distribuição de probabilidade dos elementos da matriz de massa para incertezas reduzidas nos parâmetros de oscilação. Painéis superiores: $|m_{ee}| \times |m_{e\tau}|$, hierarquia normal, $\delta(\sin^2\theta_{13})$ reduzida (à esquerda); e $|m_{\mu\mu}| \times |m_{\tau\tau}|$, hierarquia normal, $\delta(\Delta m_{31}^2)$ reduzida (à direita). Painéis inferiores: $|m_{ee}| \times |m_{\mu\mu}|$, caso semi-degenerado, $\delta(\sin^2\theta_{12})$ reduzida (à esquerda); e $|m_{e\mu}| \times |m_{\mu\mu}|$, hierarquia invertida, $\delta(\sin^2\theta_{23})$ reduzida (à direita). As regiões coloridas correspondem às incertezas vigente, enquanto que as linhas escuras são obtidas ao reduzir a incerteza de um dos parâmetros de oscilação (ver texto para detalhes).

entrada de δ_{CP} e esquemas de massa, teria um papel fundamental na determinação das correlações dos elementos da matriz de massa, principalmente nos casos hierárquicos.

Para hierarquia normal, por exemplo, as correlações entre $|m_{ee}|$ e todos os outros elementos seriam mais precisas. O motivo é que, nesse caso, o termo de fase de maior peso vem acompanhado por $\cos[2(\delta + \lambda_3)]$. Tão importante quanto seria a medida de δ_{CP} para as correlações no caso invertido, especialmente para as PDFs envolvendo $|m_{\tau\tau}|$ e $|m_{\mu\mu}|$, uma vez que os coeficientes dominantes são proporcionais ao $\cos(2\lambda_1)$, $\cos(\delta \pm 2\lambda_1)$ e $\cos \delta$. No caso semi-degenerado, diferentemente dos anteriores, ambas fases de Majorana são importantes, pois as massas são todas da mesma ordem. Isso dilui a importância

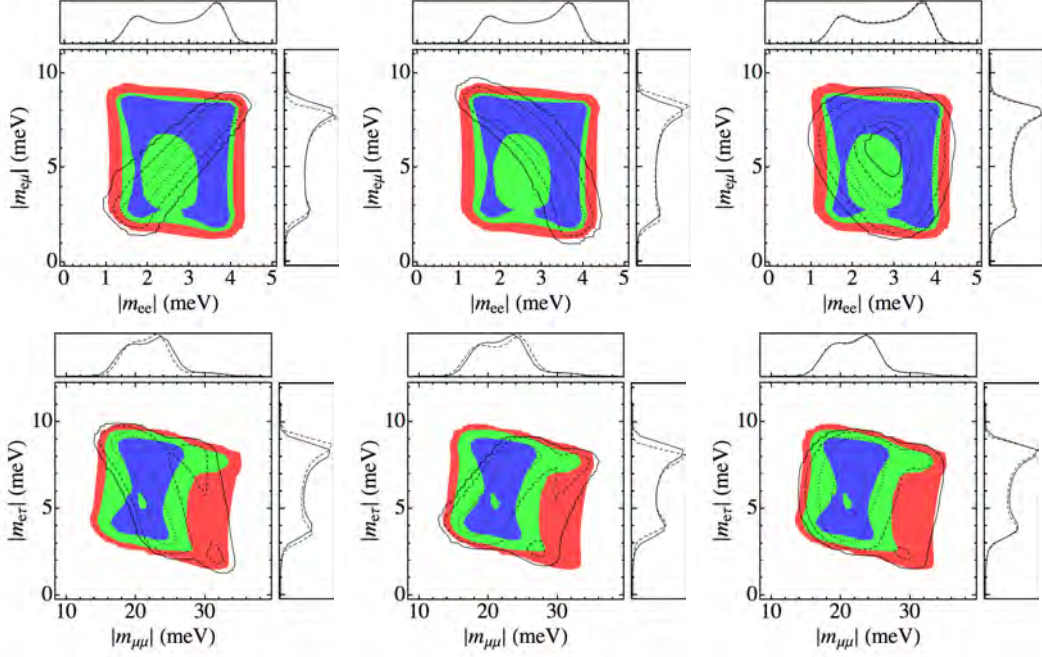


Figura 1.10.: Funções de distribuição de probabilidade de $|m_{ee}| \times |m_{e\mu}|$ (painéis superiores) e $|m_{\mu\mu}| \times |m_{e\tau}|$ (painéis inferiores) para hierarquia normal com incerteza em δ_{CP} reduzida à 10° , assumindo $\delta = 0^\circ, 180^\circ$ e 270° da esquerda para a direita.

relativa da fase de Dirac e, conseqüentemente, diminui o impacto da determinação de δ_{CP} nas PDFs dos elementos de m .

Concluimos que, do ponto de vista da construção de modelos de massas e mistura do setor leptônico, a determinação da fase de violação de CP de Dirac é um elemento fundamental. Prosseguiremos então com o estabelecimento do paradigma de três neutrinos com a busca por δ_{CP} .

1.3. Estratégias futuras: em busca de δ_{CP}

Sob a ótica da física de oscilação, há apenas um parâmetro relevante que ainda nos é desconhecido: a fase de violação de CP de Dirac. Este é o último parâmetro a ser descoberto da matriz de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata. Além do impacto sobre a matriz de massa dos neutrinos, se associado à natureza de Majorana dos neutrinos, esta fase pode nos revelar o mistério da assimetria bariônica do universo através da leptogênese [117], tornando forçosa sua medição.

Apesar de todo o progresso obtido até o momento na física de oscilação de neutrinos,

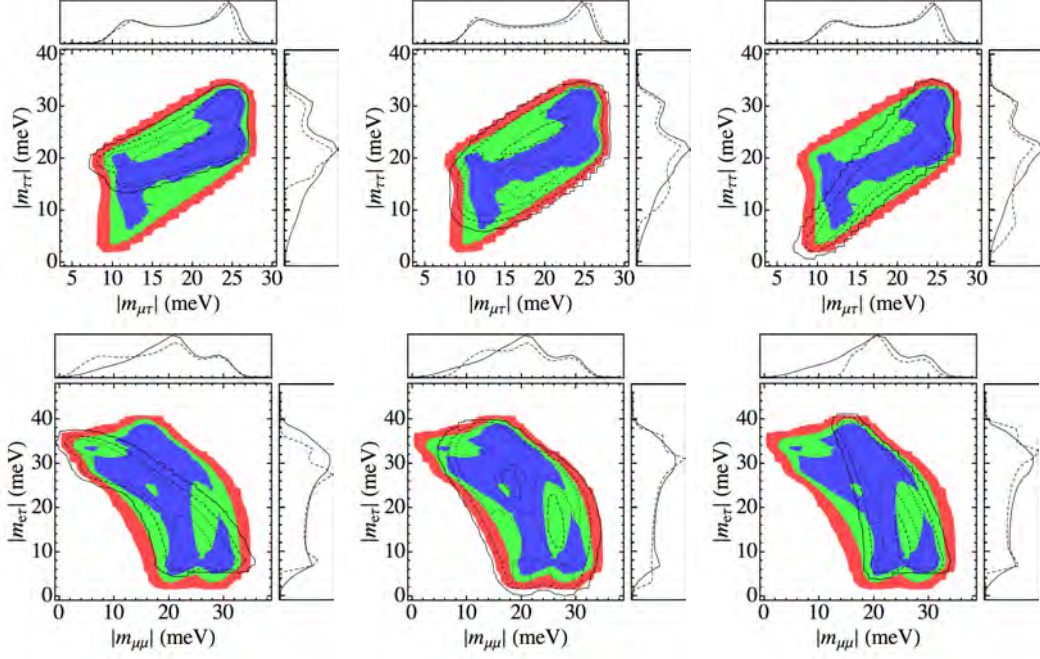


Figura 1.11.: Funções de distribuição de probabilidade de $|m_{\mu\tau}| \times |m_{\tau\tau}|$ (painéis superiores) e $|m_{e\mu}| \times |m_{e\tau}|$ (painéis inferiores) para hierarquia invertida com incerteza em δ_{CP} reduzida à 10° , assumindo $\delta = 0^\circ, 90^\circ$ e 180° da esquerda para a direita.

uma medição significativa de δ_{CP} não carece de dificuldades. Convém lembrarmos que a violação de CP é possível apenas para mistura entre *três ou mais* neutrinos. Assim, no paradigma padrão, a exiguidade de θ_{13} reduz o impacto de δ_{CP} . Comparando o primeiro com o terceiro e quarto termos da probabilidade de oscilação de aparecimento, eq. (1.38), que não é grande, vemos que a violação de CP não passa de um efeito secundário.

Com efeito, os experimentos de acelerador desta geração, T2K e NO ν A, não foram concebidos para descobrir δ_{CP} [60, 118]. Os supostos experimentos responsáveis por esta tarefa, seriam, por exemplo, T2HK [119] ou LBNE [120]. A questão é que a construção desses experimentos levaria, talvez, cerca de uma década. Em vista do longo tempo de espera, questionamo-nos qual o papel de T2K e NO ν A na determinação dessa fase. Em resumo, perguntamo-nos: “*O que pode ser feito, nos próximos 10 anos, para a fase de violação de CP?*” Ou melhor, podemos aspirar a responder a questão mais geral: “*Como um experimento que não é capaz de medir definitivamente δ_{CP} pode contribuir com a busca desta fase?*”

As formas comumente usadas para quantificar a sensibilidade de um experimento à fase de CP introduzidas na literatura são as seguintes:

1. Apresentar a região permitida no plano $\delta_{\text{CP}} \times \sin^2\theta_{13}$ ou $\delta_{\text{CP}} \times \sin^2\theta_{23}$ para um determinado conjunto de parâmetros de entrada;
2. Calcular, em função de $\sin^2\theta_{13}$, quais valores de δ_{CP} podem ser distinguidos de $\delta_{\text{CP}} = 0, \pi$, ou seja, para qual fração de δ_{CP} é possível estabelecer violação de CP. Em geral, essa forma é referida como *fração de violação de CP*;
3. Aferir com qual precisão se pode determinar δ_{CP} , apresentando, por exemplo, a incerteza em 1σ em função do δ_{CP} de entrada, ou até mostrar a fração dos valores de δ_{CP} para a qual é possível determinar a incerteza com uma certa precisão.

Apesar de cada um destes métodos possuir vantagens e desvantagens, nenhum deles é adequado para nosso propósito. O primeiro é, sem dúvida, o de mais simples interpretação, pois dados os parâmetros de entrada, vemos claramente o potencial do experimento. Por outro lado, também é o método mais “local”, contemplando apenas um ponto específico no espaço de parâmetros. O segundo, em contrapartida, possui caráter global ao analisar para qual região do espaço de parâmetros é possível firmar violação de CP. O inconveniente é que, ao estabelecer o viés dessa violação de CP, ou melhor, a comparação com $\delta_{\text{CP}} = 0$ ou π , embora o tal método informe-nos da sensibilidade para violação de CP, ele não esclarece qual o potencial geral da medida de δ_{CP} , se é possível excluir, por exemplo, $\delta_{\text{CP}} = \pm\pi/2$. Particularmente, nos experimentos que estamos interessados, dependendo da hierarquia, o efeito da fase na probabilidade de oscilação é maior para esses valores. O último método sana esse problema, mas ao se focar na incerteza da medida, torna-se adequado apenas se o χ^2 for localmente gaussiano. Para T2K e NO ν A, a medida de δ_{CP} é afligida pela baixa estatística, além das várias degenerescências envolvendo a hierarquia, o octante e a fase de CP, promovendo portanto o caráter não-gaussiano do χ^2 , e assim inviabilizando também o uso do último método para estimarmos o papel desses experimentos na era da violação de CP no setor leptônico.

Tendo em vista a impropriedade do emprego em T2K e NO ν A das formas usuais discutidas, utilizaremos aqui uma maneira simples e adequada de quantificar a sensibilidade à fase de CP desses experimentos, a *fração de exclusão de CP* [121, 122]. O método fundamenta-se em calcular, para cada valor de entrada de $\sin^2\theta_{23}^{\text{in}}$ e $\delta_{\text{CP}}^{\text{in}}$, a fração dos valores de δ_{CP} que podem ser excluídos num dado nível de confiança, assumindo um hierarquia fixa ou as marginalizando. Apesar dos experimentos em questão não serem capazes de medir definitivamente a fase de CP, dependendo da estratégia adotada, seria possível desfavorecer regiões no espaço de parâmetros, guiando portanto os planos dos experimentos futuros. Como ainda não temos nenhuma informação robusta sobre δ_{CP} ,

devemos analisar qual a melhor estratégia possível nesse âmbito. Num certo sentido, a *fração de exclusão de CP* é complementar à *fração de violação de CP*.

Para realizarmos o estudo sobre a fase de CP num futuro próximo, precisamos primeiro definir qual procedimento devemos escolher para a combinação dos experimentos. Uma possibilidade seria um ajuste global de todos os dados disponíveis, de modo que combinaríamos todas as pequenas contribuições à medida, aumentando a precisão desta. Ora, devido às limitações computacionais e à falta de informação, nenhuma simulação, especialmente se *feita por alguém de fora das colaborações experimentais*, é completamente fiel ao resultado oficial na qual se baseia, e por isso devemos esperar a manifestação de pequenos efeitos artificiais. Por outro lado, em experimentos não dedicados à medir δ_{CP} , pelo menos de forma primitiva, o impacto dessa fase é muito pequeno. Consequentemente, a combinação de diversas simulações cujas contribuições à determinação de δ_{CP} são subdominantes é posta, no mínimo, em xeque. Concretamente, como exemplo, vemos que o resultado de Super-Kamiokande em neutrinos atmosféricos prefere θ_{23} no segundo octante [69], mas os ajustes globais não seguem essa preferência [111, 112]. Baseado nisso, escolhemos a abordagem mais conservadora de combinar apenas os experimentos de maior sensibilidade à fase de CP: T2K e NO ν A. Utilizaremos a nossa nova medida de fração de exclusão de CP para estudar diversas questões:

- O impacto do modo de antineutrinos em T2K;
- A melhor estratégia experimental, ou seja, a melhor forma de dividir o tempo de funcionamento em cada modo;
- A comparação das sensibilidades de T2K e NO ν A; e
- A sinergia entre os dois experimentos.

1.3.1. Discussão qualitativa

Para melhor entendermos os resultados a seguir, apresentaremos primeiramente uma discussão qualitativa sobre a determinação de δ_{CP} utilizando os gráficos paramétricos de bi-probabilidade, nos quais mostramos simultaneamente $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ e $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ para $-\pi \leq \delta_{CP} \leq \pi$, com todos os outros parâmetros de oscilação fixos. Mostramos tais gráficos na figura 1.12 para T2K com $L = 295$ km e $E = 0,6$ GeV (à esquerda) e NO ν A com $L = 810$ km e $E = 2,0$ GeV (à direita), para ambas hierarquias e $\sin^2\theta_{23} = 0,4, 0,5$ e $0,6$. Para dar uma ideia rudimentar do potencial dos experimentos, fazemos um esboço das incertezas utilizando apenas o erro estatístico para uma exposição de $3 + 3$

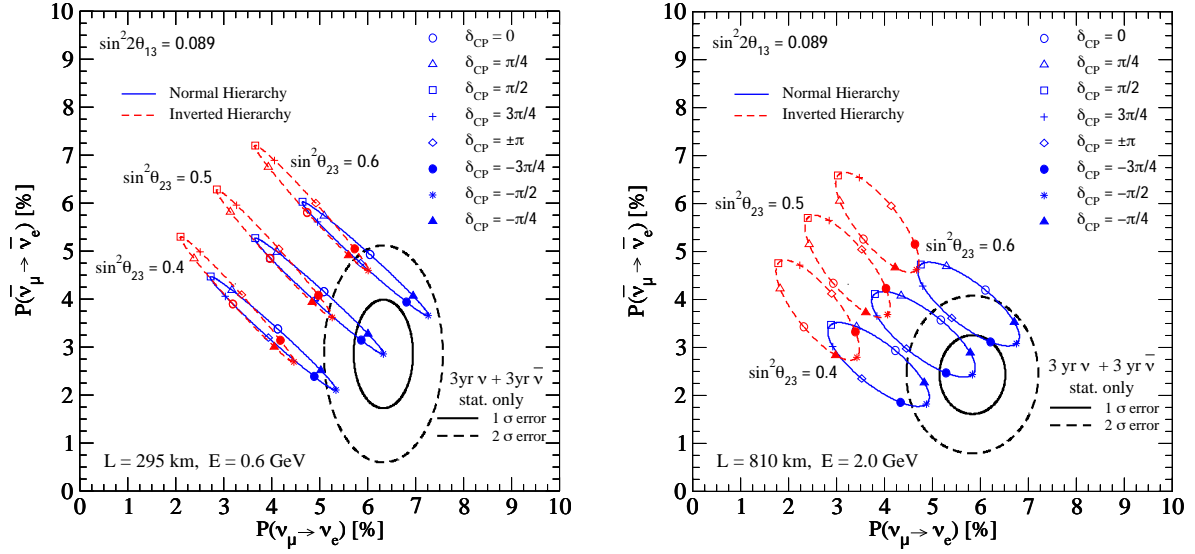


Figura 1.12.: Gráficos de bi-probabilidades para T2K ($L = 295$ km e $E = 0,6$ GeV, à esquerda) e NO ν A ($L = 810$ km e $E = 2,0$ GeV, à direita), para ambas hierarquias e $\sin^2\theta_{23} = 0,4, 0,5$ e $0,6$. Esboçamos as incertezas de T2K e NO ν A pelas linhas pretas sólidas (1σ) e tracejadas (2σ), onde levamos em conta apenas os erros estatísticos para uma exposição de 3 + 3 anos (neutrinos + antineutrinos) para hierarquia normal, $\delta_{CP} = -\pi/2$ e $\sin^2\theta_{23} = 0,5$.

anos (neutrinos + antineutrinos) para hierarquia normal, $\delta_{CP} = -\pi/2$ e $\sin^2\theta_{23} = 0,5$. Naturalmente, a análise dos erros é mais complexa, envolvendo o espectro de energia, os ruídos e os erros sistemáticos, mas esse tratamento simplificado servirá para nossa discussão qualitativa.

Analisando a figura 1.12, vemos duas diferenças importantes entre os dois experimentos, a forma das elipses e a separação das mesmas para hierarquias diferentes. A diferença entre os tamanhos dos eixos principal e secundário é mais proeminente em T2K, pois o pico do espectro de energia está mais próximo do máximo de oscilação. Por outro lado, em NO ν A o efeito de matéria é mais importante, pois a distância percorrida pelo neutrino é maior, o que aumenta a separação entre as elipses de hierarquias diferentes. Logo, para estatísticas similares, podemos esperar uma maior sensibilidade de T2K à fase δ_{CP} , enquanto NO ν A deve ter uma participação mais decisiva na determinação da hierarquia. Nesse sentido, esses dois experimentos são complementares.

Podemos entender a importância da inclusão do modo de antineutrino na estratégia para medir δ_{CP} analisando os gráficos de bi-probabilidade e idealizando uma situação hipotética. Suponha que $\sin^2 2\theta_{23} = 0,96$, ou seja, $\sin^2\theta_{23} = 0,4$ ou $0,6$, e que T2K (painel

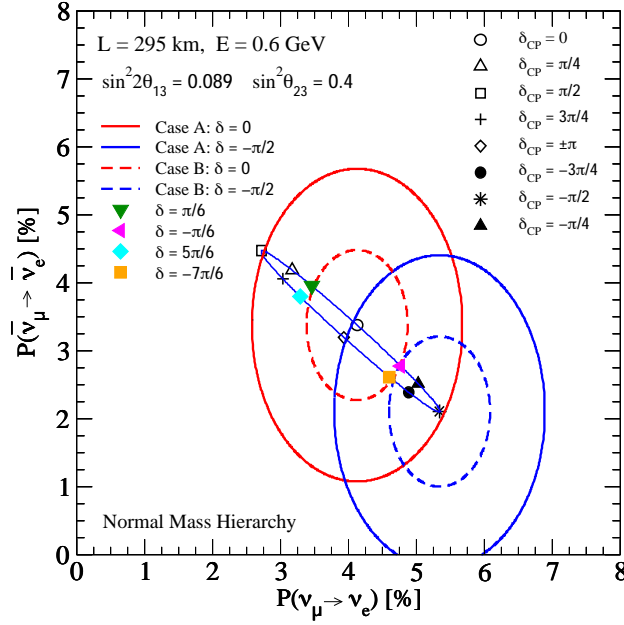


Figura 1.13.: Gráficos de bi-probabilidade de T2K para $\sin^2 \theta_{23} = 0,4$ e hierarquia de entrada normal. As elipses de erro centradas em $\delta_{CP} = 0$ e $-\pi/2$ explicam o impacto do aumento da estatística na fração de exclusão de CP.

à esquerda da figura 1.12), por exemplo, observe apenas a probabilidade de aparecimento $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = 5\%$ no modo de neutrinos. Dessa forma, não seria possível distinguir entre $\sin^2 \theta_{23} = 0,4$ com $-3\pi/4 \lesssim \delta_{CP} \lesssim -\pi/4$ e $\sin^2 \theta_{23} = 0,6$ com $\pi/4 \lesssim \delta_{CP} \lesssim 3\pi/4$.

Poderíamos quebrar a degenerescência ao medirmos a probabilidade de aparecimento no modo de antineutrino, pois no primeiro caso $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \sim 2\%$ em contraposição a 6% no segundo caso. Essa quebra seria traduzida num melhor vínculo sobre a fase, demonstrando o importante papel da medida no modo de antineutrinos. O mesmo raciocínio é válido para $\text{NO}\nu\text{A}$, uma vez que as elipses são qualitativamente similares.

Ainda de acordo com a figura 1.12, podemos ver que, mesmo conhecendo a hierarquia de massas e combinando os dois experimentos, não há possibilidade de estabelecer violação de CP em 3σ em $3 + 3$ (modos neutrino + antineutrino) anos. Entretanto, dependendo do valor de δ_{CP} , é possível excluir certos valores dessa fase num certo nível de confiança. Assim, nossa proposta fração de exclusão de CP será usada para estimar a sensibilidade desses experimentos à δ_{CP} .

A inferência de quais valores de δ_{CP} permitem uma maior ou menor fração de exclusão de CP é algo sutil. Mostramos na figura 1.13 o gráfico de bi-probabilidade para hierarquia normal e $\sin^2 \theta_{23} = 0,4$. Se o valor real de δ_{CP} for zero e o erro estatístico suficientemente

grande, a elipse de erro cobre todo o intervalo de δ_{CP} , como a curva vermelha da figura 1.13, e nenhuma exclusão é possível. Em contraste, como mostra a elipse azul sólida, se $\delta_{\text{CP}} = \pm\pi/2$, seria possível excluir, grosso modo, metade dos valores da fase. Logo, para baixa estatística, $\delta_{\text{CP}} = \pm\pi/2$ seriam os valores mais favoráveis para a sensibilidade à fase, ao contrário da pior situação com $\delta_{\text{CP}} = 0$.

A situação mudaria apreciavelmente se a estatística fosse maior. Comparando os casos $\delta_{\text{CP}} = 0$ e $\delta_{\text{CP}} = \pm\pi/2$ com maior estatística (curvas vermelha tracejada e azul tracejada, respectivamente), vemos que as frações de exclusão se tornam similares $\sim 2/3$. Ao encolhermos ainda mais os erros, o caso $\delta_{\text{CP}} = 0$ passa a ser até mais promissor, nos termos aqui discutidos, que $\delta_{\text{CP}} = \pm\pi/2$. Concluindo, os valores mais ou menos favoráveis de δ_{CP} dependem da estatística acumulada pelos experimentos.

1.3.2. Sensibilidade à fase de CP

Discutiremos aqui os resultados quantitativos para a fração de exclusão de CP decorrentes das nossas simulação de T2K e NO ν A. Em relação à T2K, simulamos os canais de aparecimento $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ e incluímos o impacto das medidas de desaparecimento adicionando ao χ^2 um *prior* em θ_{23} , onde assumimos uma conservadora sensibilidade final de $\delta(\sin^2\theta_{23}) = 0,02$ em 68% CL [115]. Os detalhes encontram-se no apêndice B.1. Para NO ν A, usamos a simulação disponível do GLoBES [123, 124], considerando tanto os canais de aparecimento como desaparecimento dos modos de neutrino e antineutrino de acordo com a mais recente configuração experimental almejada [118]. Os fluxos e seções de choque das refs. [125–127]. Consideramos o impacto dos experimentos de reator utilizando um *prior* em θ_{13} , supondo que a sensibilidade final neste parâmetro será dada pelo erro sistemático atual de Daya Bay, $\delta(\sin^2\theta_{13}) = 0,005$ [53]. Finalmente, consideramos as luminosidades nominais de T2K e NO ν A, 10^{21} e 6×10^{20} prótons no alvo (POT, do inglês *protons on target*) por ano, respectivamente. Usaremos a notação de $T_\nu + T_{\bar{\nu}}$ anos para designar um funcionamento de T_ν anos no modo de neutrinos e $T_{\bar{\nu}}$ anos no modo de antineutrinos.

Enfocaremos principalmente o cenário de um total de 10 anos de coleta de dados por experimentos. Como veremos a seguir, um total de 5 anos para T2K, por exemplo, não é suficiente para a obtenção de um resultado expressivo, mesmo assumindo que a hierarquia é conhecida. Desejamos estudar a viabilidade de aumentar a capacidade desses experimentos de vincular a fase de CP. Para tal, utilizaremos sempre a fração de exclusão de CP em 90% CL. Na literatura, quando é forçosa a escolha entre as hierarquias para alguma exposição, prefere-se, muitas vezes, a hierarquia normal à invertida, embora

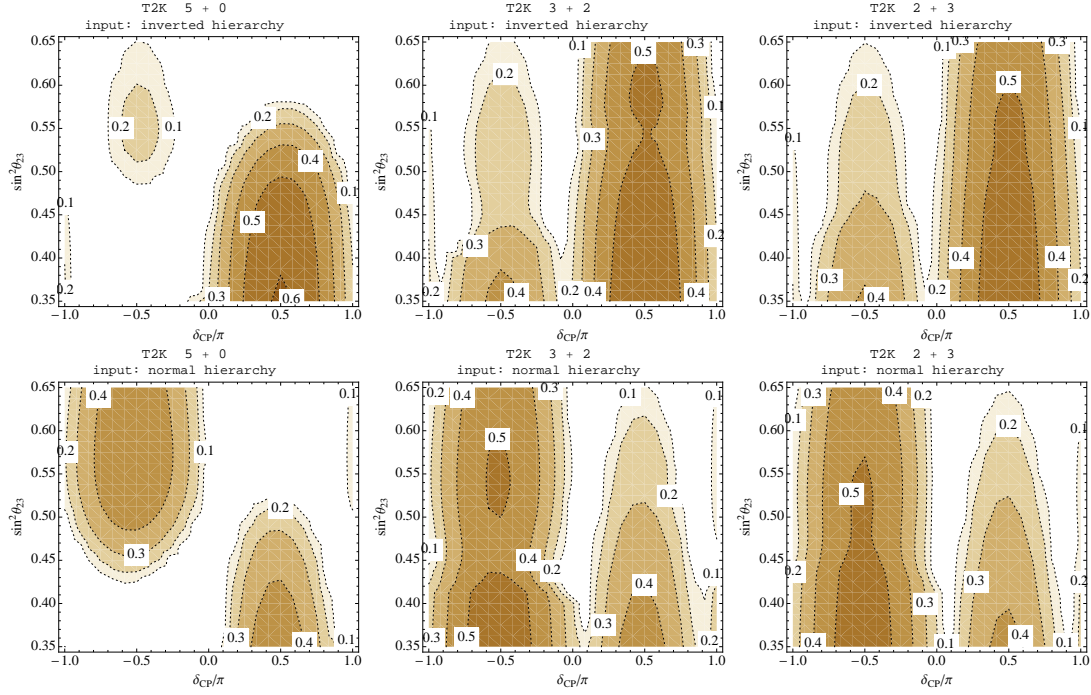


Figura 1.14.: Fração de exclusão de CP em T2K, no plano $\delta_{CP} \times \sin^2\theta_{23}$, em 90% CL. Da esquerda para a direita, mostramos os funcionamentos de 5 + 0, 3 + 2 e 2 + 3 anos ($\nu + \bar{\nu}$). Assumimos hierarquia de entrada invertida e normal para os painéis superiores e inferiores, respectivamente. Ao realizar o ajuste, marginalizamos na hierarquia.

não haja nenhuma razão convincente para fazê-lo. Talvez, com o tempo, isso tenha nos impellido um viés injustificável. Por causa disso, ao deparar-nos com tal escolha, fá-la-emos pelo caso invertido. Nosso tratamento não será igual para T2K e NO ν A, uma vez que a análise de NO ν A pode não ser tão verossímil quanto a de T2K, para a qual podemos usufruir de informações do experimento em operação.

T2K: 5 anos

Na figura 1.14, mostramos as curvas de nível de fração de exclusão de CP, no plano de parâmetros de entrada $\delta_{CP} \times \sin^2\theta_{23}$, para um tempo total de funcionamento de 5 anos de T2K, ou seja, 5×10^{21} POT. Da esquerda para a direita, expomos as configurações 5 + 0, 3 + 2 e 2 + 3 anos. Estratégias intermediárias, como 4 + 1 ou 2,5 + 2,5 anos, podem ser interpoladas mentalmente. Mostramos as hierarquias de entrada invertida e normal nos painéis superiores e inferiores da figura 1.14, respectivamente. É razoável que, ao término da aquisição de 5×10^{21} POT por T2K, a sensibilidade à hierarquia ainda será pobre e, portanto, mostramos apenas o resultado marginalizado nas hierarquias.

Na figura 1.14, quanto mais escura for a região, maior é a fração de valores de δ_{CP} excluída em 90% CL, ou seja, maior a sensibilidade à fase. Logo, ao compararmos as estratégias, fica evidente o impacto da inclusão do modo de antineutrinos. As características mais notáveis dos diversos funcionamentos são:

- Os desempenhos dos funcionamentos de $3 + 2$ e $2 + 3$ anos são similares;
- Em geral, as regiões de maior sensibilidade à fase de CP encontram-se em torno de $\delta_{\text{CP}} \simeq \pm\pi/2$;
- Na estratégia de $5 + 0$ anos, a sensibilidade restringe-se a, basicamente, duas regiões, uma centrada em $\delta_{\text{CP}} \simeq \pi/2$ e baixos valores de $\sin^2\theta_{23}$, outra em $\delta_{\text{CP}} \simeq -\pi/2$ e altos valores de $\sin^2\theta_{23}$. Ao dividirmos mais equilibradamente o tempo entre os modos, a dependência em $\sin^2\theta_{23}$ é enfraquecida, particularmente em torno de $\delta_{\text{CP}} \simeq \pi/2$ para hierarquia normal e $\delta_{\text{CP}} \simeq -\pi/2$ para hierarquia invertida.

Para compreendermos melhor essas características, vamos, mais uma vez, aos gráficos de bi-probabilidade de T2K na figura 1.12. Vemos que, ao variarmos θ_{23} continuamente, as elipses preenchem, aproximadamente, a forma de um losângulo. Consideraremos, primeiramente, apenas a medição no modo de neutrino. O vértice à direita do losângulo, onde $\sin^2\theta_{23}$ é alto e $\delta_{\text{CP}} \simeq -\pi/2$, é dificilmente confundido com outras regiões de parâmetros. O mesmo acontece para o vértice à esquerda, com $\sin^2\theta_{23}$ baixo e $\delta_{\text{CP}} \simeq +\pi/2$. Em contraste, se os vértices superior e inferior, projetam-se na região central das probabilidades de oscilação de interesse de neutrino, sendo portanto facilmente imitados por outros parâmetros de entrada ao variarmos θ_{23} .

Isso é mais forte na estratégia de $5 + 0$ anos, onde efetivamente o losângulo fictício é projetado na abscissa da figura 1.12. Ao incluirmos o funcionamento no modo de antineutrinos, penetramos a bidimensionalidade do losângulo, quebrando, em parte, a degenerescência. Assumindo a hierarquia invertida como entrada, podemos ver que, nesse caso, toda a lateral superior esquerda, correspondente à $\delta_{\text{CP}} = +\pi/2$, é de mais fácil distinção, bem como o vértice inferior, ou seja, $\sin^2\theta_{23}$ baixo e $\delta_{\text{CP}} = -\pi/2$. No vértice direito, $\sin^2\theta_{23}$ alto e $\delta_{\text{CP}} = -\pi/2$, esperamos dificuldade para vincular δ_{CP} . Todo esse comportamento é corroborado pelo painel superior à direita da figura 1.12.

T2K: 10 anos

Apresentamos agora, na figura 1.15, as curvas de nível de fração de exclusão de CP para um funcionamento total de 10 anos de T2K, ou seja, 10^{22} POT. Da esquerda para

a direita, expomos as configurações $10 + 0$, $7 + 3$ e $5 + 5$ anos. O resultado para $3 + 7$ anos é similar aos dois últimos casos, os quais representam as melhores estratégias nesse contexto. De cima para baixo, mostramos tanto os ajustes marginalizando nas hierarquias (em marrom), quanto separadamente para hierarquia normal (em azul) ou invertida (em magenta), assumindo sempre hierarquia invertida como entrada.

Para hierarquia normal como entrada, as características mais marcantes nos gráficos de fração de exclusão de CP podem ser obtidas, grosseiramente, reparametrizando $\delta_{\text{CP}} \rightarrow \pi - \delta_{\text{CP}}$ na figura 1.15. A validade dessa aproximação reside no pequeno efeito de matéria em T2K. O caso particular de funcionamento de $5 + 5$ anos com hierarquia normal como entrada é mostrado na figura 1.16.

Novamente, a inclusão de tempo de funcionamento no modo antineutrino melhora significativamente a sensibilidade à fase de CP. Comparado ao funcionamento total de 5 anos (figura 1.14), destacamos as seguintes características no caso de 10 anos (figura 1.15):

- Marginalizando nas hierarquias (painéis superiores), as regiões brancas, sem sensibilidade, encolhem apreciavelmente, em particular nos casos de $7 + 3$ e $5 + 5$ anos;
- Nesses dois casos, se nos restringirmos a ajustar apenas a hierarquia correta, ou seja, invertida, é possível excluir 50–70% dos valores de δ_{CP} em praticamente toda a região de interesse (ver painéis inferiores);
- Ainda nesses casos, ao ajustarmos apenas a hierarquia errada, a hierarquia normal, uma alta fração de exclusão, 60–90%, é alcançada para $\delta_{\text{CP}} > 0$, em contraste com valores tão baixos quanto 30% para $\delta_{\text{CP}} < 0$.

Os últimos dois itens podem ser compreendidos se evocarmos a discussão sobre o losângulo fictício do gráfico de bi-probabilidade (figura 1.12). Para hierarquia de entrada invertida, os valores de $\delta_{\text{CP}} > 0$ proporcionam, naturalmente, uma melhor sensibilidade à fase e, portanto, não saber a hierarquia basicamente não afeta a fração de exclusão de CP. Já para $\delta_{\text{CP}} < 0$, o raciocínio é invertido e o impacto da hierarquia é maior para θ_{23} no segundo octante.

Qual o significado de fazer o ajuste com a hierarquia incorreta? Obviamente, se a hierarquia for bem determinada, não há significado algum. Mas estamos interessados no caso diametralmente oposto, onde o ajuste ainda agrega significado profundo. Com o ajuste da hierarquia errada, podemos galgar o caminho para a estratégia da determinação da hierarquia. Aprendemos quais valores de entrada tornam essa tarefa mais simples ou

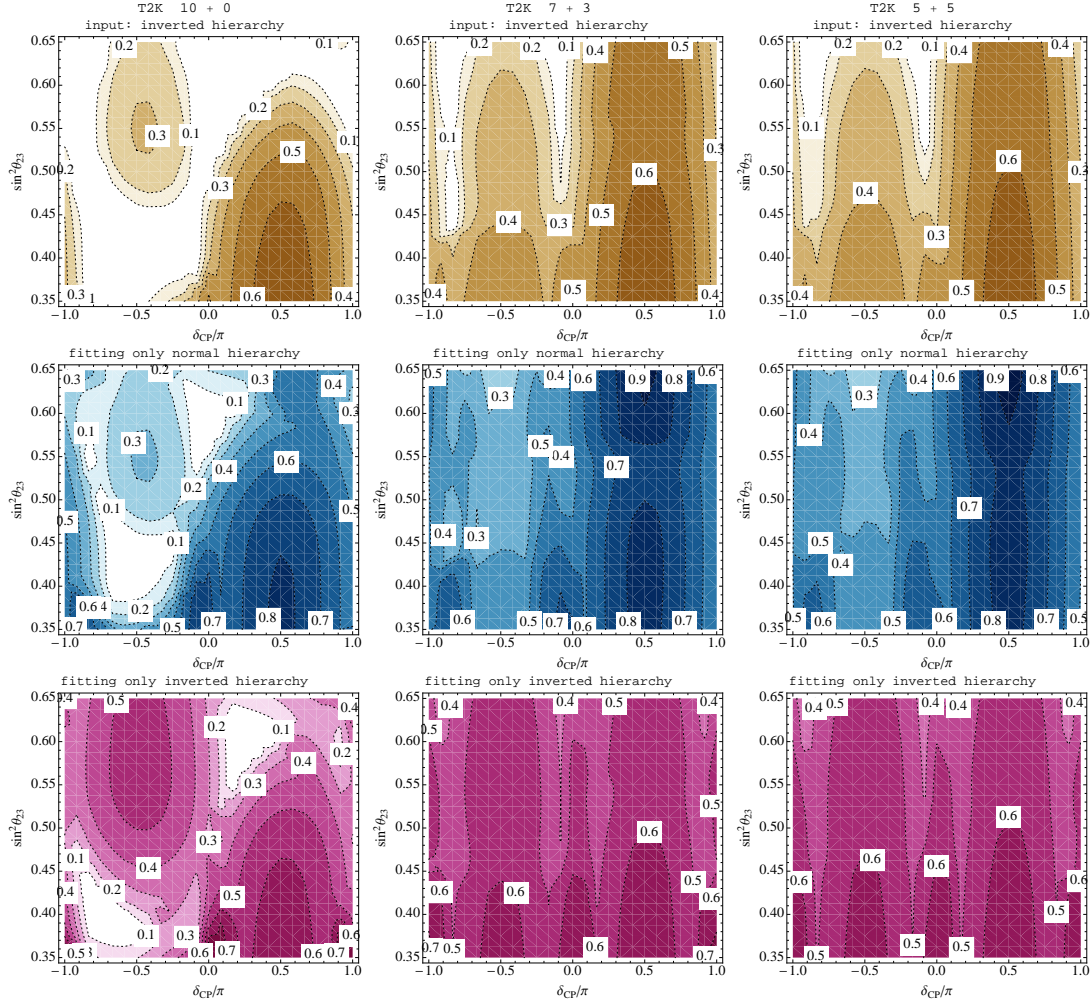


Figura 1.15.: Fração de exclusão de CP em T2K, no plano $\delta_{CP} \times \sin^2\theta_{23}$, em 90% CL. Da esquerda para a direita, mostramos os funcionamentos de 10 + 0, 7 + 3 e 5 + 5 anos ($\nu + \bar{\nu}$), assumindo hierarquia de entrada invertida. Marginalizamos nas hierarquias (painéis superiores), ajustamos apenas hierarquia normal (painéis centrais) ou invertida (painéis inferiores).

mais árdua. Perceberemos, se lembrarmos dessa discussão ao vermos a figura 1.17, que T2K ou NO ν A sozinhos são extremamente inferiores à combinação dos dois experimentos.

NO ν A: 10 anos

Seguindo o padrão, apresentamos, na figura 1.16, as curvas de nível de fração de exclusão de CP para um funcionamento total de 10 anos de NO ν A, ou seja, 6×10^{21} POT. Nas duas primeiras colunas, expomos as configurações de 5 + 5 anos para hierarquias invertida e normal como entrada. Os resultados para 7 + 3 anos, como verificamos, são

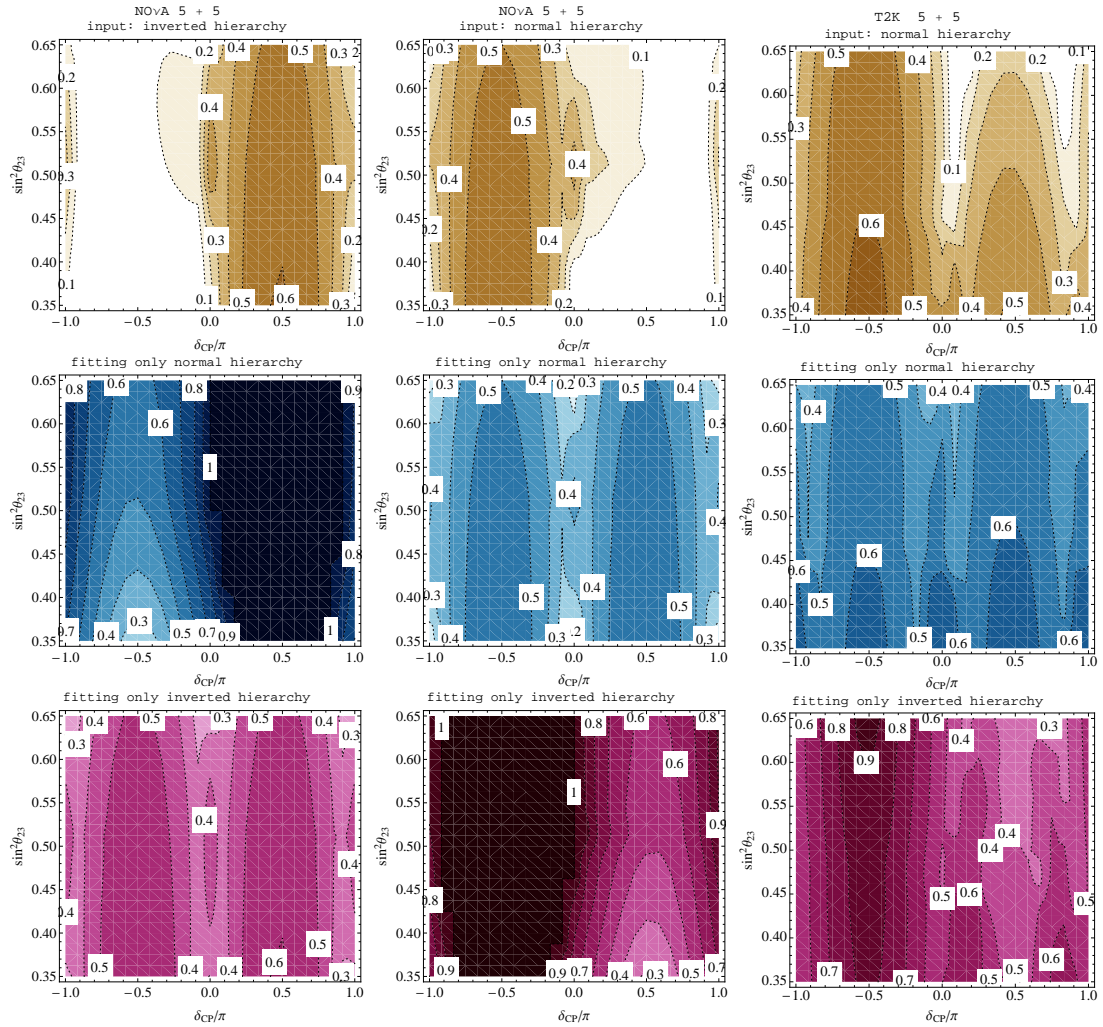


Figura 1.16.: Similar à figura 1.15, mas para os funcionamentos 5 + 5 anos de NO ν A com hierarquia de entrada normal (à esquerda) ou invertida (centro), e 5 + 5 anos de T2K para hierarquia de entrada normal (à direita).

similares. Por motivos de comparação, mostramos T2K 5 + 5 com hierarquia de entrada normal na última coluna (o caso T2K 5 + 5 para hierarquia invertida encontra-se na figura 1.15). Como na figura 1.15, de cima para baixo, mostramos tanto os ajustes marginalizando nas hierarquias (em marrom), quanto separadamente para hierarquia normal (em azul) ou invertida (em magenta), assumindo sempre hierarquia invertida como entrada.

Os aspectos que mais diferenciam NO ν A de T2K, nesse contexto, são:

- A sensibilidade de NO ν A é pior ao marginalizarmos na hierarquia (painéis superiores), perdendo praticamente toda a sensibilidade para $\delta_{CP} < 0$ na hierarquia de

entrada invertida ou para $\delta_{\text{CP}} > 0$ na hierarquia de entrada normal;

- Mesmo assumindo a hierarquia correta, T2K ainda é levemente superior a $\text{NO}\nu\text{A}$, demonstrando frações de exclusão tipicamente entre 50–60%. Por outro lado, ao ajustarmos a hierarquia errada, observamos uma colossal superioridade de $\text{NO}\nu\text{A}$, excluindo praticamente todos os valores de δ_{CP} em meio plano.

A estatística mais baixa é parcialmente responsável pela pior sensibilidade de $\text{NO}\nu\text{A}$ em relação à T2K. Apesar do número de eventos depender dos parâmetros de entrada, em geral, T2K acumula 20–30% mais estatística que $\text{NO}\nu\text{A}$. Além disso, como discutido na seção 1.3.1, como o eixo principal das elipses de $\text{NO}\nu\text{A}$ são menores que os de T2K (ver figura 1.12), distinguir diferentes valores de δ_{CP} é mais difícil para $\text{NO}\nu\text{A}$, mesmo se a estatística fosse igual à de T2K.

Por outro lado, o poder de exclusão de praticamente metade dos valores de δ_{CP} para a hierarquia errada, ou seja, a alta sensibilidade à hierarquia de massa, é devido à maior distância percorrida pelos neutrinos. Assim, a sinergia entre os dois experimentos vêm da maior sensibilidade de T2K à δ_{CP} e de $\text{NO}\nu\text{A}$ à hierarquia.

A sinergia entre T2K e $\text{NO}\nu\text{A}$: 10 anos

O próximo passo lógico é questionarmos qual a sensibilidade à fase de CP pode ser alcançada por T2K e $\text{NO}\nu\text{A}$ combinados e em que medida podemos esperar uma sinergia. Em vista disso, apresentamos, na figura 1.17, as curvas de nível de fração de exclusão de CP, no plano de parâmetros de entrada $\delta_{\text{CP}} \times \sin^2\theta_{23}$, para a combinação de T2K e $\text{NO}\nu\text{A}$, cada qual funcionando por 5 + 5 anos. Nas duas primeiras colunas, expomos os casos de hierarquia de entrada normal e invertida. Para que a sinergia entre os dois experimentos fique clara, mostramos um hipotético funcionamento de T2K por 10 + 10 com hierarquia de entrada normal na última coluna.

O que nos chama a atenção na figura 1.17 são os seguintes fatos:

- A fração de exclusão de CP, nos casos combinados, é de, no mínimo, 60% em toda a região de interesse no plano $\delta_{\text{CP}} \times \sin^2\theta_{23}$. Mais ainda, a hierarquia errada é excluída completamente, em 90% CL, em quase toda a região mostrada;
- Ao compararmos a combinação dos experimentos com T2K funcionando por 20 anos, a sinergia manifesta-se robustamente.

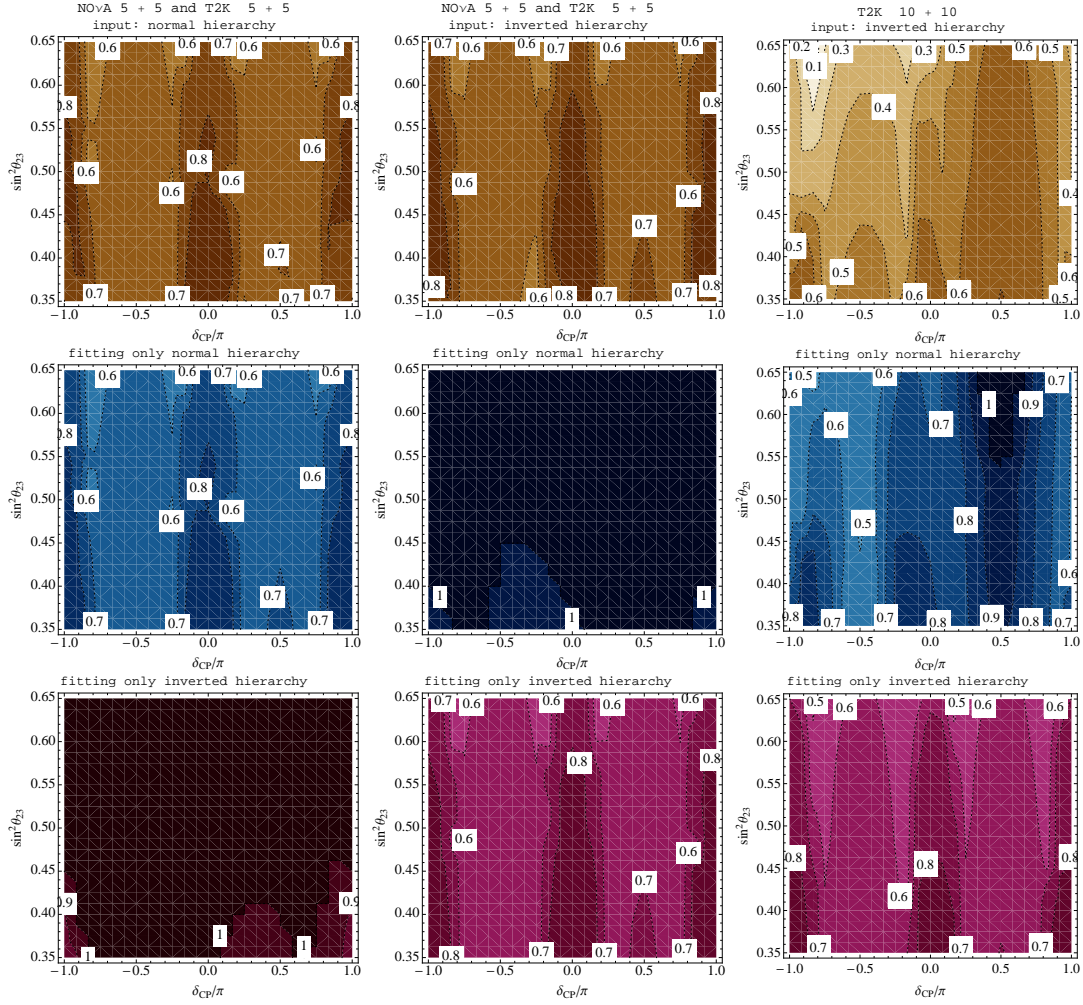


Figura 1.17.: Similar à figura 1.15. Nos painéis à esquerda e centrais, mostramos a combinação de 5+5 anos de NO ν A e 5+5 anos de T2K com hierarquia de entrada invertida e normal, respectivamente. Para efeitos comparativos, apresentamos o funcionamento de 10+10 anos de T2K com hierarquia de entrada invertida nos painéis à direita.

1.3.3. Confrontando a estratégia para δ_{CP} com o octante de θ_{23}

Até agora, abordamos apenas a estratégia para vincular δ_{CP} . De fato, T2K e NO ν A podem empenhar-se em esclarecer algo ainda desconhecido: o octante de θ_{23} (ver, *e.g.* ref. [128]). Questionamo-nos então “Como estão relacionadas as estratégias para δ_{CP} e para o octante de θ_{23} ?”

Antes de respondê-la, comentaremos concisamente o panorama da caso científico de θ_{23} . Devemos ser capazes de medir $\sin^2 2\theta_{23}$ com boa precisão, devido à grande estatística dos canais de desaparecimento $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$. Entretanto, esse canais não têm

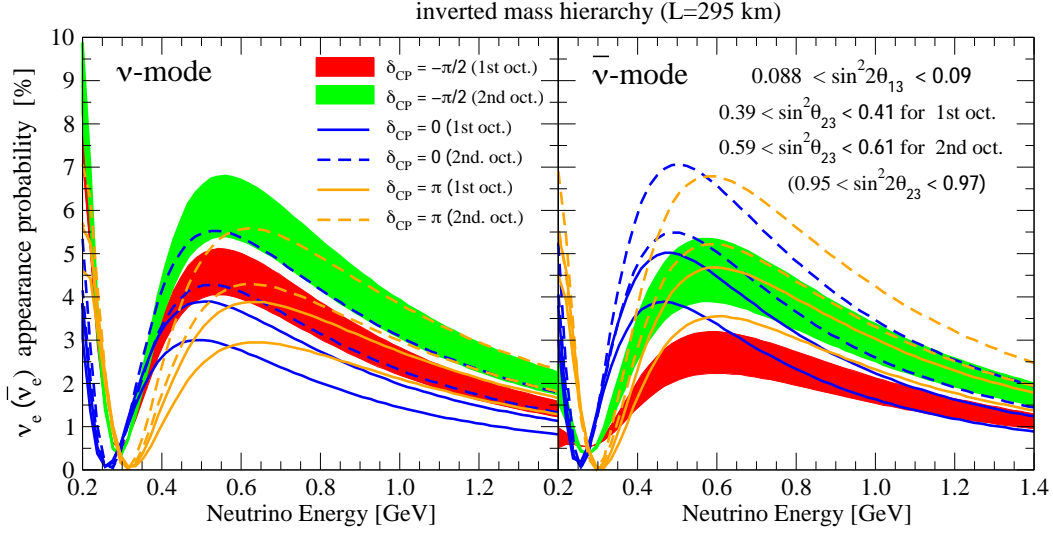


Figura 1.18.: Probabilidades de aparecimento $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ para neutrinos (à esquerda) e $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ para antineutrinos (à direita), em função da energia, para $\delta_{CP} = 0, \pm\pi/2$ e $0,95 < \sin^2 2\theta_{23} < 0,97$ para hierarquia invertida.

sensibilidade ao octante de θ_{23} . Por outro lado, devido à baixa estatística, os canais de aparecimento $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ têm o potencial de quebrar a degenerescência de octante se as determinações de $\sin^2 2\theta_{13}$ e $\sin^2 2\theta_{23}$ forem suficientemente precisas. Para sermos concretos, vamos nos concentrar em T2K. Após 10 anos de funcionamento, esperamos que a incerteza em $\sin^2 2\theta_{23}$ seja dominada por erros sistemáticos e, conseqüentemente, aproximadamente independente da configuração de funcionamento.

Precisamos, portanto, compreender a importância do papel dos canais de aparecimento na estratégia. Se T2K funcionar apenas no modo de neutrinos, a degenerescência de octante torna-se virtualmente insolúvel, pois é confrontada, primordialmente, pela débil informação espectral. Com a incorporação do funcionamento no modo antineutrino, a comparação entre taxas desafia a degenerescência de forma mais robusta [129]. Isso está relacionado com a discussão que apresentamos sobre os gráficos de bi-probabilidade.

Para vermos a falta de impacto da informação espectral, mostramos na figura 1.18 as probabilidades de aparecimento $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ para neutrinos (à esquerda) e $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ para antineutrinos (à direita), em função da energia. Consideramos $0,95 < \sin^2 2\theta_{23} < 0,97$ e diversos valores de δ_{CP} . Focando apenas no modo de neutrinos, vemos que a degenerescência manifesta-se no nível de espectro (compare, por exemplo, a banda vermelha com as linhas azuis tracejadas), mas é claramente quebrada ao incluirmos o modo de antineutrinos.

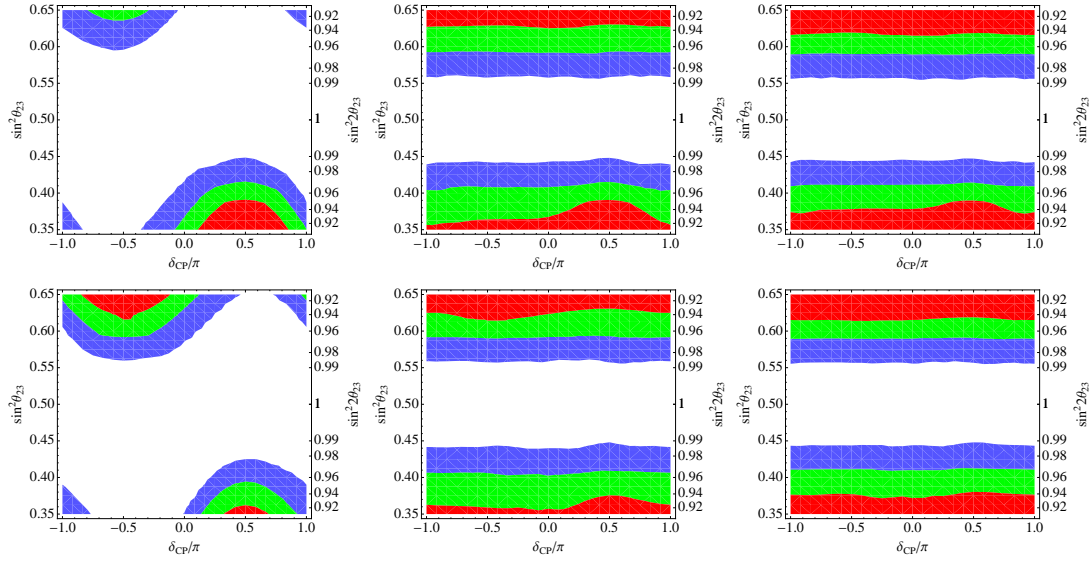


Figura 1.19.: Sensibilidade de T2K ao octante de θ_{23} no plano $\delta_{CP} \times \sin^2\theta_{23}$ para os funcionamentos de 10 + 0, 7 + 3 e 5 + 5 anos, da esquerda para a direita. Nos painéis superiores e inferiores assumimos hierarquia de entrada invertida e normal, respectivamente.

Responderemos agora a pergunta inicial. Na figura 1.19, mostramos a capacidade de T2K de discernir o octante de θ_{23} em função dos parâmetros de entrada, fixando $\delta(\sin^2 2\theta_{23}) = 0,02$ em 68% CL. As regiões coloridas de azul, verde e vermelho, representam os valores verdadeiros de δ_{CP} e $\sin^2\theta_{23}$ para os quais é possível distinguir o octante de θ_{23} em pelo menos 1σ , 2σ e 3σ CL, respectivamente. A região branca, em torno de $\sin^2 2\theta_{23} = 1$, é a de maior dificuldade, na qual a degenerescência não é quebrada nem em 1σ CL. Da esquerda para à direita, mostramos os funcionamentos de 10 + 0, 7 + 3 e 5 + 5 anos. O caso de 3 + 7 anos é praticamente igual aos dois últimos.

Vemos que, apesar da inclusão de antineutrinos melhorar significativamente a sensibilidade ao octante de θ_{23} , pois quebra a degenerescência, essa melhora é saturada ao aumentarmos a fração de funcionamento no modo de antineutrinos além de 30% do tempo total. Nesse ponto, a quebra da degenerescência é dominada pela incerteza em $\sin^2 2\theta_{23}$. Concluimos, que, para os experimentos que nos são de interesse, a determinação do octante é mais permissiva que a sensibilidade à fase de CP, e portanto a estratégia experimental deve ser fundamentada na busca por δ_{CP} .

1.4. Conclusão

Estudamos, nesse capítulo, o paradigma padrão de três neutrinos ativos. Partindo do lagrangeano do modelo padrão e seu grupo de calibre $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, obtivemos termos de massa para os léptons carregados a partir das interações de Yukawa, após a quebra da simetria eletrofraca pelo valor esperado do vácuo do campo do Higgs. A ausência de neutrinos de mão direita impede termos similares para os neutrinos. A enorme diferença entre as massas dos neutrinos e a massa dos léptons carregados mais leves, os elétrons, nos provoca a questionar se o mecanismo de massa para essas partículas é o mesmo. Constatamos que é possível gerar massas pequenas para os neutrinos, de forma natural, e a partir daí vimos de onde surge a matriz de mistura.

Com a matriz de mistura, analisamos o fenômeno de oscilação dos neutrinos, que requer massas não nulas e diferentes de, pelo menos, dois deles. Estudamos a recente e precisa determinação do menor e até então desconhecido ângulo de mistura, θ_{13} , pelos experimentos T2K, MINOS, Double Chooz, Reno e Daya Bay. Em seguida, analisamos, de maneira probabilística, o impacto dessa determinação nos elementos da matriz de massa dos neutrinos e nas correlações entre eles. Os únicos progressos na caracterização dos parâmetros de oscilação que poderiam impactar na matriz de massa, especificamente nas correlações entre as diversas entradas, seriam a determinação do octante de θ_{23} e da fase de CP, sendo esta última de maior importância.

Visto que a determinação precisa de δ_{CP} pode levar mais de uma década, questionamos sobre o que poderia ser feito até lá para pavimentar o caminho dos experimentos futuros. Estudamos uma forma apropriada de estimar a sensibilidade de um experimento à δ_{CP} , a *fração de exclusão de CP*, e a aplicamos para T2K e NO ν A. Com isso, verificamos o quão essencial é o funcionamento de T2K e NO ν A no modo de antineutrinos. A situação otimizada nos parece ser dividir igualmente o tempo de funcionamento nos dois modos: a combinação de 10 anos de T2K e 10 anos de NO ν A nos permitiria excluir, em 90% CL, 60–80% dos valores de δ_{CP} , fornecendo indicações valiosas que poderiam ser levadas em conta na elaboração das estratégias dos experimentos futuros. Com a fração de exclusão de CP, também aprendemos sobre a importante sinergia entre T2K e NO ν A, tanto para a determinação da fase quanto da hierarquia de massas.

Finalmente, examinamos ainda a sensibilidade de T2K ao octante de θ_{23} , mostrando novamente a indispensabilidade da inclusão do modo de antineutrinos no funcionamento. Vimos que há maior flexibilidade para determinarmos o octante de θ_{23} em relação ao vínculo sobre δ_{CP} , o que deve aumentar o peso da fase na elaboração de estratégias

experimentais. Apesar de que, para medirmos δ_{CP} , necessitaremos de experimentos dedicados poderosos, acreditamos que é fundamental adquirir o máximo de informações possíveis sobre essa fase antes desse dia chegar e, nesse espírito, esperamos ter contribuído para a árdua tarefa de mensurar a fase de violação de CP dos léptons.

2

O paradigma de quatro ou mais neutrinos

Como vimos no capítulo anterior, nos últimos anos houve amplo progresso na física de oscilação de neutrinos devido a um variado conjunto de experimentos, os quais corroboram o paradigma de três neutrinos [30, 49, 51, 53, 58, 64, 99, 106–108]. A pluralidade destes os concede uma riqueza de configurações experimentais sem precedentes. Como objeto de estudo, temos neutrinos de reator, de acelerador, solares, atmosféricos e geológicos. Ademais, esta amostra de experimentos abrange diversas distâncias e energias, o que varia a importância relativa dos efeitos de matéria e de possíveis contribuições de física não padrão, asseverando portanto a complementaridade entre os experimentos.

Apesar de todo o sucesso alcançado pelo paradigma padrão, há resultados experimentais anômalos que não podem ser explicados pela existência de apenas três neutrinos, sugerindo talvez a presença de neutrinos adicionais de massa na escala do eletrônvolt. Por outro lado, os resultados experimentais do LEP da largura invisível do Z limitam o número de neutrinos leves ($m_\nu < m_Z/2$) que se acoplam de maneira usual com o Z em $N_\nu = 2,984 \pm 0,008$ [130]. Em vista disso, estes neutrinos adicionais seriam “estéreis”, no sentido que não se acoplarão, ou o fariam de forma irrisória, com o Z , consistindo em estados predominantemente singletos de $SU(2)_L$.

Mais concretamente, os experimentos que apresentam resultados anômalos são:

LSND: LSND (*Liquid Scintillation Neutrino Detector*) foi um experimento de oscilação de neutrinos de curta distância ($L \sim 30$ m) em Los Alamos, EUA, que colheu dados de 1993 à 1998 [73]. O experimento consistia em um feixe intenso de prótons que, ao atingir um alvo, produzia píons em grandes quantidades, principalmente π^+ , os quais eram desacelerados. Assim, a fonte de neutrinos era predominantemente devida ao processo $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ e o subsequente $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$, sendo a maior parcela do primeiro decaimento em repouso. O processo de maior interesse, o aparecimento de antineutrinos do elétron $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, era estudado pelo decaimento beta inverso $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$, onde os eventos eram identificados pela detecção do pósitron, assim como do fóton de 2,2 MeV decorrente da reação de formação de deutério $n + p \rightarrow d + \gamma$, num tanque locupletado de óleo mineral e recoberto internamente de fotomultiplicadores. O espectro de energia era tal que a razão entre a distância percorrida pelo neutrino sobre sua energia $L[\text{m}]/E[\text{MeV}] \sim 1$, sendo $E \sim \mathcal{O}(30 \text{ MeV})$. O experimento relatou evidências positivas de transições $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, em $3,8\sigma$ CL, indicando evidência de oscilação $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, compatível com uma diferença quadrada de massa $\Delta m^2 \sim \mathcal{O}(1 \text{ eV}^2)$. Isso não pode ser explicado sem invocar um outro neutrino, além daqueles que explicam oscilações solares e atmosféricas, indicando indiretamente a possível presença de neutrinos estéreis.

MiniBooNE: MiniBooNE (*Mini Booster Neutrino Experiment*), em funcionamento no Fermilab, EUA, desde 2002, também é um experimento de oscilação de neutrinos de curta distância ($L \sim 450$ m) [74–78]. Similarmente a LSND, os neutrinos de MiniBooNE são obtidos através da colisão de prótons com um alvo, que gera uma grande quantidade de mésons, especialmente píons e káons, devido à energia dos prótons. Um sistema de campos magnéticos desfocalizam os mésons de certa carga elétrica e, concomitantemente, direcionam aqueles de carga oposta que, por sua vez, decaem principalmente em subprodutos que incluem ν_μ ou $\bar{\nu}_\mu$. O detector é uma esfera de 12,2 m de diâmetro cheia de óleo mineral puro. As interações de corrente carregada dos neutrinos no detector produzem elétrons e múons nos estados finais, os quais produzem cintilações e anéis Cherenkov que são detectados por fotomultiplicadores. Com o objetivo de testar o resultado de LSND, MiniBooNE foi construído de forma a satisfazer $L[\text{m}]/E[\text{MeV}] \sim 1$, embora a energia dos neutrinos seja mais alta, $E \sim \mathcal{O}(400 \text{ MeV})$. MiniBooNE foi projetado para confirmar, ou rejeitar, o excesso de eventos observados de LSND em, pelo menos, 8σ [131]. Em ambos canais de aparecimento $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, o experimento reporta excessos inexplicados

de eventos sobre o ruído em baixas energias, embora a significância estatística combinada desses excessos seja muito menor que a projetada, meros $3,8\sigma$ CL. Se interpretados sob a ótica de neutrinos estéreis, estes resultados são compatíveis com o de LSND.

GALLEX e SAGE: Os experimentos GALLEX [79, 80] e SAGE [81, 82] com fontes radioativas de ^{51}Cr e ^{37}Ar tinham como objetivo a calibração dos experimentos solares de gálio. Para alcançar tal objetivo, os neutrinos emitidos através dos processos $e^- + ^{51}\text{Cr} \rightarrow ^{51}\text{V} + \nu_e$ e $e^- + ^{37}\text{Ar} \rightarrow ^{37}\text{Cl} + \nu_e$, pelas fontes radioativas imersas num tanque repleto de gálio, eram detectados pela mesma reação usada em experimentos de neutrinos solares, $\nu_e + ^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge} + e^-$. Esses experimentos obtiveram taxas de eventos consistentemente abaixo da taxa esperada pela teoria [132]. A energia $\sim \text{MeV}$ dos neutrinos e o tamanho de poucos metros do tanque, permite a explicação desse resultado, conhecido como “*Anomalia de gálio*”, pela presença de neutrinos estéreis com $\Delta m^2 \gtrsim 1 \text{ eV}^2$, que causariam o desaparecimento de ν_e [133, 134].

Experimentos de reator: Em reatores nucleares, isótopos radioativos, principalmente ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu , emitem $\bar{\nu}_e$ em suas cadeias de decaimento. O espectro de energia dos elétrons observado nesses decaimentos é usado para a obtenção do espectro de energia dos neutrinos. Cálculos recentes desses fluxos de neutrinos [83, 84] resultaram em fluxos maiores que aqueles advindos de cálculos antigos [135–138]. Com estes novos resultados, os experimentos de curta distância ($L \lesssim 100 \text{ m}$) de neutrinos de reatores ($E \sim \text{MeV}$) que concordavam com as previsões antigas entraram em tensão com as previsões novas, nos levando à “*Anomalia de reator*”. Esta anomalia também poderia ser explicada pela presença de neutrinos estéreis com $\Delta m^2 \gtrsim 1 \text{ eV}^2$ [139].

A existência de singletos fermiônicos de massa pequena seria, indubitavelmente, um sinal de física além do modelo padrão. Assim, frente à todos esses experimentos e seus correspondentes resultados inesperados, faz-se necessária uma análise detalhada, em termos da interpretação de neutrinos estéreis, da compatibilidade entre eles e os outros experimentos que não tiveram efeitos anômalos. Estes experimentos e resultados são (ver tabela 2.1): KARMEN [140, 141], NOMAD [142], MINOS [143, 144], E776 [145], ICARUS [146], CDHS [147], os dados de carbono-12 de LSND [148], o desaparecimento de neutrinos do múon em MiniBooNE [149, 150]; e também experimentos solares como Super-Kamiokande (fases I à IV) [35–37, 151], as três fases de SNO [32, 152, 153], incluindo as análises de baixo limiar de energia [154], e Borexino [155, 156].¹ Dado

¹Vários estudos sobre neutrinos estéreis leves já foram realizados na literatura, por exemplo, refs. [157–

Experimento	dof	canal	comentário
Reatores em curtas distâncias	76	$\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$	CD
Reatores em longas distâncias	39	$\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$	LD
KamLAND	17	$\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$	
Gálio	4	$\nu_e \rightarrow \nu_e$	CD
Neutrinos solares	261	$\nu_e \rightarrow \nu_e$ + dados de corrente neutra	
LSND/KARMEN ^{12}C	32	$\nu_e \rightarrow \nu_e$	CD
CDHS	15	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$	CD
MiniBooNE ν	15	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$	CD
MiniBooNE $\bar{\nu}$	42	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$	CD
MINOS CC	20	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$	LD
MINOS NC	20	$\nu_\mu \rightarrow \nu_s$	LD
Neutrinos atmosféricos	80	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ + efeitos de matéria de CN	
LSND	11	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	CD
KARMEN	9	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	CD
NOMAD	1	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	CD
MiniBooNE ν	11	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	CD
MiniBooNE $\bar{\nu}$	11	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	CD
E776	24	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	CD
ICARUS	1	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	LD
total	689		

Tabela 2.1.: Resumo dos dados utilizados no ajuste global divididos em dados de desaparecimento e aparecimento. Na coluna “dof” encontram-se o número de pontos de dados utilizados na análise menos o número de parâmetros de livres associados à modelagem do ruído em cada experimento.

o número considerável de experimentos a serem simulados, o autor da tese dividiu o trabalho com os outros autores da referência [168]. Em vista disso, apresentaremos em detalhe apenas as simulações do autor da tese, indicando as referências pertinentes para as demais simulações.

Conceitos estatísticos

Antes de mais nada, comentaremos brevemente os conceitos estatísticos que serão utilizados nesse capítulo.

- dof: *number of degrees of freedom*, ou número de graus de liberdade. No teste GOF, é o número de pontos de dados menos o número de parâmetros de livres associados à modelagem do ruído na análise (por exemplo, 10 bins menos 1 normalização livre). Na determinação do nível de confiança e no teste PG, é o número de parâmetros livres relevantes à análise (por exemplo, 2 para θ_{23} e Δm_{31}^2).

[164]. Para ajustes globais anteriores, ver refs. [165–167].

- GOF: O *standard goodness of fit test* [169] de uma hipótese é o nível de confiança associado ao χ^2 mínimo (marginalizando os parâmetros de ruído livres) para o número de graus de liberdade. Nesse caso, o dof é o número de pontos de dados menos o número de parâmetros de ruído livres utilizados na análise.
- PG: O *parameter goodness of fit test* [170] mede a compatibilidade de um conjunto de dados independentes. Dada uma hipótese, definimos $\bar{\chi}^2 \equiv \chi_{\text{tot}}^2 - \sum_i \chi_{i,\text{min}}^2$, onde o primeiro termo é o χ^2 global e o segundo é a soma dos χ^2 mínimos de cada conjunto de dados (para experimentos descorrelacionados, por exemplo, seria o χ^2 de cada um tomado isoladamente). O PG é o nível de confiança associado ao $\bar{\chi}^2$ para o número de graus de liberdade. Nesse caso, o dof é o número de parâmetros livres relevantes à análise.
- valor- p : é, genericamente, o nível de confiança (CL) dos testes GOF ou PG. Matematicamente, $p = \int_{\chi_{\text{min}}^2}^{\infty} \chi^2(t, n_{\text{dof}}) dt$, onde $\chi^2(t, n_{\text{dof}})$ é a função de distribuição χ^2 para n_{dof} graus de liberdade.

2.1. Formalismo de oscilação para mais de três neutrinos

Para uma melhor compreensão da análise global sob a ótica dos neutrinos estéreis, cabe aqui algumas considerações acerca do formalismo de oscilações para mais de três neutrinos. Ao incluirmos neutrinos adicionais, surgirão algumas sutilezas relacionadas às fases de violação de CP ou à convenção de ângulos de mistura. Além disso, para entendermos os efeitos induzidos por essas novas espécies de neutrinos, é conveniente aproximar as diversas probabilidades de oscilação de maneira adequada, de forma que possamos discriminar quais parâmetros de oscilação são importantes em cada caso. O objetivo desta seção é esclarecer esses aspectos ao leitor.

Por causa da largura invisível do Z [130], assumimos que um número s de combinações lineares de autoestados de massa, ortogonais aos três autoestados de sabor que acoplam com o W , são singletos de $SU(2)_L$ e não interagem com as partículas do modelo padrão. Desta forma, a física de oscilação é descrita por uma matriz retangular $U_{\alpha i}$ com $\alpha = e, \mu, \tau$, $i = 1, \dots, 3 + s$, e $\sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} = \delta_{\alpha\beta}$. Embora, em modelos específicos, os parâmetros de mistura e as diferenças quadradas de massa podem originar-se de um mecanismo em comum, estando portanto relacionados,² por uma questão de simplicidade e generalidade

²Em modelos “mínimos” de neutrinos estéreis, *e.g.* [171–173], o mecanismo de seesaw é a única fonte das massas e misturas dos neutrinos, sendo assim os parâmetros não são completamente independentes.

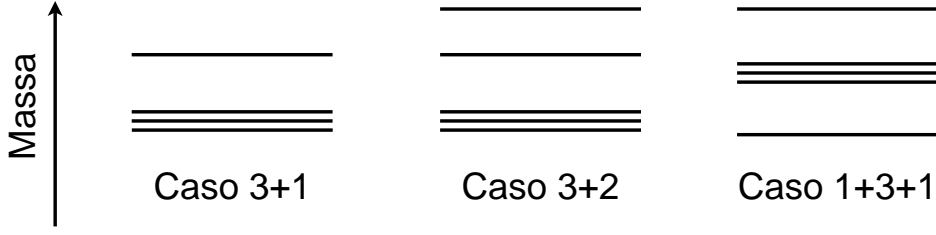


Figura 2.1.: Casos 3+1, 3+2 e 1+3+1.

tratá-los-emos de forma completamente independente.

É suficiente para nossos propósitos considerar a presença de $s = 1$ ou 2 neutrinos adicionais, cujas massas se encontram na ordem de eV. O motivo é que, ao passarmos de 1 para 2 neutrinos adicionais, vemos uma diferença qualitativa, a possibilidade de violação de CP exclusivamente no setor estéril, em distâncias curtas [163, 174]. O acréscimo de mais neutrinos além do segundo não agrega nenhuma física qualitativamente distinta [163] e consequentemente o ajuste dos dados não melhora de forma significativa. Com o sucesso do paradigma de três neutrinos, o efeito de neutrinos estéreis deve ser subdominante. Em vista disso, adotaremos a seguinte notação. Os autoestados de massa que compõem o conjunto de estados predominantemente ativos são denotados ν_1 , ν_2 e ν_3 . Estes são responsáveis pelas diferenças quadradas de massa do esquema padrão de três neutrinos, a saber, $\Delta m_{21}^2 = 7,5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ e $|\Delta m_{31}^2| \approx 2,45 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, onde $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$. Os autoestados de massa restantes, ν_4 e ν_5 , são primariamente estéreis e vêm com o intuito de explicar os resultados anômalos de oscilações em curtas distâncias e, portanto, os caracterizamos por $0,1 \text{ eV}^2 \lesssim |\Delta m_{41}^2|, |\Delta m_{51}^2| \lesssim 10 \text{ eV}^2$. No caso de apenas um neutrino estéril, o esquema “3+1”, suporemos sempre que $\Delta m_{41}^2 > 0$. Embora a fenomenologia de oscilação para $\Delta m_{41}^2 < 0$ seja a mesma, a soma das massas dos neutrinos pode tornar-se alta o suficiente para que haja tensão com experimentos cosmológicos como PLANCK [93]. Já para dois neutrinos estéreis, há diferença considerável entre os espectros de massa com Δm_{41}^2 e Δm_{51}^2 ambas positivas (“3+2”) e com uma delas negativa (“1+3+1”) [175]. Os três casos estão pitorescamente representados na figura 2.1.

Agora, vamos trabalhar em expressões simplificadas para a probabilidade de oscilação no vácuo no caso 3 + 2, visto que para obtermos as expressões no caso 3+1 basta omitirmos os termos envolvendo o índice “5”. Formulas para o cenário 1+3+1 são obtidas simplesmente fazendo Δm_{51}^2 ou Δm_{41}^2 negativo. Probabilidades de oscilação relevantes para neutrinos solares e atmosféricos encontram-se na ref. [168].

Em “curtas distâncias” (CD), podemos considerar $\Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2 \rightarrow 0$, negligenciando

seus efeitos de oscilação. Logo, as probabilidades de oscilação aproximadas dependem apenas de Δm_{i1}^2 e $U_{\alpha i}$ com $i \geq 4$. A probabilidade de aparecimento de neutrinos é aproximada por

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}^{\text{CD},3+2} \approx 4|U_{\alpha 4}|^2|U_{\beta 4}|^2 \sin^2 \phi_{41} + 4|U_{\alpha 5}|^2|U_{\beta 5}|^2 \sin^2 \phi_{51} + 8|U_{\alpha 4}U_{\beta 4}U_{\alpha 5}U_{\beta 5}| \sin \phi_{41} \sin \phi_{51} \cos(\phi_{54} - \gamma_{\alpha\beta}), \quad (2.1)$$

com as definições

$$\phi_{ij} \equiv \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}, \quad \gamma_{\alpha\beta} \equiv \arg(I_{\alpha\beta 54}), \quad I_{\alpha\beta ij} \equiv U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*, \quad (2.2)$$

enquanto que para antineutrinos substituímos $\gamma_{\alpha\beta} \rightarrow -\gamma_{\alpha\beta}$. A física observada deve ser independente da escolha de qual neutrino estéril é mais pesado, o que pode ser visto pela invariância da eq. (2.1) sob as transformações concomitantes $4 \rightarrow 5$ e $\gamma_{\alpha\beta} \rightarrow -\gamma_{\alpha\beta}$. Definimos então $\Delta m_{54}^2 \geq 0$, ou equivalentemente $\Delta m_{51}^2 \geq \Delta m_{41}^2$. Vemos também que a probabilidade (2.1) depende apenas das combinações $|U_{\alpha 4}U_{\beta 4}|$ e $|U_{\alpha 5}U_{\beta 5}|$. Os experimentos de aparecimento que consideraremos aqui envolvem apenas o aparecimento de neutrinos do elétron e, considerando apenas $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta$ em curtas distâncias, confrontamo-nos com 5 parâmetros independentes: Δm_{41}^2 , Δm_{51}^2 , $|U_{\alpha 4}U_{\beta 4}|$, $|U_{\alpha 5}U_{\beta 5}|$ e $\gamma_{\alpha\beta}$.

O outro caso que devemos considerar é o desaparecimento de neutrinos em curtas distâncias, cuja probabilidade é aproximada por

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}^{\text{CD},3+2} \approx 1 - 4 \left(1 - \sum_{i=4,5} |U_{\alpha i}|^2 \right) \sum_{i=4,5} |U_{\alpha i}|^2 \sin^2 \phi_{i1} - 4|U_{\alpha 4}|^2|U_{\alpha 5}|^2 \sin^2 \phi_{54}. \quad (2.3)$$

Tratamos também de experimentos para os quais o limite de curtas distâncias não é uma boa aproximação, em particular, MINOS e ICARUS. Para esses experimentos, $\phi_{31} = \Delta m_{31}^2 L / 4E \sim 1$. Em contraposição ao limite CD, podemos definir o limite de “longas distâncias” (LD) tomando $\phi_{41}, \phi_{51}, \phi_{54} \rightarrow \infty$ e $\phi_{21} \rightarrow 0$. Neste caso, a probabilidade de aparecimento de neutrinos é, para $\alpha \neq \beta$,

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}^{\text{LD},3+2} \approx 4|U_{\alpha 3}|^2|U_{\beta 3}|^2 \sin^2 \phi_{31} + \sum_{i=4}^5 |U_{\alpha i}|^2|U_{\beta i}|^2 + 2\Re(I_{\alpha\beta 45}) + 4\Re(I_{\alpha\beta 43} + I_{\alpha\beta 53}) \sin^2 \phi_{31} - 2\Im(I_{\alpha\beta 43} + I_{\alpha\beta 53}) \sin(2\phi_{31}), \quad (2.4)$$

enquanto que para antineutrinos fazemos $I_{\alpha\beta ij} \rightarrow I_{\alpha\beta ij}^*$. Já a probabilidade de sobrevi-

vência nesse caso é aproximada por

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}^{\text{LD},3+2} = \left(1 - \sum_{i=3}^5 |U_{\alpha i}|^2\right)^2 + \sum_{i=3}^5 |U_{\alpha i}|^4 + 2 \left(1 - \sum_{i=3}^5 |U_{\alpha i}|^2\right) |U_{\alpha 3}|^2 \cos(2\phi_{31}). \quad (2.5)$$

Em MINOS, como há um detector próximo e um distante, ϕ_{31} , ϕ_{41} e ϕ_{51} podem tornar-se de ordem 1 ora neste, ora naquele, e portanto nenhuma das aproximações feitas aqui são válidas para esse experimento [176]. Ademais, por causa da longa distância percorrida pelos neutrinos, os efeitos de matéria não podem ser tratados com incúria. Em vista disso, realizamos a simulação de MINOS com toda a complexidade exigida.

Vamos definir agora nossa parametrização da matriz de mistura. Como ela é retangular $(3 \times (3 + s))$, é conveniente completá-la com s linhas de modo a ter uma matriz unitária $n \times n$ com $n = 3 + s$. Para $n = 5$ usamos a seguinte parametrização para U :

$$U = V_{35} O_{34} V_{25} V_{24} O_{23} O_{15} O_{14} V_{13} V_{12} \quad (2.6)$$

onde, como no capítulo anterior, O_{ij} é uma matriz real de rotação por um ângulo θ_{ij} no plano ij , e V_{ij} é uma matriz complexa de rotação por um ângulo θ_{ij} e fase φ_{ij} . Como as matrizes de rotação em planos desconexos comutam, vemos que essa parametrização é equivalente à $U = V_{35} V_{25} O_{15} O_{34} V_{24} O_{14} O_{23} V_{13} V_{12}$, onde a convenção usual de três neutrinos aparece à direita (a menos de uma fase adicional), ao passo que as misturas envolvendo ν_4 e ν_5 aparecem sucessivamente à esquerda. Omitimos a matriz de rotação V_{45} , que mistura apenas estados estéreis, pois não é física devido ao fato de que transições nesse setor, e.g. $\nu_{s1} \rightarrow \nu_{s2}$, não são observáveis.

Uma vez que, redefinições dos campos dos neutrinos podem eliminar redundâncias nas fases de violação de CP, a escolha das fases físicas goza de certa liberdade, embora não possamos fazê-la de forma arbitrária. No Apêndice B provemos um algoritmo para a remoção consistente das fases não físicas. Efetivamente, consideraremos apenas aquelas fases que são relevantes à fenomenologia das oscilações de neutrinos. Sob certas aproximações, mais fases de CP podem se tornar irrelevantes. Se um ângulo de mistura correspondente a uma rotação complexa for nulo, por exemplo, então a fase correspondente desaparece. De modo similar, em situações concretas, como mostramos nas aproximações CD e LD, uma ou mais diferenças quadradas de massas podem ser consideradas nulas, fazendo alguns ângulos de mistura impotentes, e portanto, certas fases irrelevantes. Na tabela 2.2 indicamos explicitamente a contagem de ângulos e fases para as aproximações de curtas e longas distâncias nos casos 3+2 e 3+1.

	A/F	aproximação LD	(A/F)	aproximação CD	(A/F)
3+2	9/5	$V_{35}V_{34}V_{25}O_{24}O_{23}O_{15}O_{14}V_{13}$	(8/4)	$V_{35}O_{34}V_{25}O_{24}O_{15}O_{14}$	(6/2)
3+1	6/3	$V_{34}O_{24}O_{23}O_{14}V_{13}$	(5/2)	$O_{34}O_{24}O_{14}$	(3/0)

Tabela 2.2.: Contagem de ângulos de mistura e fases para os esquemas de neutrinos estéreis $s = 2$ (3+2) e $s = 1$ (3+1). A coluna “A/F” denota o número de ângulos e fases físicas, respectivamente. A coluna “aproximação LD” (“aproximação CD”) corresponde à aproximação $\Delta m_{21}^2 \rightarrow 0$ ($\Delta m_{21}^2 \rightarrow 0$, $\Delta m_{31}^2 \rightarrow 0$). Apresentamos também exemplos concretos de quais rotações podem ou não ser consideradas reais, denotando rotações complexas (reais) por V_{ij} (O_{ij}).

Na notação adotada nas equações (2.1), (2.3), (2.4) e (2.5), fica explícito que apenas os experimentos de aparecimento dependem das fases complexas independente da parametrização usada. Todavia, numa parametrização particular como (2.6), os módulos de $|U_{\alpha i}|$ também podem depender dos cossenos das fases φ_{ij} . Nossa parametrização (2.6) garante que os experimentos de desaparecimento de $\bar{\nu}_e$ são independentes de φ_{ij} . Para explicações gerais e detalhes sobre o cálculo do χ^2 dos experimentos, ver apêndice B.

2.2. Experimentos de desaparecimento de ν_e e $\bar{\nu}_e$

Devido ao elevado número de experimentos de desaparecimento de ν_e e $\bar{\nu}_e$, vamos discutí-los separadamente. Antes de mais nada, precisamos entender quais parâmetros são relevantes para a descrição dessas transições. Em geral, experimentos de desaparecimento são sensíveis a uma linha da matriz de mistura, envolvendo, por exemplo, $|U_{ei}|$ e todas as diferenças quadradas de massa. Entretanto, efetivamente, na maioria dos casos o número de parâmetros é menor. Em curtas distâncias no esquema 3+1, no limite

$$\frac{\Delta m_{21}^2 L}{E}, \frac{\Delta m_{31}^2 L}{E} \rightarrow 0 \quad (\text{Limite de curtas distâncias}),$$

vemos na eq. (2.3) que apenas dois parâmetros entram na probabilidade de oscilação $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$, a saber $|U_{e4}|$ e Δm_{41}^2 . Como discutimos anteriormente, a principal diferença entre os esquemas de um e dois neutrinos estéreis é a violação de CP em curtas distâncias. Como não há violação de CP em canais de desaparecimento, estudaremos em detalhe o esquema 3+1 e comentaremos, no final, sobre o 3+2. A probabilidade de sobrevivência de $\bar{\nu}_e$ no limite CD para 3+1 pode ser aproximada por

$$P_{ee}^{\text{CD},3+1} = 1 - 4|U_{e4}|^2(1 - |U_{e4}|^2)\text{sen}^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E}\right) = 1 - \text{sen}^2 2\theta_{ee} \text{sen}^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E}\right), \quad (2.7)$$

onde definimos, de forma independente da parametrização, o ângulo de mistura efetivo de desaparecimento de $\bar{\nu}_e$,

$$\sin^2 2\theta_{ee} \equiv 4|U_{e4}|^2(1 - |U_{e4}|^2). \quad (2.8)$$

Na nossa parametrização específica (2.6), identificamos $\theta_{ee} = \theta_{14}$.

2.2.1. A anomalia de reator

Como explicamos anteriormente, os experimentos de reator medem antineutrinos provenientes da cadeia de decaimentos dos isótopos radioativos presentes em reatores nucleares. Os isótopos mais abundantes são ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu . O erro sistemático na taxa teórica de eventos é predominado pela incerteza na determinação do fluxo de $\bar{\nu}_e$, que é obtida a partir do espectro de energia dos elétrons desses decaimentos. Os neutrinos são detectados pela reação de decaimento beta inversa $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. A taxa de eventos esperada teoricamente é obtida ao calcularmos a convolução do fluxo, da seção de choque de detecção, da eficiência e da função de reconstrução da energia dos eventos.

Foi conduzida uma série de experimentos de reator, na qual o caminho percorrido pelos neutrinos era menor que 100 m. Efetivamente, experimentos dessa classe trabalham no regime de curtas distâncias, pois não são afetados pelos efeitos dos três neutrinos padrões, mas podem sim ser afetados por oscilações procedentes de $\Delta m_{41}^2, \Delta m_{51}^2 \sim 1 \text{ eV}^2$. Neles, verificou-se, de acordo com os mais recentes cálculos de fluxos de neutrinos de reator [83, 84], que as razões entre o número observado de eventos sobre a previsão teórica encontram-se consistentemente abaixo da unidade. Para números concretos, ver a terceira coluna da parte superior da tabela 2.3, onde listamos os dados utilizados na análise de experimentos de reator de CD.

Com o objetivo de estimarmos a significância estatística da anomalia de reator, equipamo-nos da simulação atualizada das refs. [177, 178], utilizando as previsões teóricas mais recentes [83, 84, 179], listadas na tabela 2.3. Na mesma tabela, também listamos, em sua quarta coluna, os erros descorrelacionados das razões, os quais incluem tanto erros estatísticos quanto sistemáticos descorrelacionados. Na coluna seguinte, apresentamos os erros sistemáticos correlacionados entre vários experimentos, e na última, a incerteza experimental total (ver ref. [168] para detalhes).

Por completeza, incluímos nessa análise os outros experimentos de reator, KamLAND e os de longas distâncias, presentes na tabela 2.3, embora suas contribuições à anomalia de reator sejam pequenas. Os de longas distâncias, concebidos de forma a tanger o

experimento	L [m]	obs/prev	erro descorr. [%]	erro tot. [%]
Bugey4 [38]	15	0,926	1,09	1,37
Rovno91 [39]	18	0,924	2,10	2,76
Bugey3 [40]	15	0,930	2,05	4,40
Bugey3 [40]	40	0,936	2,06	4,41
Bugey3 [40]	95	0,861	14,6	15,1
Gosgen [41]	38	0,949	2,38	5,35
Gosgen [41]	45	0,975	2,31	5,32
Gosgen [41]	65	0,909	4,81	6,79
ILL [42]	9	0,788	8,52	11,6
Krasnoyarsk [43]	33	0,920	3,55	6,00
Krasnoyarsk [43]	92	0,937	19,8	20,3
Krasnoyarsk [44]	57	0,931	2,67	4,32
SRP [45]	18	0,936	1,95	2,79
SRP [45]	24	1,001	2,11	2,90
Rovno88 [46]	18	0,901	4,24	6,38
Rovno88 [46]	18	0,932	4,24	6,38
Rovno88 [46]	18	0,955	4,95	7,33
Rovno88 [46]	25	0,943	4,95	7,33
Rovno88 [46]	18	0,922	4,53	6,77
Palo Verde [47]	820		1 taxa	
Chooz [48]	1050		14 bins	
Double Chooz [49]	1050		18 bins	
DayaBay [50]			6 taxas – 1 norm	
RENO [51]			2 taxas – 1 norm	
KamLAND [52]			17 bins	

Tabela 2.3.: Dados usados na nossa análise de experimentos de reator. Os experimentos na parte superior da tabela possuem distâncias $L < 100$ m e são denominados experimentos de reator de curtas distâncias (CD). Para estes, listamos as distâncias, a razão entre as taxas observadas e previstas (baseada nos cálculos de fluxos das refs. [83, 84]), os erros descorrelacionados e o erro experimental total (*i.e.*, a raiz da entrada diagonal da matriz de correlação). Incertezas advindas dos fluxos de neutrinos não estão incluídas aqui, mas são levadas em conta na simulação. Para detalhes sobre as correlações e os fluxos, ver ref. [168]. Na parte inferior da tabela, listamos os experimentos de reator de longas distâncias, $L \sim 1$ km, e o experimento KamLAND cuja distância média entre os reatores e o detector é 180 km. Para DayaBay, RENO e KamLAND, não damos um número para as distâncias pois estas são múltiplas. O número de pontos de dados CD é 19 ou 76 e o número total de pontos de dados de reatores é 75 ou 132, dependendo se a análise é de taxas totais (3 pontos) ou espectral (25+25+10 pontos) é usada para Bugey3.

espaço de parâmetros das oscilações padrões, com $0,1 < L/\text{km} < 2$, são adequados aos efeitos de Δm_{31}^2 e θ_{13} . As oscilações de curtas distâncias são diluídas, ocasionando apenas uma redução global no fluxo de neutrinos (o impacto delas na determinação de θ_{13} será discutido na seção 2.2.3). Em KamLAND, o curso médio de 180 km dos neutrinos o confere um status especial, possibilitando-o explorar os parâmetros solares Δm_{21}^2 e θ_{12} , uma vez que tanto as oscilações devidas ao setor estéril quanto ao setor 1–3 são

diluídas. O vínculo em θ_{14} obtido da combinação de KamLAND e experimentos solares será discutido na seção 2.2.3.

Para termos uma estimativa da importância da anomalia, independentemente do modelo empregado para explicá-la, realizamos o ajuste de uma normalização global, f , aos dados. Obtivemos $\chi^2/\text{dof} = 23,0/19$ para $f = 1$, correspondendo ao valor- p de 2,4%, em contraste com o ponto de melhor ajuste

$$f = 0,935 \pm 0,024, \quad \chi_{\min}^2/\text{dof} = 15,7/18 \quad (p = 61\%), \quad \Delta\chi_{f=1}^2 = 7,25 \quad (2,7\sigma), \quad (2.9)$$

onde $\Delta\chi_{f=1}^2$ denota a melhora no χ^2 comparado com $f = 1$. Claramente, o valor- p cresce em demasia ao marginalizarmos f , correspondendo a uma preferência por $f \neq 1$ em $2,7\sigma$ CL, e isso caracteriza a anomalia de reator.

Para termos um ideia quantitativa da dependência do resultado com os erros sistemáticos, adicionamos uma incerteza *ad hoc* de 2% (3%) na normalização global e observamos a significância estatística reduzir-se à $2,1\sigma$ ($1,7\sigma$).

	$\sin^2 2\theta_{14}$	$\Delta m_{41}^2 [\text{eV}^2]$	χ_{\min}^2/dof (GOF)	$\Delta\chi_{\text{no-osc}}^2/\text{dof}$ (CL)
CD apenas taxas	0,13	0,44	11,5/17 (83%)	11,4/2 (99,7%)
CD c/ spec. Bugey3	0,10	1,75	58,3/74 (91%)	9,0/2 (98,9%)
CD + Gálio	0,11	1,80	64,0/78 (87%)	14,0/2 (99,9%)
CD + LD	0,09	1,78	93,0/113 (92%)	9,2/2 (99,0%)
desap. global ν_e	0,09	1,78	403,3/427 (79%)	12,6/2 (99,8%)

Tabela 2.4.: Parâmetros de oscilação do melhor ajuste e valores de χ_{\min}^2 e $\Delta\chi_{\text{no-osc}}^2 \equiv \chi_{\text{no-osc}}^2 - \chi_{\min}^2$ no formalismo 3+1. Exceto na linha “CD apenas taxas”, a informação espectral de Bugey3 é incluída. A linha “desap. global ν_e ” inclui os dados de experimentos de reator (ver tabela 2.3) e de Gálio, neutrinos solares e os dados de desaparecimento de ν_e de LSND/KARMEN do espalhamento $\nu_e - {}^{12}\text{C}$. A significância da exclusão da hipótese de não oscilação é calculada assumindo 2 graus de liberdade (dof) ($|U_{e4}|$ e Δm_{41}^2).

Interpretaremos, agora, a anomalia de reator como oriunda de oscilações de neutrinos do elétron para neutrinos estéreis. Ao ajustar os parâmetros do esquema 3+1 aos dados, obtemos os valores de χ^2 presentes na tabela 2.4, bem como as regiões permitidas no plano $\Delta m_{41}^2 \times \sin^2 2\theta_{14}$ mostradas no painel à esquerda da figura 2.2, considerando num caso apenas as taxas de eventos, e noutro as taxas e a informação espectral de Bugey3 [40]. As duas análises fornecem resultados coerentes, cuja diferença principal é que a análise espectral desfavorece certos valores de Δm_{41}^2 em torno de $0,6 - 0,7 \text{ eV}^2$ e $1,3 \text{ eV}^2$.

Para melhor entendermos os resultados, mostramos, no painel à direita da figura 2.2, as razões entre as taxas de eventos observadas e previstas em função da distância para

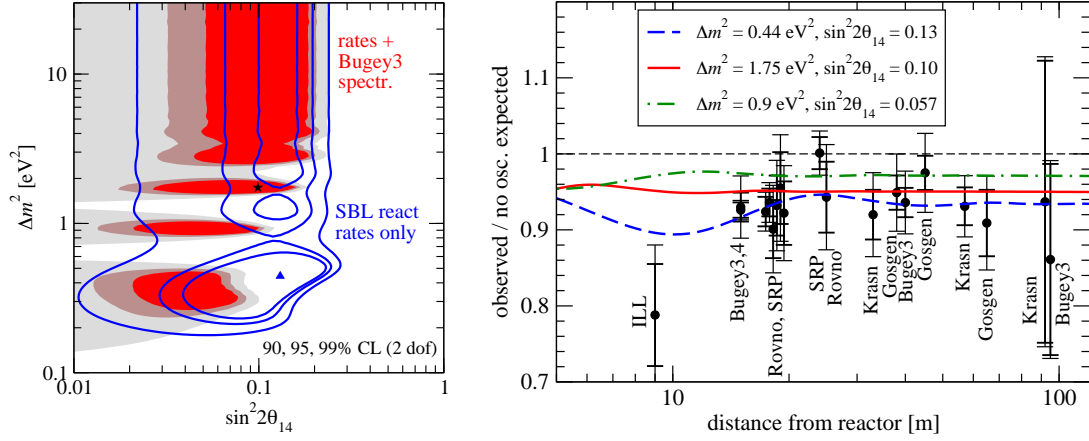


Figura 2.2.: À esquerda: Regiões permitidas no espaço de parâmetros de oscilação conforme os dados de reator CD no esquema 3+1 para a análise apenas de taxas (contornos) e incluindo o espectro de Bugey3 (regiões coloridas). À direita: Taxa de eventos em experimentos de reator CD comparada à previsão teórica para três conjuntos representativos de parâmetros de oscilação. As barras de erro grossas (finas) correspondem à erros experimentais descorrelacionados (totais). A incerteza no fluxo de neutrinos não está incluída nas barras de erro. Os pontos de Rovno e SRP (18 m) foram deslocados para melhor visibilidade.

alguns pontos de interesse no espaço de parâmetros do esquema 3+1. Vemos claramente a influência dos dados dos experimentos de maior precisão, Bugey4, Rovno91 e SRP, como pode ser visto na tabela 2.3, sobre o melhor ajuste da análise de taxas, $\Delta m_{41}^2 = 0,44 \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta_{14} = 0,13$. Essa influência é confrontada pelos dados espectrais de Bugey3 na análise combinada, cujo ponto de melhor ajuste é $\Delta m_{41}^2 = 1,75 \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta_{14} = 0,10$. De fato, a partir do valor de GOF na tabela 2.4, concluímos que ambas soluções fornecem bons ajustes aos dados. Mostramos também o ponto $\Delta m_{41}^2 \simeq 0,9 \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta_{14} = 0,057$, que será relevante no ajuste global, na seção 2.5.

2.2.2. A anomalia de gálio

Com o objetivo de calibrar a resposta dos experimentos de neutrinos solares, foram colocadas fontes radioativas de ^{51}Cr e ^{37}Ar dentro dos detectores GALLEX [79, 80] e SAGE [81, 82]. Nesses experimentos, neutrinos do elétron são emitidos pelas reações



em quatro linhas de energia na reação do Cr e duas na do Ar, e então detectados pela transição $\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^-$.

A produção dos neutrinos é bem determinada experimentalmente. Os valores das seções de choque ponderadas desses decaimentos são $\sigma_B(\text{Cr}) = 58,1 \times 10^{-46} \text{ cm}^2$, $\sigma_B(\text{Ar}) = 70,0 \times 10^{-46} \text{ cm}^2$ [132]. Por outro lado, apesar da seção de choque de detecção envolvendo o estado fundamental do ^{71}Ga ser bem medida pela reação inversa, há consideráveis incertezas nas transições para seus estados excitados de 175 e 500 keV.

De acordo com Bahcall [132], a seção de choque de detecção total, ponderadas as linhas de energia de produção, é dada por

$$\sigma(X) = \sigma_{\text{g.s.}}(X) \left(1 + a_X \frac{\text{BGT}_{175}}{\text{BGT}_{\text{g.s.}}} + b_X \frac{\text{BGT}_{500}}{\text{BGT}_{\text{g.s.}}} \right) \quad (2.10)$$

com $X = \text{Cr}, \text{Ar}$. Os coeficientes $a_{\text{Cr}} = 0,669$, $b_{\text{Cr}} = 0,220$, $a_{\text{Ar}} = 0,695$, $b_{\text{Ar}} = 0,263$ são fatores do espaço de fase. As seções de choque para o estado fundamental são $\sigma_{\text{g.s.}}(\text{Cr}) = 55,2 \times 10^{-46} \text{ cm}^2$ e $\sigma_{\text{g.s.}}(\text{Ar}) = 66,2 \times 10^{-46} \text{ cm}^2$ [132]. BGT denota as intensidades de Gamow-Teller das transições e, apesar de corresponderem apenas a uma pequena parcela das seções de choque, são as maiores fontes de incertezas. Suas medidas mais recentes encontram-se na ref. [180], a saber,

$$\frac{\text{BGT}_{175}}{\text{BGT}_{\text{g.s.}}} = 0,0399 \pm 0,0305, \quad \frac{\text{BGT}_{500}}{\text{BGT}_{\text{g.s.}}} = 0,207 \pm 0,016. \quad (2.11)$$

Os resultados de GALLEX e SAGE foram relatados de forma similar àqueles dos experimentos de reator, razões entre as taxas de eventos observadas e esperadas, sendo as últimas calculadas usando as seções de choque antigas do melhor ajuste de Bahcall [132] (ver por exemplo ref. [134]). Como utilizamos as seções de choque teóricas mais recentes, eq. (2.10), precisamos rescalar as razões das refs. [79–82] por fatores 0,982 para Cr e 0,977 para Ar, obtendo os números atualizados

$$\text{GALLEX: } \begin{cases} R_1(\text{Cr}) = 0,94 \pm 0,11 \text{ [80]} \\ R_2(\text{Cr}) = 0,80 \pm 0,10 \text{ [80]} \end{cases}, \quad \text{SAGE: } \begin{cases} R_3(\text{Cr}) = 0,93 \pm 0,12 \text{ [81]} \\ R_4(\text{Ar}) = 0,77 \pm 0,08 \text{ [82]} \end{cases}. \quad (2.12)$$

Note que simetrizamos os erros e incluímos apenas os erros sistemáticos, mas não a incerteza na seção de choque, que será incluída como um *prior* no χ^2 .

Construímos o χ^2 a partir dos quatro pontos de dados de GALLEX e SAGE e introduzimos dois parâmetros de ruído, os quais correspondem aos erros sistemáticos das duas transições para estados excitados de acordo com a eq. (2.11). A precisão na determinação do BGT_{175} é relativamente pobre, com zero permitido em 2σ . Para evitar contribuições negativas não físicas do estado excitado de 175 keV, restringimos

apropriadamente o domínio do parâmetro de modelagem do ruído correspondente.

Para estimarmos a significância estatística da nossa análise da anomalia de gálio, ajustamos aos quatro pontos de dados uma normalização de fluxo constante r , obtendo

$$\chi_{\min}^2 = 2,26/3 \text{ dof}, \quad r_{\min} = 0,84_{-0,051}^{+0,054}, \quad \Delta\chi_{r=1}^2 = 8,72 \quad (2,95\sigma). \quad (2.13)$$

Uma vez que usamos seções de choque diferentes, nossos resultados divergem dos resultados de Giunti e Laveder [134], cujo melhor ajuste é $r = 0,76$ e a significância é comparável, em torno de 3σ .³

O déficit de eventos nos experimentos de fonte radioativa pode ser explicado assumindo mistura de ν_e com um estado estéril na escala do eletrôn-volt, tal que o desaparecimento de ν_e se dá dentro do volume do detector [133]. Realizamos o ajuste aos dados de gálio no esquema 3+1 fazendo a média da probabilidade de oscilação no volume do detector usando os aspectos geométricos descritos em [133]. Obtivemos a região permitida de parâmetros em 95% CL e a mostramos em laranja na figura 2.3. De acordo com o que discutimos anteriormente, encontramos ângulos de mistura menores que aqueles obtidos na ref. [134]. Os pontos de melhor ajuste dos dados combinados de gálio e reatores CD estão na tabela 2.4, e a hipótese de não oscilação é desfavorecida em 99,9% CL (2 dof) ou $3,3\sigma$, se comparada com o melhor ajuste no esquema 3+1.

	Δm_{41}^2	Δm_{51}^2	θ_{14}	θ_{15}	χ_{\min}^2 (GOF)	$\Delta\chi_{3+1}^2$ (CL)	$\Delta\chi_{\text{no-osc}}^2$ (CL)
RCD	0,46	0,87	0,12	0,13	53,0/(76-4) (95%)	5,3 (93%)	14,3 (99,3%)
RCD+gal	0,46	0,87	0,12	0,14	60,2/(80-4) (90%)	3,8 (85%)	17,8 (99,9%)

Tabela 2.5.: Pontos de melhor ajuste para os dados de experimentos de reator de curtas distâncias (RCD), assim como a combinação destes com os experimentos de gálio, no esquema 3+2. Fornecemos as diferenças quadradas de massa em eV^2 e os ângulos de mistura em radianos. A relação com os elementos da matriz de mistura é dada por $|U_{e4}| = \cos\theta_{15}\sin\theta_{14}$ e $|U_{e5}| = \sin\theta_{15}$. O $\Delta\chi^2$ relativo ao esquema 3+1 é calculado para 2 graus de liberdade, correspondendo aos dois parâmetros adicionais, enquanto que para o $\Delta\chi^2$ relativo ao caso sem oscilação usamos 4 dof.

Consideremos agora os dados de reator CD e gálio no paradigma de dois neutrinos estéreis, particularmente no esquema 3+2. Nesse caso, os dados de desaparecimento em curtas distâncias de ν_e e $\bar{\nu}_e$ são afetados por 4 parâmetros, a saber as diferenças quadradas de massa Δm_{41}^2 , Δm_{51}^2 e os dois ângulos de mistura θ_{14} e θ_{15} (ou, de forma equivalente, $|U_{e4}|$ e $|U_{e5}|$). Listamos na tabela 2.5 os pontos de melhor ajuste para os dados de

³Uma análise atualizada, incluindo uma discussão das implicações da medida da ref. [180] pode ser encontrada na ref. [181].

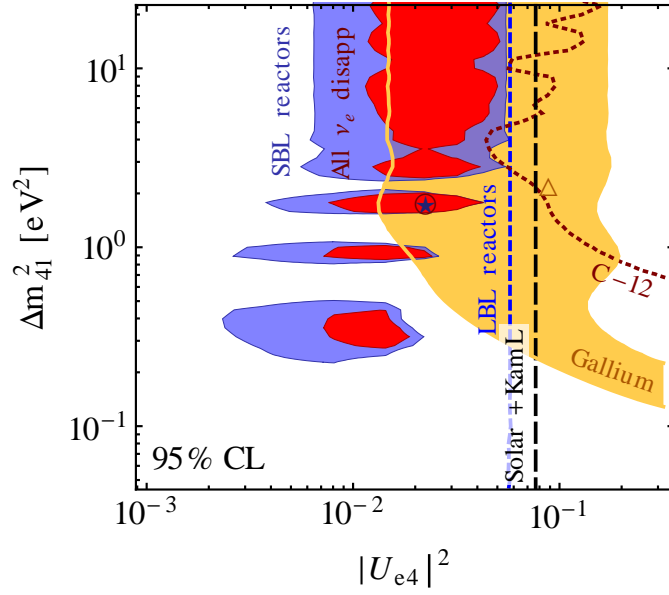


Figura 2.3.: Regiões permitidas em 95% CL (2 dof) no esquema 3+1. Mostramos o ajuste aos dados de experimentos de reatores CD (região azul), experimentos de gálio (região laranja), bem como vínculos de desaparecimento de ν_e de espalhamento $\nu_e - {}^{12}\text{C}$ em LSND e KARMEN (linha pontilhada vinho), reatores LD (Chooz, Palo Verde, Double Chooz, Daya Bay e RENO, linha tracejada azul) e experimentos solares+KamLAND (linha tracejada preta). A região vermelha é referente ao ajuste combinado de todos os dados de desaparecimento de ν_e e $\bar{\nu}_e$.

reatores CD, bem como a combinação destes com os dados de gálio. Constatamos uma diminuição de 5,3 e 3,8 unidades no χ^2 ao passarmos do cenário 3+1 para o 3+2. Como o esquema 3+2 envolve dois parâmetros a mais que o esquema 3+1, consideramos que não há melhora significativa no ajuste além daquela esperada pelo aumento do número de parâmetros relevantes e, portanto, os dados de CD de $(\bar{\nu}_e)$ não apresentam preferência significativa entre os dois esquemas de neutrinos estéreis. Essa conclusão é corroborada pelo fato de que a significância da exclusão da hipótese de não oscilação nos esquemas 3+2 e 3+1 é basicamente a mesma. Veja as últimas colunas das tabelas 2.4 e 2.5, onde o $\Delta\chi^2$ é traduzido em grau de confiança (CL) levando em consideração o número de parâmetros relevantes em cada modelo, ou seja, 2 para 3+1 e 4 para 3+2.

2.2.3. Análise global dos dados de desaparecimento de ν_e e $\bar{\nu}_e$

Discutimos, até agora, as duas anomalias no setor de desaparecimento de neutrinos do elétron. Vimos que elas são não só estatisticamente significantes, como também

consistentes entre si. Ambas poderiam ser explicadas por transições de ν_e para neutrino estéreis de massa $\gtrsim 1$ eV. Logicamente, o próximo passo é analisar a interpretação dessas anomalias, em termos de neutrino estéreis, num contexto global. Para tal, simulamos vários experimentos no canal de desaparecimento de $\bar{\nu}_e$ que, em princípio, também poderiam ser sensíveis aos neutrinos estéreis que explicam as anomalias. Os dados que adicionamos ao nosso ajuste global são os seguintes.

Experimentos de reator de longas distâncias: Incluímos Palo Verde, Chooz, Double Chooz, RENO e Daya Bay. Um experimento de reator de LD, em sua concepção, é sensível a θ_{13} . Os três primeiros, Palo Verde, Chooz e Double Chooz, possuem apenas um detector (~ 1 km), cujo espectro de neutrinos é comparado ao espectro teórico, de maneira similar aos experimentos de reator de CD. Com isso, há uma possível degenerescência entre a determinação de θ_{13} e o possível efeito de θ_{14} . De qualquer forma, uma medida precisa de θ_{13} libera a sensibilidade desses experimentos a θ_{14} .⁴

Em contrapartida, os experimentos de maior estatística, RENO e Daya Bay, gozam da presença de um detector próximo (~ 400 m) além de outro distante ($\sim 1,5$ km). A razão entre as taxas de eventos dos dois detectores elimina certos erros sistemáticos como, por exemplo, a normalização do fluxo. Como veremos mais adiante, isso também elimina um possível impacto de neutrinos estéreis na medida de θ_{13} . Em relação a θ_{14} , embora esses experimentos sejam os mais significativos estatisticamente, as colaborações não disponibilizaram informações sobre o fluxo absoluto, o que torna impossível a comparação dos espectros observado e teórico. Não obstante, a determinação precisa de θ_{13} combinada aos dados de neutrinos solares e KamLAND nos fornece um vínculo não trivial em θ_{14} , como explicaremos a seguir.

KamLAND e neutrinos solares: O efeito de θ_{13} e da mistura de ν_e com neutrinos estéreis, tanto em KamLAND quanto em neutrinos solares, é uma diminuição global no fluxo (ver, por exemplo, refs. [186–188]). A degenerescência entre θ_{13} e θ_{14} é quebrada ao combinarmos esses experimentos com a medida precisa de θ_{13} graças a RENO e Daya Bay. Efeitos de matéria no sol e os dados de corrente neutra de SNO proporcionam traços adicionais de neutrinos estéreis além da normalização global. Em geral, os dados solares também dependeriam de θ_{24} , θ_{34} e uma fase complexa (para detalhes, ver ref. [168]).

⁴Em suas análises oficiais, Chooz e Double Chooz, normalizam seus fluxos à medição de Bugey4. Entretanto, como o fluxo teórico de Bugey4 está disponível (ver tabela 2.3), podemos usar esse número para obter o fluxo teórico absoluto em Chooz e Double Chooz. Assim, suas sensibilidades à neutrinos estéreis tornam-se comparáveis a de Palo Verde. Para análises anteriores de experimentos de reatores de LD ver refs. [182–185].

Entretando, uma vez que outros vínculos são considerados, os efeitos desses parâmetros são muito pequenos e podem ser negligenciados na simulação.

Espalhamento em ^{12}C : Os experimentos KARMEN e LSND mediram o espalhamento $\nu_e + ^{12}\text{C} \rightarrow e^- + ^{12}\text{N}$ [141, 148], obtendo seções de choque em concordância com as esperadas [189] e, desse modo, seus resultados vinculam o desaparecimento de ν_e em curtas distâncias [190, 191]. Detalhes da nossa análise dos dados do espalhamento ^{12}C encontram-se no apêndice B.6.

Expomos na tabela 2.4 a análise combinada de experimentos de reator de CD e LD (linha “CD+LD”), onde marginalizamos em θ_{13} . Verificamos que a significância da anomalia de reator não é afetada pela inclusão dos experimentos de LD e $\theta_{13} \neq 0$. De fato, o $\Delta\chi_{\text{no-osc}}^2$ (“no-osc” se refere à $\theta_{14} = 0$, ou seja, à hipótese de não oscilação) até aumenta levemente de 9,0 para 9,2 ao adicionarmos os dados de longas distâncias.⁵

Os resultados do nosso ajuste global de desaparecimento de $\bar{\nu}_e$ são mostrados na figura 2.3 e o ponto de melhor ajuste é dado na tabela 2.4. Fixamos Δm_{21}^2 e Δm_{31}^2 e marginalizamos nos ângulos de mistura θ_{12} e θ_{13} . Vemos na figura 2.3 que a região de parâmetros favorecida pelas anomalias de reator e gálio não é excluída pelos vínculos advindos dos experimentos de reator de LD, KamLAND, dados solares e espalhamento em ^{12}C de KARMEN e LSND. Concluimos, portanto, que essas anomalias integram-se de forma coerente ao cenário global dos experimentos de desaparecimento de neutrinos do elétron.

Trataremos agora do impacto de neutrinos estéreis na determinação de θ_{13} (ver também refs. [185, 192]). Na figura 2.4, mostramos a determinação combinada de θ_{13} e θ_{14} para dois valores de Δm_{41}^2 , fixando Δm_{21}^2 e Δm_{31}^2 e minimizando em θ_{12} . O painel à esquerda corresponde a um valor de Δm_{41}^2 relativamente grande, 10 eV², ao passo que no painel à direita escolhemos o valor favorecido pelo ajuste global dos dados de desaparecimento de $\bar{\nu}_e$, 1,78 eV². Nessa figura podemos observar a complementaridade dos diversos experimentos. Aqueles responsáveis pelas anomalias determinam unicamente $|U_{e4}|$, pois as distâncias são muito curtas para haver oscilações padrão. Os experimentos de reatores de LD encontram-se no regime atmosférico, no qual Δm_{41}^2 pode ser tomado como infinito e Δm_{21}^2 nulo, culminando em uma medida inequívoca de θ_{13} ao compararmos os dados entre os detectores próximos e distantes. O limite superior em $|U_{e4}|$ vem dos dados de fluxo absoluto de Chooz, Palo Verde e Double Chooz. Por último, para neutrinos solares

⁵Não concordamos com Zhang, Qian e Vogel [192], que concluem que a significância da anomalia de reator é reduzida para $1,4\sigma$ quando os dados LD e $\theta_{13} \neq 0$ são considerados.

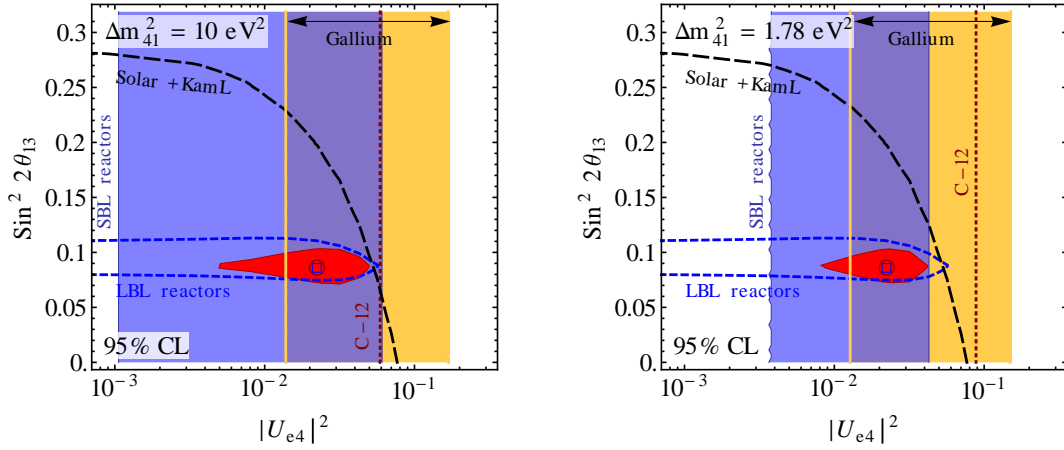


Figura 2.4.: Vínculos no desaparecimento de ν_e e $\bar{\nu}_e$ no esquema $3 + 1$ para dois valores diferentes de Δm_{41}^2 . As regiões permitidas em 95% CL (2 dof) são definidas em relação ao χ^2 mínimo para Δm_{41}^2 fixo. Apresentamos os vínculos devidos aos experimentos de gálio (região laranja), aos experimentos de reator CD (região azul), às medidas de KARMEN e LSND da seção de choque $\nu_e - {}^{12}\text{C}$ (linha pontilhada vinho), aos experimentos de reator LD (linha tracejada azul), à combinação KamLAND+solar (linha preta tracejada), e finalmente devido à combinação de todos os experimentos supracitados (região vermelha).

e KamLAND, tanto Δm_{41}^2 quanto Δm_{31}^2 são infinitos, e a sensibilidade à normalização global limita θ_{13} e θ_{14} de forma degenerada.

Assim sendo, concluímos que, no presente cenário, a determinação de θ_{13} é independente da presença de neutrinos estéreis. Não obstante, perdemos a relação unívoca no paradigma de três neutrinos entre $\sin^2 \theta_{13}$ e $|U_{e3}|$. Por exemplo, na parametrização da tabela 2.2, temos $|U_{e3}| = \cos \theta_{14} \sin \theta_{13}$ e $|U_{e4}| = \sin \theta_{14}$.

Para finalizar essa seção, vamos comentar o impacto dos experimentos de decaimento beta de trítio, Mainz [193] e Troitsk [194] sobre neutrinos estéreis. A análise deles sob a ótica de neutrinos estéreis limita a mistura de ν_e com estados de massa \gtrsim eV. Os limites de Troitsk derivados na ref. [194] excluíam a região de altas massas, em torno de 100 eV² [195], além do eixo da figura 2.3. Já os vínculos obtidos na ref. [193] são mais brandos. Como as diferenças entre esses dois limites dependem das considerações acerca dos erros sistemáticos, preferimos não incluí-los explicitamente na nossa análise. A sensibilidade do experimento futuro de decaimento de trítio KATRIN foi estimada nas refs. [196, 197]. Implicações nos parâmetros de neutrinos estéreis de experimentos de decaimento beta duplo sem neutrinos foram discutidas recentemente nas refs. [198–200].

2.3. Experimentos de desaparecimento de ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, e corrente neutra

Antes de falarmos das anomalias de aparecimento, por serem mais complexas, estudaremos primeiro os vínculos na mistura de $\bar{\nu}_\mu$ e $\bar{\nu}_\tau$ com neutrinos estéreis. No esquema 3+1, essas misturas dependem de $|U_{\mu 4}|$ e $|U_{\tau 4}|$, respectivamente, que em termos dos ângulos de mistura, segundo nossa parametrização (2.6), são dados por $|U_{\mu 4}| = \cos \theta_{14} \sin \theta_{24}$ e $|U_{\tau 4}| = \cos \theta_{14} \cos \theta_{24} \sin \theta_{34}$. Incluiremos os dados dos seguintes experimentos no nosso ajuste:

- CDHS [147]: desaparecimento de ν_μ em CD (para detalhes ver ref. [177]).
- Super-Kamiokande (SK): como mostrado na ref. [201], os dados de neutrinos atmosféricos de SK são sensíveis à mistura de ν_μ com neutrinos estéreis, vinculando os elementos $|U_{\mu 4}|$ e $|U_{\mu 5}|$. Além disso, efeitos de matéria de corrente neutra podem vincular $|U_{\tau 4}|$ e $|U_{\tau 5}|$. Uma discussão destes efeitos pode ser encontrada no apêndice da ref. [163] (para detalhes ver ref. [168]).
- MiniBooNE [149, 150]: além do aparecimento de $\bar{\nu}_e$, MiniBooNE também busca o desaparecimento de $\bar{\nu}_\mu$ em curtas distâncias. Detalhes da análise podem ser encontrados no Apêndice B.9.
- MINOS [143, 144]: os dados de desaparecimento de $\bar{\nu}_\mu$ de corrente carregada (CC) e corrente neutra (CN) são ambos baseados na comparação entre o espectro observado nos detectores próximo e distante. Os primeiros fornecem uma determinação precisa de Δm_{31}^2 . De qualquer forma, os dados de CC e CN podem ser usados para a busca de neutrinos estéreis, vinculando $|U_{\mu 4,5}|$ e $|U_{\tau 4,5}|$, respectivamente (para detalhes, ver ref. [168]).⁶

Os experimentos de desaparecimento de $\bar{\nu}_\mu$ são afetados pela linha $|U_{\mu i}|$ da matriz de mistura. No esquema 3+1, a probabilidade correspondente em CD é dada por

$$P_{\mu\mu}^{\text{CD},3+1} = 1 - 4|U_{\mu 4}|^2(1 - |U_{\mu 4}|^2)\sin^2 \frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} = 1 - \sin^2 2\theta_{\mu\mu} \sin^2 \frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E}, \quad (2.14)$$

⁶Embora não utilizados aqui, é sabido também que os dados do experimento IceCube também podem vincular a mistura de ν_μ com neutrinos estéreis [202–207].

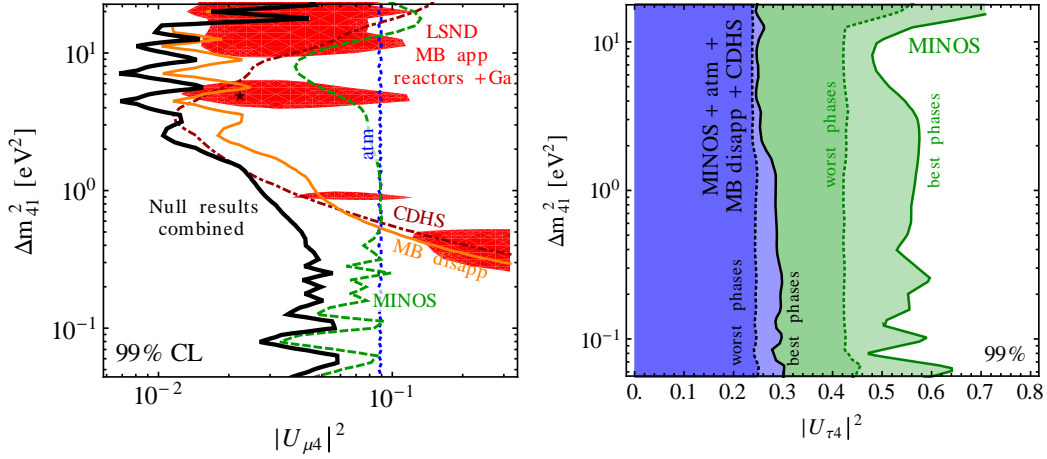


Figura 2.5.: À esquerda: Vínculos no plano $|U_{\mu 4}|^2$ e Δm_{41}^2 em 99% CL (2 dof) de CDHS, neutrinos atmosféricos, desaparecimento em MiniBooNE, dados de CC e CN de MINOS, e a combinação de todos eles. Marginalizamos em relação à $|U_{\tau 4}|$ e à fase complexa φ_{24} . Em vermelho, mostramos a região permitida pelos dados de aparecimento em LSND e MiniBooNE, combinados com os dados de $\bar{\nu}_e$ e ν_e de reatores CD e gálio, obtidos fixando $|U_{\mu 4}|^2$ e marginalizando em $|U_{e 4}|^2$. À direita: Vínculos no plano $|U_{\tau 4}|^2$ e Δm_{41}^2 em 99% CL (2 dof) dos dados CC+CN de MINOS (verde) e dos dados globais de ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ e CN combinados (região azul, curvas pretas). Marginalizamos em $|U_{\mu 4}|$ e mostramos os limites mais fracos (“best phase”) e fortes (“worst phase”), dependendo da escolha da fase complexa φ_{24} . Em ambos painéis, marginalizamos em Δm_{31}^2 e θ_{23} , e fixamos $\sin^2 2\theta_{13} = 0,092$ e $\theta_{14} = 0$ (exceto na região vermelha do painel esquerdo).

onde definimos o ângulo de desaparecimento de $(\bar{\nu}_\mu)$ efetivo

$$\sin^2 2\theta_{\mu\mu} \equiv 4|U_{\mu 4}|^2(1 - |U_{\mu 4}|^2), \quad (2.15)$$

ou seja, em nossa parametrização (2.6) o ângulo de mistura efetivo $\theta_{\mu\mu}$ depende de θ_{24} e θ_{14} . Ao contrário das buscas pelo desaparecimento de $(\bar{\nu}_e)$, discutidas na seção anterior, os resultados dos experimentos de desaparecimento de $(\bar{\nu}_\mu)$ encontram-se em ótimo acordo com o cenário padrão.

Mostramos, no plano $|U_{\mu 4}| \times \Delta m_{41}^2$, o limite obtido do ajuste dos dados supracitados no painel esquerdo da figura 2.5. A análise de MINOS é baseada na comparação entre os detectores próximo e distante. Logo, o comportamento do limite em torno de $\Delta m_{41}^2 \sim 0,1$ e 10 eV^2 é explicado pelo fato das oscilações devidas à esses valores serem relevantes no detector distante e próximo, respectivamente. O vínculo razoavelmente constante no intervalo intermediário $0,5 \text{ eV}^2 \lesssim \Delta m_{41}^2 \lesssim 3 \text{ eV}^2$ corresponde ao limite $\Delta m_{41}^2 \approx 0(\infty)$ no detector próximo (distante) [143, 144]. Nesse intervalo, os dados de MINOS têm

sensibilidade à $|U_{\mu 4}|$ comparável aos dados atmosféricos de SK. Na região $\Delta m_{41}^2 \gtrsim 1 \text{ eV}^2$, o desaparecimento em CDHS e MiniBooNE provem o limite dominante. Apresentamos ainda a região preferida pelos resultados de aparecimento de LSND e MiniBooNE, que discutiremos na seção 2.4, combinados às anomalias de reator e gálio, minimizando o χ^2 em relação à $|U_{e4}|^2$. A tensão entre os resultados anômalos e os limites provenientes dos dados de $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ é evidente nessa figura. Discutiremos esse conflito em detalhes na seção 2.5.

Restrições na mistura de ν_τ com neutrino estéreis são obtidos a partir das interações CN, em MINOS, neutrinos atmosféricos e solares, as quais permitem distinguir entre as transições $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_s$.⁷ Além disso, o parâmetro $|U_{\tau 4}|$ controla a fração relativa das transições $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ e $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ em escala atmosférica: um valor maior de $|U_{\tau 4}|$ implica numa maior fração de oscilação $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ na escala Δm_{31}^2 . O limite no plano $|U_{\tau 4}|^2 \times \Delta m_{41}^2$ é mostrado no painel à direita da figura 2.5.

Vemos da eq. (2.4) (ver também o Apêndice A) que na aproximação LD relevante para os dados de CN de MINOS, há uma fase complexa que corresponde à combinação $\arg(U_{\mu 4}^* U_{\tau 4} U_{\mu 3} U_{\tau 3}^*)$. Em nossos cálculos, tomamos a matriz de rotação V_{24} complexa e usamos φ_{24} para parametrizar esta fase. Na figura 2.5 ilustramos o impacto significativo dessa fase sobre o limite de MINOS ao mostrarmos os limites mais forte e mais fraco obtidos ao variarmos φ_{24} . As formas diferentes dos limites têm origem nas propriedades dos dados CC e CN. Para o limite mais fraco (“best phases”) o ajuste usufrui da liberdade no termo que contempla a fase complexa, tornando-se sensível ao valor de θ_{24} (ou $|U_{\mu 4}|$), que, por sua vez, está sujeito aos vínculos dos dados CC. Logo, a mesma estrutura vista no painel esquerdo da figura 2.5 se manifesta no limite sobre $|U_{\tau 4}|$. Se forçarmos a fase a tomar um valor não favorecido no ajuste, o menor valor de χ^2 é obtido para θ_{24} próximo a zero, tornando a fase não física. Nesse caso, os dados CC deixam de ser importantes no limite sobre $|U_{\tau 4}|$, que passa a ser dominado pelos dados de CN. Como a reconstrução de energia nos eventos CN é muito pior que no caso de CC, a deformação do espectro induzida por valores de Δm_{41}^2 é pequena, tanto no detector próximo quanto no distante, e o vínculo perde o caráter oscilatório.

O limite global em $|U_{\tau 4}|$, dominado pelos dados atmosféricos, mostra uma branda dependência na fase complexa. Em nossa análise de neutrino atmosféricos, o impacto de $|U_{\tau 4}|$ se dá pelos efeitos de matéria de CN induzidos pela presença de neutrinos estéreis. Um valor grande de $|U_{\tau 4}|$ induziria um efeito de matéria maior no desaparecimento de

⁷As buscas de aparecimento de ν_τ em NOMAD [208] e CHORUS [209] em curtas distâncias são sensíveis à combinações como $|U_{\mu 4} U_{\tau 4}|$ ou $|U_{e4} U_{\tau 4}|$ e não geram vínculos em $|U_{\tau 4}|$ se tomadas sozinhas.

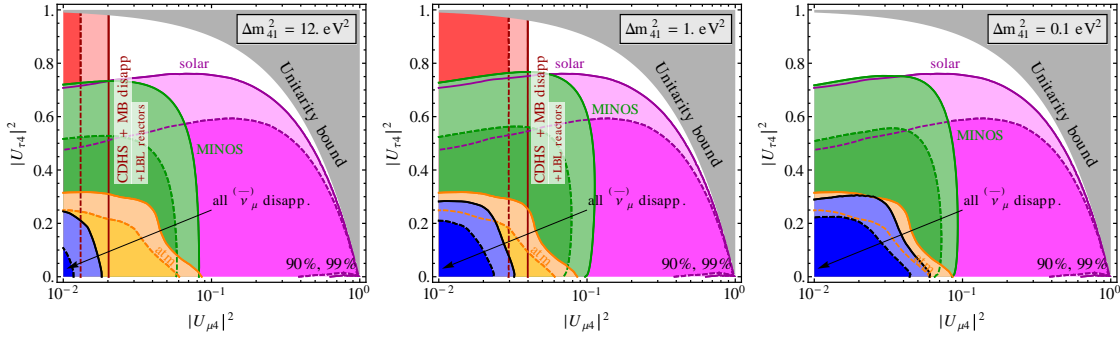


Figura 2.6.: Limites no plano $|U_{\mu 4}|^2$ e $|U_{\tau 4}|^2$ para três valores fixos de Δm_{41}^2 a partir dos dados de MINOS CC + CN (verde), neutrinos atmosféricos (laranja), desaparecimento de ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ em CDHS e MiniBooNE + reatores LD (vermelho), e a combinação de todos esses dados (azul). O vínculo de neutrinos solares é apresentado em magenta. As regiões são mostradas em 90% e 99% CL (2 dof) em relação ao χ^2 mínimo para Δm_{41}^2 fixo. Marginalizamos nas fases complexas e incluímos os efeitos de θ_{13} e θ_{14} quando importantes. A região cinza é excluída pela unitariedade da matriz de mistura, $|U_{\mu 4}|^2 + |U_{\tau 4}|^2 \leq 1$. Chamamos a atenção do leitor para as escalas diferentes entre as abscissas e as ordenadas.

$(\bar{\nu}_\mu)$ em escala Δm_{31}^2 , o qual não seria consistente com a distribuição no ângulo zenital observada em SK. Obtemos o limite

$$|U_{\tau 4}|^2 \lesssim 0,2 \quad \text{em} \quad 2\sigma \text{ (1 dof)} \quad (2.16)$$

dos dados globais, praticamente independente de Δm_{41}^2 e das fases complexas.

Apresentamos, na figura 2.6, os vínculos no plano $|U_{\mu 4}|^2 \times |U_{\tau 4}|^2$ para três valores fixos de Δm_{41}^2 . Em relação a $|U_{\mu 4}|^2$, observamos limites comparáveis de MINOS (principalmente CC) e atmosféricos, os quais são superados por CDHS e MiniBooNE para $\Delta m_{41}^2 \gtrsim 1 \text{ eV}^2$ (painéis central e à esquerda). Os últimos dados, por sua vez, não vinculam $|U_{\tau 4}|^2$, cujo limite global é largamente dominado por neutrinos atmosféricos. Graças ao efeito de matéria de CN e aos dados de CN de SNO, os neutrinos solares têm sensibilidade à $|U_{\tau 4}|^2$ similar a MINOS, não vinculam $|U_{\mu 4}|^2$ apreciavelmente.

2.4. Buscas por aparecimento $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$

Seguiremos agora com a discussão sobre as buscas de aparecimento. Diferentemente dos experimentos de desaparecimento, que são sensíveis apenas a uma linha da matriz de mistura, um experimento de aparecimento $(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ é sensível a produtos de duas linhas, $|U_{\alpha i} U_{\beta i}|$ para α e β fixos. Logo, as fases complexas são relevantes e devem ser levadas

em consideração. Na aproximação de curtas distâncias, a probabilidade de aparecimento 3+1 no canal $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ é

$$P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e}^{\text{CD},3+1} = 4|U_{\mu 4}U_{e 4}|^2 \sin^2 \frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} = \sin^2 2\theta_{\mu e} \sin^2 \frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E}, \quad (2.17)$$

onde definimos o ângulo de mistura efetivo

$$\sin^2 2\theta_{\mu e} \equiv 4|U_{\mu 4}U_{e 4}|^2. \quad (2.18)$$

Na parametrização (2.6) vale $\sin 2\theta_{\mu e} = \sin \theta_{24} \sin 2\theta_{14}$. A probabilidade de oscilação no esquema 3+2 é dada na eq. (2.1). Apesar de não haver dependência nas fases complexas no caso 3+1, o mesmo não é verdade no caso 3+2, no qual violação de CP é possível em distâncias curtas no setor estéril [163, 174].

Nossa análise dos dados de aparecimento $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ de LSND [73], KARMEN [140] e NOMAD [142] é baseada nas refs. [163, 177, 210]. Já as simulações de E776 [145] e ICARUS [146], usadas pela primeira vez por nós, estão descritas no Apêndice B.⁸ Em LSND, consideramos apenas os dados de decaimento em repouso, por serem estatisticamente bem mais significativos que os dados de decaimento em voo. Uma análise combinada de ambos conjuntos de dados num esquema simplificado de dois neutrinos apenas deslocaria a região permitida para valores um pouco menores do ângulo de mistura. Um discussão mais detalhada no contexto 3+1 pode ser encontrada na ref. [165].

Seguindo as instruções da colaboração, realizamos a simulação dos canais de aparecimento de ν_e e $\bar{\nu}_e$ em MiniBooNE, contemplando os dados mais recentes até o presente momento, $6,46 \times 10^{20}$ prótons no alvo no modo neutrino e $11,27 \times 10^{20}$ prótons no alvo para antineutrinos [77, 78]. Analisamos o espectro de energia completo para os modos de neutrino e antineutrino. Diferentemente da colaboração MiniBooNE, levamos em consideração oscilações no ruído de fundo de maneira consistente. Detalhes podem ser encontrados no Apêndice B.9.

Na figura 2.7, exibimos o ajuste dos dados de $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ no esquema 3+1. Os excesso de eventos de antineutrinos abaixo de 800 MeV em MiniBooNE prefere uma região do espaço de parâmetros, com $\theta_{\mu e}$ não nulo, que apresenta uma intersecção notável com a região preferida pelo excesso em LSND. Já os dados de neutrino de MiniBooNE, em 99% CL, apenas fornecem um limite superior, embora hajam regiões fechadas em níveis de confiança mais baixos. Nosso resultado concorda qualitativamente com o oficial da

⁸Recentemente, o experimento OPERA publicou resultados no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ [211]. O limite obtido é comparável àquele obtido por ICARUS [146].

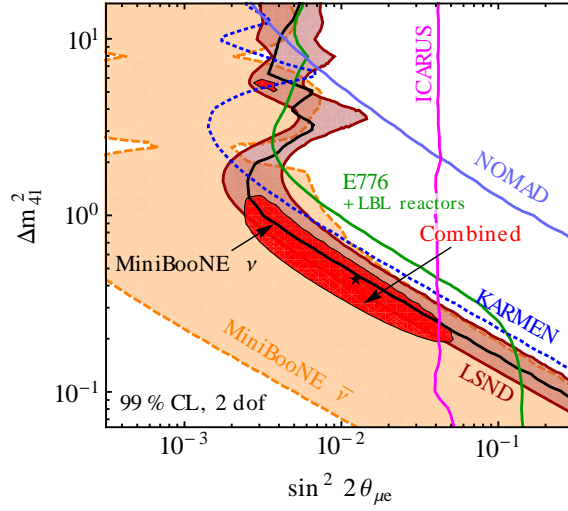


Figura 2.7.: Regiões permitidas e limites superiores em 99% CL (2 dof) para experimentos de aparecimento de $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ no esquema 3+1. Mostramos as regiões dos dados de antineutrino de LSND e MiniBooNE, bem como os vínculos dos dados de neutrinos de MiniBooNE, KARMEN, NOMAD, ICARUS e E776. Combinamos E776 com os experimentos de reator LD para vincular as oscilações do ruído de ν_e e $\bar{\nu}_e$, caso contrário o vínculo de E776 sobre $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ para Δm_{41}^2 pequeno seria negligenciável. A região vermelha corresponde à combinação de todos os dados, cuja estrela indica o ponto de melhor ajuste.

colaboração MiniBooNE (veja as figuras 4 da ref. [77] ou 3 da ref. [78]). O comportamento ligeiramente diferente das regiões permitidas é consequência das oscilações do ruído, que podem ser apreciáveis num ajuste contendo apenas dados de aparecimento, pois para $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ fixo, variamos livremente $|U_{\mu 4}|$ e $|U_{e 4}|$, com o vínculo da eq. (2.18).⁹

Em ICARUS, o canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ [146], cujo ruído mais importante é o aparecimento de ν_e devido a Δm_{31}^2 e θ_{13} , vincula $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ de forma essencialmente independente de Δm_{41}^2 no intervalo que nos é de interesse. Esse é o único resultado de aparecimento que exclui diretamente a região de grande ângulo de mistura e Δm_{41}^2 pequeno. Note que essa região também é excluída pelas buscas de desaparecimento de ν_e e ν_μ , uma vez que a eq. (2.18) é usada para relacionar $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ aos ângulos de mistura efetivos relevantes aos experimentos de desaparecimento. Como discutido na seção 2.1 e no Apêndice A, a probabilidade de aparecimento no esquema 3+1 em longas distâncias depende de uma fase complexa. Para a obtenção do limite de ICARUS na figura 2.7, fixamos $\sin^2 2\theta_{13} = 0,092$ e $\Delta m_{31}^2 = 2,4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ enquanto marginalizamos na fase relevante.

A intersecção significativa entre todas as regiões permitidas pelos experimentos de

⁹Verificamos que, ao usar os mesmos pressupostos da colaboração MiniBooNE, obtemos seus resultados com boa precisão.

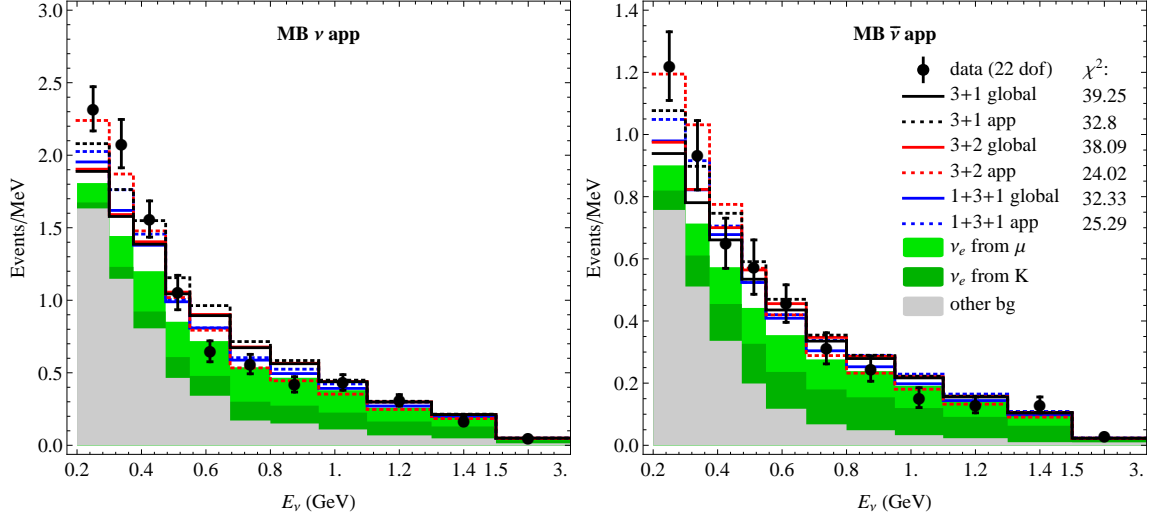


Figura 2.8.: Dados de MiniBooNe nos modos de neutrino (à esquerda) e antineutrino (à direita) comparados ao espectro previsto pelos pontos de melhor ajuste do conjunto de dados de aparecimento (igual à fig. 2.7) combinados nos esquemas 3+1, 3+2, e 1+3+1, e ao ponto de melhor ajuste global, incluindo os experimentos de desaparecimento. Os histogramas cheios mostram os ruídos sem oscilação. Os espectros previstos incluem o efeito de oscilação no ruído. Os valores correspondentes de χ^2 (para a combinação dos modos de neutrino e antineutrino) também estão presentes na figura.

$\bar{\nu}_\mu^- \rightarrow \bar{\nu}_e^-$ isolados, na figura 2.7, nos impeliu a realizar uma análise global que resultou na região vermelha O ponto de melhor ajuste global é $\sin^2 2\theta_{\mu e} = 0,013$ e $\Delta m_{41}^2 = 0,42 \text{ eV}^2$ com $\chi_{\min}^2/\text{dof} = 87,9/(68 - 2)$ dof (GOF = 3,7%), refutando a hipótese de não oscilação com $\Delta\chi^2 = 47,7$, sendo LSND o experimento que mais contribui para este valor. O parâmetro GOF é relativamente baixo devido aos dados de neutrino de MiniBooNE. Podemos ver isso tanto na tabela 2.6, onde listamos as contribuições individuais de cada experimento ao χ^2 de aparecimento, quanto na figura 2.8, onde mostramos que o ponto de melhor ajuste no esquema 3+1 (histograma preto pontilhado) não explica bem o espectro de neutrinos, prevendo eventos em demasia na região 0,6 – 1 GeV e em escassez abaixo de 0,4 GeV. Note que todos os experimentos têm valores de χ^2/dof razoáveis, exceto talvez E776, cujo valor é um pouco maior.

Realizando a mesma análise no esquema 3+2, obtemos o ponto de melhor ajuste $\Delta m_{41}^2 = 0,57 \text{ eV}^2$, $\Delta m_{51}^2 = 1,24 \text{ eV}^2$, com $\chi_{\min}^2/\text{dof} = 72,7/(68 - 5)$ (GOF = 19%), melhorando o parâmetro GOF consideravelmente em relação ao caso anterior:

$$\chi_{3+1,\text{app}}^2 - \chi_{3+2,\text{app}}^2 = 15,2. \quad (2.19)$$

Experimento	χ^2_{3+1}/dof	χ^2_{3+2}/dof	$\chi^2_{1+3+1}/\text{dof}$
LSND	11,0/11	8,6/11	7,5/11
MiniB ν	19,3/11	10,6/11	9,1/11
MiniB $\bar{\nu}$	10,7/11	9,6/11	12,7/11
E776	32,4/24	29,2/24	31,3/24
KARMEN	9,8/9	8,6/9	9,0/9
NOMAD	0,0/1	0,0/1	0,0/1
ICARUS	2,0/1	2,3/1	1,5/1
Combinado	87,9/(68 - 2)	72,7/(68 - 5)	74,6/(68 - 5)

Tabela 2.6.: Contribuições individuais ao χ^2 no ponto de melhor ajuste dos dados de combinados de aparecimento para os esquemas 3+1, 3+2 e 1+3+1. Como as correlações entre os modos de neutrino e antineutrino de MiniBooNE não são levadas em conta na contribuição individual, os valores de χ^2 individuais não somam o χ^2 combinado.

Para 3 graus de liberdade, correspondendo aos 3 parâmetros adicionais de aparecimento em CD no esquema 3+2, essa diminuição do χ^2 implica que os dados de aparecimento favorecem o esquema 3+2 em relação ao 3+1 em 99,8% CL. Tal fato é devido, em grande parte, aos dados de neutrino de MiniBooNE, cujo χ^2 melhora em 8,7 unidades quando passamos do esquema 3+1 para o 3+2. Isso pode ser entendido qualitativamente na figura 2.8. O melhor ajuste de aparecimento 3+1 (histograma preto pontilhado) apresenta uma concordância pobre com os dados, constatado pelo $\chi^2 = 32,8$ para 22 dof, visivelmente pior que no caso 3+2 (histograma vermelho pontilhado), cuja qualidade do ajuste é codificada pelo $\chi^2 = 24$ para 22 dof. O ajuste no esquema 1+3+1 é similar ao caso 3+2, sendo um pouco melhor para LSND e o modo neutrino de MiniBooNE, e um pouco pior para o modo antineutrino de MiniBooNE (ver tabela 2.6). Os espectros correspondentes para MiniBooNE são mostrados na figura 2.8 como o histograma azul pontilhado. Finalmente, para o caso 1+3+1 obtivemos $\chi^2_{\min}/\text{dof} = 74,6/(68 - 5)$ (GOF = 15%) e

$$\chi^2_{3+1,\text{app}} - \chi^2_{1+3+1,\text{app}} = 13,3 \quad (99,6\% \text{ CL}, 3 \text{ dof}). \quad (2.20)$$

2.5. Análise global combinada

Vamos ao aspecto mais importante deste capítulo: a inserção, de caráter estatístico, dos resultados anômalos no contexto global dos experimentos sensíveis à física de neutrino estéreis leves. Discutiremos o cenário 3+1 na seção 2.5.1 e os cenários 3+2 e 1+3+1 na seção 2.5.2.

2.5.1. Análise global: esquema 3+1

Para começarmos, observamos que o elo entre os canais desaparecimento de $\bar{\nu}_e$ e $\bar{\nu}_\mu$, que dependem das linhas $|U_{ei}|$ e $|U_{\mu i}|$ da matriz de mistura, respectivamente, é o aparecimento $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, pois envolve $|U_{ei}U_{\mu i}|$. No esquema 3+1, as oscilações em curtas distâncias podem ser descritas de maneira elementar, num esquema simplificado de dois neutrinos, pelos ângulos efetivos θ_{ee} , $\theta_{\mu\mu}$ e $\theta_{\mu e}$. As definições desses ângulos eqs. (2.8), (2.15) e (2.18), em função de apenas dois parâmetros fundamentais, $|U_{e4}|$ e $|U_{\mu 4}|$, nos demonstram a relação entre os canais descrita acima: ao desconsiderarmos termos de ordem $|U_{\alpha 4}|^4$ ($\alpha = e, \mu$) temos

$$\sin^2 2\theta_{\mu e} \approx 4 \sin^2 2\theta_{ee} \sin^2 2\theta_{\mu\mu}. \quad (2.21)$$

Logo, a amplitude de aparecimento que governa a física de oscilação de LSND e MiniBooNE é suprimida quadraticamente pelas pequenas amplitudes de desaparecimento. Essa é a causa da tensão entre os sinais de aparecimento e os dados de desaparecimento no esquema 3+1 [159, 160].

Visualizamos essa tensão no painel esquerdo da figura 2.9, onde mostramos as regiões permitidas por todos os experimentos de aparecimento (idêntica à região vermelha da figura 2.7) comparada com o limite dos experimentos de desaparecimento no plano $\sin^2 2\theta_{\mu e} \times \Delta m_{41}^2$. Os valores favorecidos de Δm_{41}^2 pelos dados de desaparecimento vêm das anomalias de gálio e reator (compare com a figura 2.3). Essas regiões não são fechadas pois, como $\sin^2 2\theta_{\mu e} = 4|U_{e4}U_{\mu 4}|^2$, podemos obter $\theta_{\mu e} \rightarrow 0$ fazendo $U_{\mu 4} \rightarrow 0$, o que não tem impacto nos dados de desaparecimento de $\bar{\nu}_e$, tampouco entram em tensão com os dados de desaparecimento de $\bar{\nu}_\mu$, já que nenhuma anomalia foi observada. O limite superior em $\sin^2 2\theta_{\mu e}$ dos dados de desaparecimento decorre, essencialmente, do produto dos limites superiores em $|U_{e4}|$ e $|U_{\mu 4}|$, de acordo com a eq. (2.21). A tensão entre os dados de aparecimento e desaparecimento é visível: há apenas pequenas interseções das respectivas regiões favorecidas em 99% CL em torno de $\Delta m_{41}^2 \approx 0,9 \text{ eV}^2$ e em 3σ em torno de $\Delta m_{41}^2 \approx 6 \text{ eV}^2$.

A tensão entre os experimentos de aparecimento e desaparecimento pode ser quantificada usando o teste *parameter goodness of fit* (PG) [165, 170], que é baseado na definição de χ^2 :

$$\begin{aligned} \chi_{\text{PG}}^2 &\equiv \chi_{\text{min, glob}}^2 - \chi_{\text{min, app}}^2 - \chi_{\text{min, dis}}^2 = \Delta\chi_{\text{app}}^2 + \Delta\chi_{\text{dis}}^2, \\ \Delta\chi_x^2 &= \chi_{x, \text{glob}}^2 - \chi_{\text{min}, x}^2 \quad \text{com } x = \text{app, dis}, \end{aligned} \quad (2.22)$$

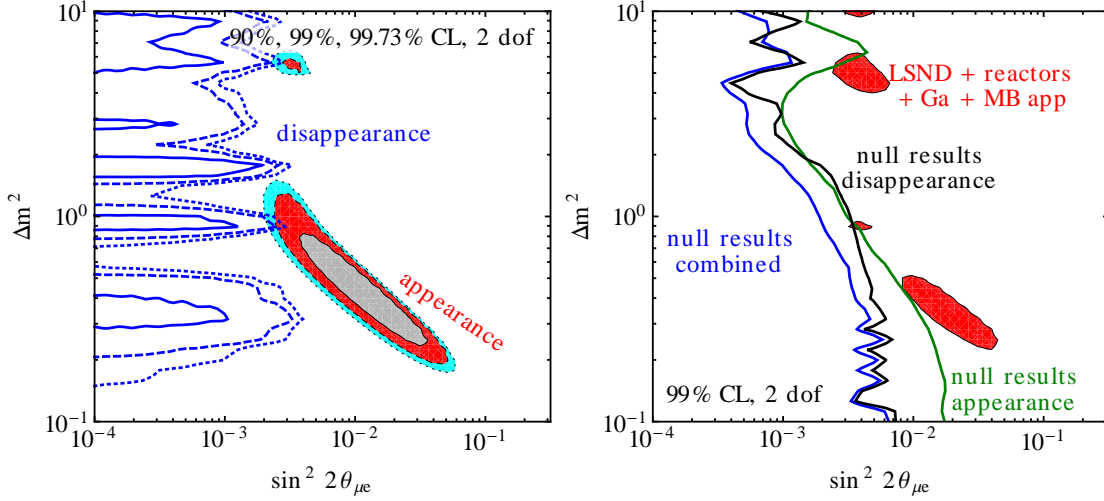


Figura 2.9.: Resultados do ajuste global no esquema 3+1, apresentados como limites de exclusão e regiões permitidas dos ângulos de mistura efetivos $\sin^2 2\theta_{\mu e} = 4|U_{e4}|^2|U_{\mu 4}|^2$ e da diferença quadrada de massa Δm_{41}^2 . À esquerda: comparação do espaço de parâmetros favorecido pelos dados de aparecimento (LSND, aparecimento em MiniBooNE, NOMAD, KARMEN, ICARUS e E776) com os limites de exclusão dos dados de desaparecimento (atmosféricos, solares, reatores, gálio, CDHS, MINOS, desaparecimento em MiniBooNE e espalhamento $\nu_e - {}^{12}\text{C}$ em KARMEN e LSND). À direita: Regiões permitidas pelos experimentos anômalos (LSND, MiniBooNE, reatores CD, gálio) contra os vínculos de todos os outros experimentos, mostrados separadamente para aparecimento e desaparecimento, bem como para a combinação.

onde $\chi_{\min, \text{glob}}^2$, $\chi_{\min, \text{app}}^2$ e $\chi_{\min, \text{dis}}^2$ são os valores mínimos de χ^2 encontrados ao realizarmos os ajustes global, apenas de aparecimento e apenas de desaparecimento, respectivamente. Na segunda linha, temos as contribuições dos dados de aparecimento ou desaparecimento ($x = \text{app}, \text{dis}$) ao χ^2 para os pontos de melhor ajuste global, $\chi_{x, \text{glob}}^2$, ou dos respectivos dados isoladamente, $\chi_{\min, x}^2$.

O χ_{PG}^2 deve ser calculado com o número de graus de liberdade correspondente ao número de parâmetros relevantes aos ajustes dos dados de aparecimento e desaparecimento (2 no esquema 3+1). Como pode ser visto na tabela 2.7, no ajuste global 3+1 temos $\chi_{\min}^2/\text{dof} = 712/680$, o que corresponde ao GOF de 19%, ao passo que o teste PG tem valor- p em torno de 10^{-4} . Note que o teste PG indica uma inconsistência entre os experimentos, mesmo com o valor- p do GOF relativamente alto, o que pode ser explicado de forma simples. O GOF é uma medida da adequação de uma hipótese aos dados experimentais. Em geral, uma anomalia não se manifesta em todos os pontos do conjunto de dados (em todo o espectro de energia, por exemplo) e, portanto, um alto número de pontos dilui o valor- p do GOF e esconde a tensão entre os dados. Já o teste PG é concebido de forma

a contornar esse efeito: ao tomarmos a diferença $\chi_{x,\text{glob}}^2 - \chi_{\text{min},x}^2$, estimamos quanto o ajuste “local” piora ao incluirmos os dados globais, o que nos revela a concordância entre os experimentos.¹⁰

	$\chi_{\text{min}}^2/\text{dof}$	GOF	$\chi_{\text{PG}}^2/\text{dof}$	PG	$\chi_{\text{app,glob}}^2$	$\Delta\chi_{\text{app}}^2$	$\chi_{\text{dis,glob}}^2$	$\Delta\chi_{\text{dis}}^2$
3+1	712/(689 – 9)	19%	18,0/2	$1,2 \times 10^{-4}$	95,8/68	7,9	616/621	10,1
3+2	701/(689 – 14)	23%	25,8/4	$3,4 \times 10^{-5}$	92,4/68	19,7	609/621	6,1
1+3+1	694/(689 – 14)	30%	16,8/4	$2,1 \times 10^{-3}$	82,4/68	7,8	611/621	9,0

Tabela 2.7.: Mínimos globais de χ^2 , valores GOF e teste do parâmetro *goodness-of-fit* (PG) [170] para a consistência entre experimentos de aparecimento e desaparecimento nos esquemas 3+1, 3+2 e 1+3+1. Os parâmetros dos melhores ajustes correspondentes podem ser encontrados na tabela 2.8. Nas últimas quatro colunas temos as contribuições dos dados de aparecimento e desaparecimento ao χ_{PG}^2 , veja eq. (2.22).

Visualmente, apresentamos o conflito entre os resultados anômalos e os outros no painel à direita da figura 2.9. Em vermelho, mostramos a região de parâmetros favorecida pelo ajuste combinado dos dados de reatores de CD, gálio, e aparecimento em LSND e MiniBooNE, enquanto que as linhas verde, preta e azul são os limites de aparecimento, de desaparecimento e global, respectivamente, dos experimentos não-anômalos. Vemos que não há interseção alguma, em 99% CL, entre a área vermelha e a região permitida à esquerda da linha azul.

2.5.2. Análise global: esquemas 3+2 e 1+3+1

Com a compatibilidade geral em xeque, no esquema 3+1, nos questionamos se a adição de mais um neutrino estéril poderia melhorar o presente panorama. Mostramos os valores de χ^2 , e testes GOF e PG para os esquemas 3+2 e 1+3+1 na tabela 2.7, bem como os parâmetros de oscilação dos melhores ajustes correspondentes na tabela 2.8. Os valores do teste PG nos revelam que a tensão entre os dados de aparecimento e desaparecimento permanece severa, especialmente no caso 3+2, cujo valor- p é menor que 10^{-4} , ainda pior que no caso 3+1. No esquema 1+3+1, uma compatibilidade de 0,2% pode ser alcançada.

Para compreendermos os resultados do teste PG, discutiremos cada caso separadamente. Ao compararmos o caso 3+2 ao 3+1, observamos uma pequena melhora no χ^2 global,

$$\chi_{3+1,\text{glob}}^2 - \chi_{3+2,\text{glob}}^2 = 10,7, \quad (2.23)$$

¹⁰Não faz sentido estudar a compatibilidade entre os experimentos anômalos e os que não observaram efeitos inesperados, pois ao escolhermos tais amostras, já estaríamos introduzindo um viés estatístico na análise.

	Δm_{41}^2 [eV ²]	$ U_{e4} $	$ U_{\mu 4} $	Δm_{51}^2 [eV ²]	$ U_{e5} $	$ U_{\mu 5} $	$\gamma_{\mu e}$
3+1	0,93	0,15	0,17				
3+2	0,47	0,13	0,15	0,87	0,14	0,13	-0,15 π
1+3+1	-0,87	0,15	0,13	0,47	0,13	0,17	0,06 π

Tabela 2.8.: Valores dos parâmetros do melhor ajuste global para os esquemas 3+1, 3+2 e 1+3+1. $\gamma_{\mu e}$ é a fase complexa relevante aos experimentos de aparecimento em curtas distâncias definida na eq. (2.2).

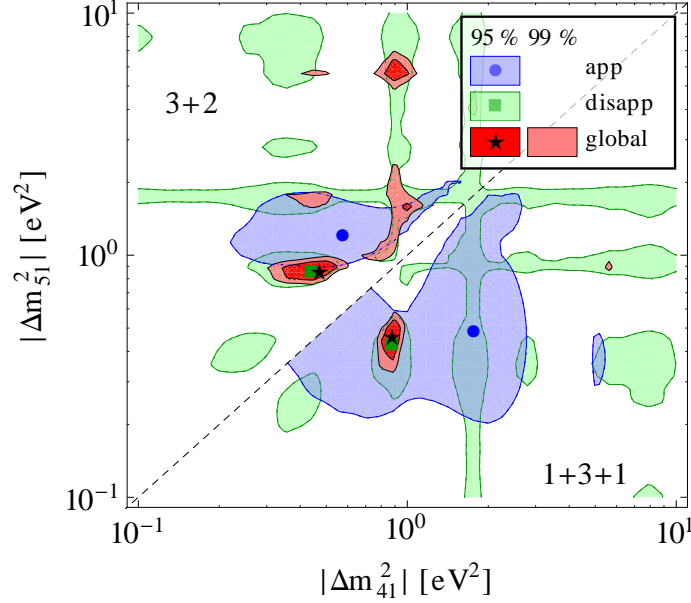


Figura 2.10.: Regiões permitidas no plano $|\Delta m_{41}^2|$ $|\Delta m_{51}^2|$ no esquema 3+2 (acima) e 1+3+1 (abaixo). Marginalizamos em todos os ângulos de mistura e fases. Mostramos as regiões para os dados de aparecimento (azul claro) e desaparecimento (verde claro) em 95% CL (2 dof), assim como a região global (vermelho claro e escuro) em 95% e 99% CL (2 dof).

o que corresponde numa preferência do esquema 3+2 sobre o 3+1 em 96,9% CL para os 4 parâmetros relevantes adicionais. Entretanto, vemos na tabela 2.7 que o $\chi^2_{\text{app, glob}}$ diminui em ~ 3 unidades, ao passo que o $\chi^2_{\text{min}, x}$ melhora em 15 unidades, como podemos ver na eq. (2.19). Isso significa que apesar da contribuição dos dados de aparecimento ao χ^2 global ser similar, o ajuste desses dados isolados é muito melhor no caso 3+2. Essa diferença de ajustes, $\chi^2_{\text{app, glob}} = 92,4/68$ e valor- p de 2,6% no caso global comparado a $\chi^2_{\text{min, app}}/\text{dof} = 72,7/63$ e valor- p de 19%, eclode no grande valor de $\chi^2_{\text{PG}} = 25,8$, cuja contribuição dominante, de 19,7, vêm desses dados. Essa interpretação é corroborada pela figura 2.8 que mostra um ajuste igualmente pobre dos dados de neutrino de MiniBooNE

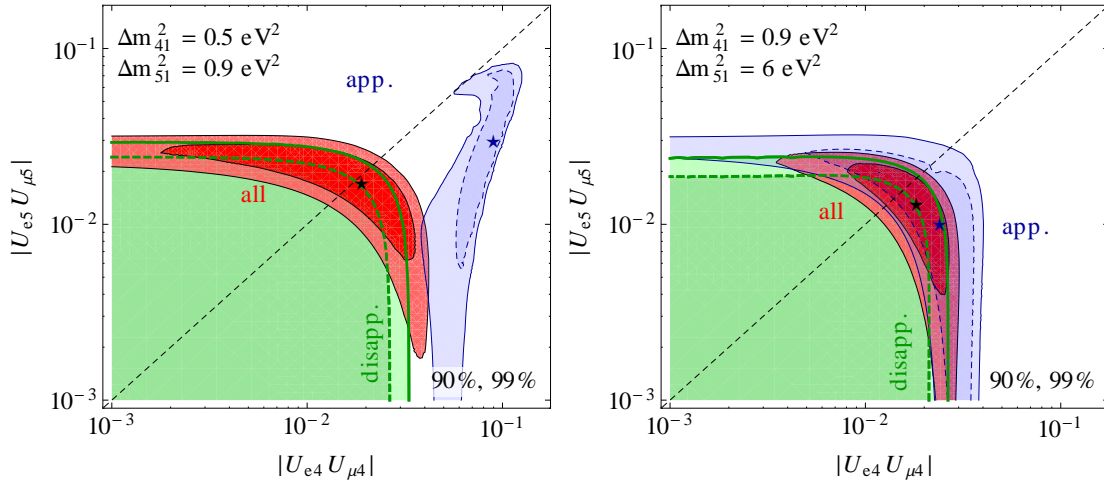


Figura 2.11.: Regiões permitidas no esquema 3+2 no plano $|U_{e4}U_{\mu4}|$ e $|U_{e5}U_{\mu5}|$ para valores fixos de Δm_{41}^2 e Δm_{51}^2 em 90% e 99% CL (2 dof). Marginalizamos todos os outros parâmetros. Mostramos as regiões permitidas para os dados de aparecimento (azul), desaparecimento (verde) e global (vermelha).

nos pontos de melhor ajuste global 3+1 e 3+2 (histogramas preto sólido e vermelho sólido, respectivamente).

Investigamos essa tensão do ajuste 3+2 nas figuras 2.10 e 2.11. Na primeira, mostramos as regiões permitidas do espaço de parâmetros projetado no plano das duas diferenças quadradas de massa para os dados de aparecimento e desaparecimento separadamente, bem como a região combinada. O ponto de melhor ajuste se dá próximo a uma região de interseção das regiões de aparecimento e desaparecimento em 95% CL. Entretanto, uma interseção na projeção não implica que as regiões multidimensionais possuem tal interseção. Para entendermos isso, no painel esquerdo da figura 2.11, fixamos os valores das diferenças quadradas de massa em valores próximos ao melhor ajuste 3+2 e mostramos as regiões permitidas no plano $|U_{e4}U_{\mu4}|$ e $|U_{e5}U_{\mu5}|$ (esses elementos são análogos a $\sin 2\theta_{\mu e}$ nas amplitudes em CD no caso 3+1). Como no caso 3+1, em 99% CL, não há qualquer interseção. O painel à direita da figura 2.11 corresponde a um mínimo local do ajuste combinado que pode ser visto na figura 2.10 próximo de $\Delta m_{41}^2 = 0.9 \text{ eV}^2$ e $\Delta m_{51}^2 = 6 \text{ eV}^2$. Nesse caso, embora não seja possível ver o conflito na figura 2.11, pois ela é construída com o $\Delta\chi^2$, a figura 2.10 nos revela que esse ponto não é favorecido pelos dados de aparecimento, fornecendo portanto um ajuste pobre e diminuindo o GOF. Com isso, é possível entender porque a tensão entre os dados de aparecimento e desaparecimento não é resolvida no esquema 3+2.

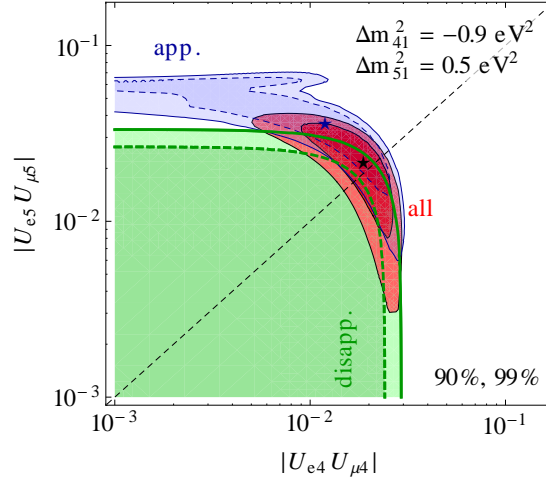


Figura 2.12.: Similar à figura 2.11 para o esquema 1+3+1.

Para o esquema 1+3+1, um ajuste um pouco melhor pode ser obtido,

$$\chi_{3+1,\text{glob}}^2 - \chi_{1+3+1,\text{glob}}^2 = 17,8, \quad (2.24)$$

o que desfavorece o esquema 3+1 em 99,9% CL (4 dof) em relação ao 1+3+1. Observamos, na tabela 2.7, que o esquema 1+3+1, em relação ao 3+2, provê uma explicação mais adequada aos dados de aparecimento ($\chi_{\text{app, glob}}^2 = 82,4$ comparado com 92,4). Percebemos, no histograma azul sólido da figura 2.8, que, embora o excesso em baixas energias ainda não seja suficiente, o ponto de melhor ajuste global 1+3+1 reproduz satisfatoriamente o baixo número de eventos no espectro de neutrinos de MiniBooNE além de 0,5 GeV. O χ_{PG}^2 de aparecimento contra desaparecimento é até um pouco menor que no esquema 3+1 (16,8 contra 18,0) e, levando em conta o número de parâmetros relevantes adicionais, um valor- p de 0,2% é obtido, uma ordem de magnitude melhor que o caso 3+1.

As projeções das regiões permitidas no plano das diferenças quadradas de massa são mostradas na parte inferior da figura 2.10. As regiões de desaparecimento são, em boa aproximação, simétricas para 3+2 e 1+3+1. Isso pode ser compreendido observando que, na eq. (2.3), a diferença entre 3+2 e 1+3+1 aparece apenas no último termo, o qual é proporcional à quarta potência de pequenos elementos da matriz de mistura, enquanto os termos dominantes são de segunda ordem. Ainda na figura 2.10, vemos que ambas regiões favorecidas de aparecimento e desaparecimento incluem o ponto de melhor ajuste global. Na figura 2.12 mostramos novamente uma projeção no espaço das combinações de elementos da matriz de mistura para valores fixos de diferenças quadradas de massa

próximas ao ponto de melhor ajuste. Embora a tensão entre os dados ainda seja visível (não há interseção das regiões em 90% CL) a discordância é menos severa que no caso 3+2.

2.6. Conclusão

Realizamos um análise estatística completa e detalhada do panorama atual de oscilação de neutrinos estéreis na escala eV². Investigamos os indícios de desaparecimento de neutrinos e antineutrinos do elétron, denominados anomalias de reator e gálio, além dos excessos de eventos inexplicados nos canais $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ em LSND e MiniBooNE. Abrangemos, em nossa análise, dezenas de experimentos: experimentos de reator e acelerador em curtas e longas distâncias; e dados de neutrinos solares e atmosféricos. Nossas conclusões são as seguintes.

1. Em todos os ajustes globais, o GOF é relativamente bom, pois $\chi^2_{\min}/\text{dof} \approx 1$, o que não significa que os ajustes descrevem todos os dados adequadamente, uma vez que o alto número de pontos de dados dilui o GOF, como explicamos na seção 2.5 (ver tabela 2.7).
2. De fato, o teste PG revela uma tensão entre os dados de aparecimento e desaparecimento, em todos os casos, particularmente devida ao limite severo imposto pelos dados de desaparecimento de $\bar{\nu}_\mu$.
3. A tensão é oriunda dos dados de aparecimento de LSND e MiniBooNE. As transições $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ implicam, necessariamente, desaparecimento de $\bar{\nu}_e$ e $\bar{\nu}_\mu$, mas os últimos não foram observados no regime de L/E em questão.
4. Por outro lado, as anomalias de reator e gálio são consistentes com todos os outros experimento que não observaram anomalias.
5. No esquema 3+1, a compatibilidade entre dados de aparecimento e desaparecimento é de ordem 10^{-4} , sendo que as respectivas regiões favorecidas têm pequenas intersecções em 99% CL.
6. Ao passarmos para o esquema 3+2, não constatamos uma melhora expressiva no ajuste. O χ^2_{\min} diminui pouco, e a compatibilidade fica ainda pior, pois o ajuste “local” dos dados de aparecimento melhora significativamente, enquanto que o ajuste global praticamente não muda.

7. A compatibilidade só melhora ao passarmos para o esquema 1+3+1, no qual obtivemos um valor- p marginal de 0,2%. Nesse caso, o esquema 3+1 é rejeitado em 99,9% CL.

Se, por um lado, o caso 1+3+1 apresenta a melhor compatibilidade entre os dados de aparecimento e desaparecimento, por outro é o caso de maior tensão com os experimentos cosmológicos. Recentemente, o satélite PLANCK coletou dados cosmológicos que, ao serem interpretados com o modelo cosmológico padrão, limita a soma total das massas dos neutrinos (em equilíbrio térmico) em $\sum m_\nu \lesssim 0,5$ eV [93]. No ponto de melhor ajuste global do caso 1+3+1, a soma das massas é, na melhor hipótese, $\sum m_\nu \approx 3\sqrt{|\Delta m_{51}^2|} + \sqrt{|\Delta m_{41}^2| + |\Delta m_{51}^2|} \approx 3,2$ eV (ver tabela 2.8), o que coloca a questão de como esse valor elevado pode ser consistente com a cosmologia (ver, por exemplo, refs. [212–216]).

Independentemente, a partir das informações de eventos de corrente neutra, derivamos também limites na mistura de ν_τ com neutrinos estéreis utilizando os dados de MINOS, neutrinos solares e atmosféricos, sendo a contribuição dos últimos a mais relevante para o limite.

Embora, por uma lado, existam indicações de anomalias nos dados de reator, gálio, LSND e MiniBooNE, não há uma interpretação satisfatória, até o presente momento, de todos os dados experimentais no contexto de oscilações envolvendo neutrinos estéreis. De qualquer forma, se não almejarmos explicar todos os dados, em especial os de LSND e MiniBooNE, deparamo-nos com uma situação clara, pois as anomalias de gálio e reator não contradizem os experimentos que não observaram anomalias.

Nesse caso, podemos explicar os dados experimentais com modelos específicos. Por exemplo, estudamos nas refs. [85, 86] um modelo de dimensões extras planas grandes, no qual as partículas do modelo padrão localizam-se na brana quadridimensional e neutrinos de mão direita no *bulk*, que poderia justificar as pequenas massas dos neutrinos. Os neutrinos de mão direita, ao projetarmos a física observável na brana, originam uma torre de Kaluza-Klein de neutrinos estéreis, que misturam-se com os neutrinos usuais e, como consequência disso, poderíamos explicar as anomalias de reator e gálio.

Embora não seja simples, uma solução convincente desse problema é mandatória. Uma possível descoberta de neutrinos estéreis de massa na ordem eV seria, indubitavelmente, um sinal de física além do modelo padrão e representaria um marco na história da física de partículas. Estudamos, na ref. [217], a capacidade de um possível experimento de neutrinos Mössbauer de vincular, por exemplo, o modelo de dimensões extras citado (para mais detalhes sobre experimentos futuros no âmbito de neutrinos estéreis, ver *e.g.*

a revisão [179] e suas referências).

Considerações finais

Nessa tese, investigamos a fenomenologia do panorama da física de neutrinos, tanto padrão, compreendendo apenas os três neutrinos ativos, quanto não padrão, contemplando a presença de neutrinos estéreis.

No primeiro caso, para testarmos o paradigma, é fundamental a determinação da fase de violação de CP, o último parâmetro de oscilação ainda completamente desconhecido, além do octante de θ_{23} e da hierarquia de massa dos neutrinos. Estudamos a recente determinação de θ_{13} pelos experimentos de feixe, T2K e MINOS, e de reator, Daya Bay, RENO e Double Chooz, além do impacto resultante sobre a matriz de massa dos neutrinos e as correlações entre suas entradas. As perspectivas futuras da determinação das correlações em questão são mais uma razão a se medir a fase δ_{CP} .

Estudamos uma forma de apropriada estimar a sensibilidade de um experimento à fase de violação de CP, a *fração de exclusão de CP*, e estudamos detalhadamente T2K e NO ν A com esse guia. Evidenciou-se a capacidade desses experimentos em vincular δ_{CP} , além da sinergia entre eles. Nosso objetivo é contribuir para a elaboração de estratégias experimentais futuras com essa nova medida.

No segundo caso, em relação aos neutrinos estéreis, analisamos, em grande detalhe e num contexto global, as recentes e subsistentes anomalias de oscilações de neutrinos em curtas distâncias. Esses resultados inusitados indicam, possivelmente, a presença de neutrinos estéreis de massa na escala do eV.

Combinamos uma ampla gama de experimentos para vermos que, apesar das anomalias de gálio e reator não apresentarem tensão alguma com os outros dados de oscilação, os resultados de MiniBooNE e LSND são conflitantes com os experimentos de desaparecimento de $\bar{\nu}_{\mu}$. Não surge, portanto, um cenário global coerente de oscilação de neutrinos ativos para neutrinos estéreis.

Esperamos que essa tese possa ter contribuído com o avanço da compreensão da física de neutrinos, tanto no âmbito experimental quanto fenomenológico. Ansiamos também que

esse trabalho tenha sido suficientemente didático para, quem sabe, ter alguma serventia para estudantes nessa área.



Tratamento das fases complexas

O objetivo desse apêndice é prover um método coerente de parametrizar a matriz de mistura dos neutrinos, demonstrando como eliminar consistentemente as fases de CP não físicas [168]. De maneira concreta, consideraremos o caso de 3 neutrinos ativos e dois neutrinos estéreis. Como fizemos no capítulo 2, ordenamos a base de sabor como $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \nu_{s1}, \nu_{s2})$, onde os três primeiros são os neutrinos predominantemente ativos e os últimos, predominantemente estéreis. Podemos começar parametrizando a matriz de mistura assumindo todas as rotações complexas como, por exemplo,

$$U = V_{35}V_{34}V_{25}V_{24}V_{23}V_{15}V_{14}V_{13}V_{12} \quad (\text{A.1})$$

onde V_{ij} é uma matriz de rotação complexa, no plano ij , caracterizada pelo ângulo de rotação θ_{ij} e fase φ_{ij} . A mistura no setor estéril não é observável e, portanto, omitimos as rotações $V_{\ell\ell'}$ com $\ell, \ell' \geq 4$. Embora discutiremos o caso específico de 3 neutrinos ativos e 2 estéreis, alguns resultados aqui são gerais. Por exemplo, para n neutrinos ativos e s neutrinos estéreis, a matriz U contém um total de $n(n-1)/2 - s(s-1)/2$ ângulos de mistura (mas nem todos são físicos).

Apresentaremos agora um método que nos permite remover consistentemente fases não físicas da matriz de mistura. Primeiramente, é importante observar que uma rotação

complexa pode ser escrita como

$$V_{ij} = D_k O_{ij} D_k^*, \quad k = i \quad \text{ou} \quad k = j, \quad (\text{A.2})$$

onde O_{ij} é a matriz de rotação real e D_k é uma matriz diagonal com $(D_k)_{ij} = \delta_{ij} e^{i\varphi_{jk}}$ (por exemplo, $D_4 = \text{diag}(1 \ 1 \ 1 \ e^{i\varphi} \ 1)$). Se $k = i$, a fase em D_k é $+\varphi_{ij}$, enquanto que se $k = j$, a fase é $-\varphi_{ij}$. O ponto chave é que as matrizes de fase D_k que se encontram na extrema esquerda ou direita da matriz U , na eq. (A.1), não afetam a oscilação dos neutrinos e, conseqüentemente, não são físicas. Claro que, em se tratando de processos de violação de número leptônico, essas fases são, de fato, relevantes, necessitando maior diligência na contagem de fases físicas.

Dessa forma, partindo de uma parametrização da matriz de mistura cujas matrizes de rotação são todas complexas, podemos eliminar fases desimportantes à física de oscilação de neutrinos comutando as matrizes D_k para a extrema esquerda e direita da eq. (A.2). Obviamente,

$$[V_{ij}, D_k] = [O_{ij}, D_k] = 0, \quad k \neq i \quad \text{e} \quad k \neq j.$$

Além disso, se $k = i$ ou $k = j$, então podemos comutar D_k com V_{ij} redefinindo a fase φ_{ij} (por exemplo, $V_{ij}(\theta_{ij}, \varphi_{ij}) D_i = D_i V_{ij}(\theta_{ij}, \varphi'_{ij})$), embora não possamos comutar D_i ou D_j com a rotação real O_{ij} .

Para compreendermos o método na prática, tomemos a parametrização (A.2) e iniciemos a remoção de fases com $V_{12} \rightarrow O_{12}$ (comutando, por exemplo, D_1 para os extremos e redefinindo as fases necessárias). Ao fazê-lo, não podemos mais utilizar as matrizes D_1 e D_2 para remover fases das outras rotações complexas, pois D_1 e D_2 não comutam com O_{12} . Todavia, podemos usar D_3 para remover uma (e apenas uma) das fases φ_{i3} , e assim por diante. No caso geral, podemos remover um total de $n - 1$ fases, ou seja, considerando inicialmente todas as fases complexas, no caso de $n = 3$ neutrinos ativos, chegamos em $3(s + 1) - (n - 1) = 2s + 1$ fases físicas. Por exemplo, 1 fase no caso padrão, 3 fases no esquema 3+1, ou 5 fases para 2 neutrinos estéreis.

Seguindo essa receita, torna-se óbvio que não podemos associar de forma arbitrária as fases físicas aos ângulos de mistura. Devemos fazê-lo de maneira consistente com esse algoritmo. Particularmente, é impossível fazer 3 matrizes de índices comuns entre si ij , ik e kj reais. Uma possibilidade de escolha de fases é dada na eq. (2.6), usada nessa tese.

Podemos usar esse algoritmo no caso das aproximações de curtas e longas distâncias de acordo com a tabela 2.2. Na aproximação de CD no esquema 3+2, por exemplo, temos apenas duas fases físicas cujas expressões independentes da parametrização $\gamma_{\mu e}$ e

$\gamma_{\mu\tau}$ podem ser vistas nas eqs. (2.1) e (2.2). Nessa aproximação, a matriz de mistura é, efetivamente,

$$U_{\text{CD}} = V_{35}V_{34}V_{25}V_{24}V_{15}V_{14},$$

que pode ser reduzida a

$$U_{\text{CD}} \rightarrow V_{35}O_{34}V_{25}O_{24}O_{15}O_{14}.$$

Consideramos apenas experimentos de aparecimento em CD no canal de oscilação $\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_e$ e, conseqüentemente, apenas a fase $\gamma_{\mu e}$ é relevante. Esta, por sua vez, não depende de φ_{35} na parametrização escolhida e, portanto, podemos considerar apenas φ_{25} sem perda de generalidade.

Por outro lado, no limite de LD, mais fases são importantes. Podemos aproximar

$$U_{\text{LD}} = V_{35}V_{34}V_{25}V_{24}V_{23}V_{15}V_{14}V_{13},$$

que pode ser reduzida a

$$U_{\text{LD}} \rightarrow V_{35}V_{34}V_{25}O_{24}O_{23}O_{15}O_{14}V_{13}, \quad (\text{A.3})$$

envolvendo 4 fases. Independentemente da parametrização, vemos, na eq. (2.4), que as probabilidades de oscilação dependem de

$$\arg(I_{\alpha\beta 43} + I_{\alpha\beta 53}), \quad \arg(I_{\alpha\beta 54}) = \gamma_{\alpha\beta}, \quad (\text{A.4})$$

com $I_{\alpha\beta ij}$ definido na eq. (2.2). Para os experimentos que nos são relevantes, tratamos da transição $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ (ICARUS) e da combinação $\sum_{\alpha=e,\mu,\tau} P_{\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\alpha}}$ (dados NC de MINOS). Logo, os dois canais de aparecimento $(\alpha\beta) = (\mu e)$ e $(\mu\tau)$ são importantes e, de acordo com a eq. (A.4), temos quatro fases, em concordância com a eq. (A.3) e com a tabela 2.2. Na parametrização (A.3), as oscilações $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ envolvem apenas φ_{13} e φ_{25} , ao passo que $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ também são sensíveis a φ_{35} e φ_{34} .

As fases no caso 3+1 são obtidas ao omitirmos todos os termos que contêm o índice “5”. Nesse caso, observamos que nenhuma fase é pertinente na aproximação de CD, enquanto duas fases impactam na aproximação de LD, as combinações $\arg(U_{\mu 4}^* U_{e 4} U_{\mu 3} U_{e 3}^*)$ e $\arg(U_{\mu 4}^* U_{\tau 4} U_{\mu 3} U_{\tau 3}^*)$, as quais correspondem, em nossa parametrização, a φ_{34} e φ_{13} (o canal $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ é sensível apenas a φ_{13}). Uma discussão sobre a importância das fases para os neutrinos solares e atmosféricos pode ser encontrada na ref. [168].

B

Detalhes das simulações

Fornecemos, nesse apêndice, detalhes técnicos das simulações presentes nos capítulos 1 e 2, desenvolvidas pelo autor da tese. Todas as simulações utilizam o pacote GLoBES [218, 219].

Primeiramente, faremos uma discussão inespecífica sobre as implementações dos experimentos. Genericamente, a contagem de uma certa componente dos eventos no i -ésimo bin se dá através de

$$N_i = n \int_{E_i^{\min}}^{E_i^{\max}} dE \epsilon(E) \int_0^\infty dE' R(E, E') \phi(E') \sigma(E') P(E'), \quad (\text{B.1})$$

onde ϕ é o fluxo apropriado, σ é a seção de choque, P é a probabilidade de oscilação num determinado canal, R é a resolução de energia, ϵ é a eficiência, E_i^{\min} e E_i^{\max} são as energias mínima e máxima do i -ésimo bin e n é uma normalização, a qual inclui o tempo de exposição e a massa fiducial. Na maioria dos casos, para modelar a resolução de energia, usamos resoluções gaussianas

$$R(E, E') = \frac{1}{\sigma_E \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(E - E')^2}{2\sigma_E^2} \right], \quad (\text{B.2})$$

onde a largura pode ser uma função da energia e será definida para cada experimento. Vamos denominar coletivamente as funções χ^2 ou verossimilhança $-2 \ln(L)$ sem qualquer incerteza ou conhecimento prévio dos parâmetros de oscilação por χ_0^2 . Em termos gerais, para poucos eventos (distribuição poissoniana), é adequado usar

$$\chi_0^2 = \sum_i^{\text{bins}} 2(P_i - D_i) + 2D_i \ln(D_i/P_i), \quad (\text{B.3})$$

onde P_i e D_i são o número de eventos previsto e observado (ou calculado com os parâmetros de entrada, para previsões futuras), respectivamente, no i -ésimo bin, incluindo os ruídos. Quando o número de eventos é mais alto (distribuição gaussiana), podemos usar

$$\chi_0^2 = (\mathbf{D} - \mathbf{P})^T S^{-1} (\mathbf{D} - \mathbf{P}), \quad (\text{B.4})$$

onde \mathbf{D} e \mathbf{P} são os vetores de número de eventos observados (ou calculado com os parâmetros de entrada) e previstos, respectivamente, incluindo o ruído, e S é uma matriz de covariância, que incorpora as incertezas sistemáticas e suas possíveis correlações, além dos erros estatísticos.

Para levar em conta o conhecimento prévio de um conjunto de parâmetros de oscilação, usaremos *a priori* gaussianos. Se certos parâmetros p_i possuírem valores médios \hat{p}_i e desvios padrões σ_{pi} , então os *a priori* gaussianos são adicionados na função χ_0^2 como

$$\chi^2 = \chi_0^2 + \sum_i \frac{(p_i - \hat{p}_i)^2}{\sigma_{pi}^2}. \quad (\text{B.5})$$

Para lidar com incertezas experimentais (no fluxo, massa fiducial, ruídos, etc.), fazemos a modificação $\chi_0^2 \rightarrow \hat{\chi}_0^2$ adicionando um novo parâmetro livre x e um termo de penalidade x^2/σ_x^2 . Para exemplificar, vamos assumir uma incerteza σ_{NC} na normalização dos eventos de corrente neutra de um certo experimento. Se N_i^{NC} é o número simulado da componente de eventos de corrente neutra no i -ésimo bin, então na função χ_0^2 substituímos $N_i^{\text{NC}} \rightarrow (1 + x_{\text{NC}})N_i^{\text{NC}}$ e adicionamos o termo de penalidade $x_{\text{NC}}^2/\sigma_{\text{NC}}^2$ ao χ^2 resultante. Resumindo, levando em conta o conhecimento prévio dos parâmetros de oscilação e incertezas experimentais, o χ^2 resultante toma a seguinte forma

$$\chi^2 = \hat{\chi}_0^2 + \sum_i \frac{(p_i - \hat{p}_i)^2}{\sigma_{pi}^2} + \sum_j \frac{x_j^2}{\sigma_{xj}^2}. \quad (\text{B.6})$$

B.1. Tokai-to-Kamioka: $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$

O experimento japonês T2K consiste num feixe de ν_μ partindo do J-PARC em Tokai, 2,5° fora do eixo, em direção ao detector Super-Kamiokande, de massa fiducial de 22,5 kt, localizado em Kamioka, à 295 km do J-PARC. Nossa implementação de T2K consiste, na verdade, em duas simulações.

A primeira, utilizada na seção 1.2, visa reproduzir o primeiro resultado de aparecimento de ν_e [106]. Para isso, utilizamos o fluxo de neutrinos da carta de intenção do projeto de Hyper-Kamiokande (HK) [119] (normalizando-o à configuração experimental de T2K), o qual é dado em termos de $n_\nu/\text{GeV}/\text{cm}^2/10^{21}\text{POT}$ à 1 km, onde n_ν é o número de neutrinos. Para HK, é assumido que 1 MW ano = $2,1 \times 10^{21}$ POT (acrônimo do inglês *protons on target*, ou seja, prótons no alvo). Logo, a fator de normalização para 1 Mt MW ano é 0,1256. Frisamos que, com esse fator, não foi necessário nenhum ajuste na normalização do espectro de eventos para reproduzir satisfatoriamente os resultados em questão.

Os ruído foram digitalizados da figura 5 da ref. [106] e as seções de choque e eficiências dos eventos quase-elásticos (QE) e não quase-elásticos (nQE) foram tomados da ref. [129]. Assumimos (nas duas simulações) uma densidade de matéria no caminho percorrido pelo neutrino de 2,6 g/cm³. Adotamos reconstruções de energia gaussianas com largura de 85 e 130 MeV para os eventos QE e nQE, sendo que os eventos nQE são reconstruídos em energia 350 MeV mais baixas que a energia real [129]. Assumimos um erro sistemático de 23% na normalização absoluta. Com isso, conseguimos reproduzir muito bem a região permitida no plano $\sin^2 2\theta_{13} \times \delta_{\text{CP}}$ na figura 6 da ref. [106] para $1,43 \times 10^{20}$ POT.

Na outra simulação, adequada para as previsões futuras da seção 1.3, tomamos não só os fluxo, mas também os ruídos (normalizados para T2K) nos canais $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ da ref. [119]. As seções de choque são as mesmas. Consideramos quatro erros sistemáticos, as normalizações de sinal e ruído nos canais de neutrino e antineutrino, todos iguais a 10%. A reconstrução de energia nesse caso foi feita de forma um pouco mais laboriosa. Construímos matrizes de migração para os eventos QE e nQE nos modos neutrino e antineutrino. Para cada matriz, fixamos a largura da gaussiana de reconstrução de energia em 0,55 GeV e 0,75 GeV e, então, interpolamos ou extrapolamos para todas as energias de interesse. Os valores exatos encontram-se na tabela B.1. Assumimos eficiências quase constantes para eventos QE, em torno de 80%, e levemente decrescentes para eventos nQE, em torno de 25% e 45% para neutrinos e antineutrino, respectivamente.

Nas previsões futuras, uma vez que simulamos apenas os canais de aparecimento, levamos em conta as medições de desaparecimento através de *priors* em θ_{23} . Assumimos,

	0,55 GeV		0,75 GeV	
	largura (MeV)	deslocamento (MeV)	largura (MeV)	deslocamento (MeV)
ν QE	85	-10	98	-15
ν nQE	70	-325	110	-390
$\bar{\nu}$ QE	57	-20	60	-20
$\bar{\nu}$ nQE	100	-270	120	-310

Tabela B.1.: Parâmetros de reconstrução de energia em T2K.

de forma conservadora, que a sensibilidade final de T2K aos parâmetros atmosféricos será $\delta(\sin^2\theta_{23}) = 0,02$ em 68% CL [115]. Como o canal de aparecimento não é sensível ao valor específico de $|\Delta m_{31}^2|$, o fixamos em $2,47 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ ou $2,43 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ para hierarquia normal e invertida [72].

B.2. MINOS: $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

No laboratório americano Fermilab, em Illinois, os neutrinos do feixe NuMI são medidos em um detector próximo de 0,98 kt, à 1 km da fonte, e em outro distante de 5,4 kt, à 735 km, no laboratório subterrâneo Soudan, em Minnesota. Com o objetivo de reproduzir fielmente a região permitida no plano $\sin^2 2\theta_{13} \times \delta_{\text{CP}}$ na figura 3 da ref. [107], simulamos o sinal de ν_e utilizando um procedimento similar ao encontrado na ref. [220].

A descrição geral do experimento pode ser encontrada nas refs. [221–224]. Para simularmos o canal de aparecimento de neutrinos $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, utilizamos os fluxos de neutrinos obtidos a partir de simulações de Monte Carlo do feixe de neutrinos NuMI [225]. Uma vez que o espectro de mais alta energia é pouco sensível às oscilações no regime atmosférico, restringimo-nos às janelas de energia 1–5 GeV, utilizando a mesma binagem de energia do experimento. A eficiência foi ajustada de forma a melhor reproduzir os resultados da ref. [107], bem como a resolução de energia, modelada por uma gaussiana com largura $0,16E + 0,07\sqrt{E/\text{GeV}}$ GeV. Utilizamos a seção de choque de espalhamento de neutrinos em água [126, 127]. Assumimos uma densidade de matéria ao longo da trajetória do neutrino de $2,8 \text{ g/cm}^3$. O ruído e os erros sistemáticos foram obtidos da ref. [107].

B.3. Double Chooz: $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$

Concebido com dois detectores idênticos de $10,3 \text{ m}^3$ de volume fiducial, um próximo a 400 m e um distante a 1050 m, Double Chooz [226], o sucessor do experimento Chooz [48], na França, detecta antineutrinos emitidos pela usina nuclear CHOOZ-B (dois reatores de $4,27 \text{ GW}_{\text{th}}$ de potência térmica). Até o presente momento, Double-Chooz opera apenas com o detector distante.

Para reproduzir os resultados de desaparecimento de $\bar{\nu}_e$ das refs. [108, 113], utilizamos a composição isotópica da ref. [226], $^{235}\text{U} : ^{238}\text{U} : ^{239}\text{Pu} : ^{241}\text{Pu} = 0,488 : 0,087 : 0,359 : 0,067$, digitalizamos os ruídos e eficiências da ref. [108], adotamos os erros sistemáticos, que incluem incertezas na normalização global (1,2%), na escala de energia (1,7%), nos fluxos (1,5%) e abundâncias isotópicas (6,5%, 4%, 11%, para ^{238}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu , respectivamente) de cada reator. Os fluxos de antineutrinos de reator foram obtidos usando a parametrização da ref. [83].

Antes de analisar os dados experimentais, tentamos descrever os espectros de energia visível obtidos por simulações de Monte Carlo da colaboração, ilustrados na figura 3 da ref. [108] pelos histogramas azul pontilhado (sem oscilações) e vermelho sólido (com oscilação). Com isso, observamos que o espectro exibe fortes distorções em relação ao espectro de energia verdadeira (que não pode ser medido diretamente). Para reproduzir essas distorções, que são devidas a diversos efeitos levados em conta no Monte Carlo da colaboração, introduzimos uma resolução de energia gaussiana com largura $\sigma_E = 12\% \sqrt{(E/\text{MeV})} + 0,15 \text{ MeV}$. O segundo termo da largura, junto com efeitos que vamos descrever em seguida, nos permitiu reproduzir o espectro de energia de forma satisfatória. Frisamos que a inclusão ou omissão do segundo termo em σ_E não altera o intervalo permitido de $\sin^2 2\theta_{13}$, mas muda o valor do χ^2_{min} .

Além da resolução em energia, implementamos duas correções introduzidas pela colaboração para um melhor entendimento de seus dados. A primeira é a não linearidade da calibração de energia, estimada pela inserção de diversas fontes radioativas no detector. Resumidamente, a energia visível (ou melhor, o número de fotoelétrons) tende a ser superestimada (subestimada) para energias acima (abaixo) de $\sim 1,5 \text{ MeV}$ em alguns por cento, quando comparada com a previsão de Monte Carlo. Essa correção depende da energia verdadeira do neutrino (ver ref. [227]). A segunda correção é baseada na relação entre a reconstrução de energia e a posição do evento. Quando o neutrino interage longe do centro do detector, a energia observada tende a ser subestimada em alguns por cento [227]. Como todos esses efeitos levados em conta, conseguimos reproduzir o

espectro de energia da figura 3 da ref. [108].

B.4. Daya Bay: $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$

O experimento chinês Daya Bay mede $\bar{\nu}_e$ de seis reatores de 2,9 GW_{th}, agrupados aos pares em três usinas nucleares, utilizando seis detectores dispostos de modo a permitir a comparação das taxas de eventos em várias distâncias. Dois detectores são localizados à 364 m da usina Daya Bay, um à 480 m (528 m) da usina Ling Ao (Ling Ao-II) e três à 1912 m (1540 m) de Daya Bay (Ling Ao e Ling Ao-II) [53]. Os detectores são idênticos, repletos de 20 toneladas de cintilador líquido dopado com gadolínio (que faz o papel do alvo).

Contemplamos, em nossa simulação, os erros sistemáticos [53] na normalização global de cada detector (0,2%), nos fluxos (0,8%), nos ruídos de ^9Li (50%, 50%, 50%, 60%, 70%, 70%) e na soma dos outros ruídos (3,3%, 3,2%, 5,8%, 6,3%, 6,3%, 6,7%) de cada reator. Os ruídos foram tomados de acordo com a ref. [53]. Restringimo-nos a realizar uma análise de taxas apenas, similar à análise oficial da ref. [228], na qual os efeitos das incertezas nas composições isotópicas e da resolução em energia podem ser negligenciados. Os fluxos de antineutrinos de reator foram obtidos usando a parametrização da ref. [83].

B.5. RENO: $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$

RENO é um experimento de reator que detecta os antineutrinos emitidos pela usina nuclear YongGwang, à 400 km de Seul, composta de seis reatores geometricamente alinhados de 2,73 GW_{th}. O detector distante, localizado à $\sim 1,3$ km da linha que une os reatores, é idêntico ao detector próximo, à 300 m dos reatores, ambos compostos de 16 t de cintilador líquido. O experimento coleta dados desde agosto de 2011. Simulamos RENO utilizando uma análise de taxas totais de eventos, com o ruído e os erros sistemáticos das refs. [229, 230].

Concretamente, consideramos incertezas na normalização (0,2%) e no ruído total (27%, 18%) de cada detector, nos fluxos (0,9%) de cada reator e ainda um erro correlacionado na normalização global (2,5%). Novamente, ao realizarmos uma análise de taxas apenas, podemos negligenciar os efeitos das incertezas nas composições isotópicas e da resolução em energia. Os fluxos de antineutrinos de reator foram obtidos usando a parametrização da ref. [83].

B.6. Espalhamento em ^{12}C de KARMEN e LSND:

$$\nu_e \rightarrow \nu_e$$

Uma forma de medir neutrinos do elétron, usada por LSND e KARMEN, é usar a reação $\nu_e + ^{12}\text{C} \rightarrow e^- + ^{12}\text{N}$, com valor- Q de 17,33 MeV (diferença mínima entre as energias do neutrino e do elétron), e o subsequente decaimento $^{12}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C} + e^+ + \nu_e$, cuja meia-vida é de 15,9 ms. O elétron da primeira reação, ao ser detectado, serve para a determinação da energia do neutrino, enquanto que o pósitron posterior pode ser usado, junto com a informação da meia-vida, como assinatura de evento de neutrino, reduzindo a razão sinal-ruído. Apresentaremos aqui a nossa implementação destes experimentos que limitam o desaparecimento de ν_e em curtas distâncias [190, 191].

Para simular KARMEN, usamos as informações presentes na ref. [190] que apresenta uma exposição maior que a da publicação oficial [141]. Para calcularmos o número de eventos de neutrinos esperado, multiplicamos a seção de choque de espalhamento em ^{12}C (Fukugita et al. [189]: $9.2 \pm 1.1 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$), o número de núcleos presentes no volume fiducial do detector (2.54×10^{30}), o fluxo absoluto de neutrinos (5.23×10^{21}), a eficiência da detecção do sinal (27.2% independente da energia) e a área inversa efetiva ($1/[4\pi(17,72 \text{ m})^2]$). Um total de 846 eventos de neutrino foram observados, cujo ruído era de 13.9 ± 0.7 , consistindo primariamente de eventos acidentais (dois eventos de ruído aleatórios são ratificados pelo corte na janela temporal relativo à meia-vida do ^{12}N) e cósmicos (neutrinos provenientes de raios cósmicos espalham no ^{12}C), os quais são ruídos irreduzíveis no canal em questão.

O erro sistemático de 7,5%, dominado pela incerteza no fluxo de neutrinos (6,7%) e na eficiência da simulação Monte Carlo (3%), deve ser considerado juntamente com o erro teórico de 12% na seção de choque (correlacionado entre as duas análises de ^{12}C de KARMEN e LSND). Os dados de KARMEN estão disponíveis no painel superior da figura 3.2 da ref. [190] como espectro de energia visível dos elétrons detectados em 26 bins igualmente dispostos no intervalo de energia $10 \text{ MeV} < E_e < 36 \text{ MeV}$. Esse espectro de energia de elétrons traduz-se, a parte da reconstrução de energia, no espectro de energia dos neutrinos através do valor- Q : $E_\nu = E_e + Q$. Com o objetivo de obter o espectro o mais fiel possível àquele achado em [190], assumimos o intervalo de energia dos neutrinos $30 \text{ MeV} < E_\nu < 56 \text{ MeV}$, e uma reconstrução de energia gaussiana cuja largura é $\sigma_e = 25\%/\sqrt{E} \text{ (MeV)}$. Com 26 pontos de dados, obtivemos $\chi^2_{\text{min}}/\text{dof} = 30/24$ para o ponto de melhor ajuste no esquema de dois neutrinos.

Para LSND [148], procedemos de maneira similar, obtendo o número esperado de even-

tos de neutrinos multiplicando a mesma seção de choque, o número de alvos (3.34×10^{30}), o fluxo de neutrinos no detector ($10.58 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$) e a eficiência (23.2%, independente da energia). Em LSND, o ruído é muito pequeno, podendo ser desconsiderado, enquanto que o número de eventos observado é de 733. O erro sistemático de 9,9% é dominado pelo erro no fluxo de neutrinos (7%) e no volume fiducial (6%). Como dito anteriormente, a seção de choque possui um erro de 12%, correlacionado entre KARMEN e LSND. Os dados experimentais estão disponíveis na figura 6 da ref. [148], como espectro de energia visível dos elétrons no intervalo $18 \text{ MeV} < E_e < 42 \text{ MeV}$, disposto em 12 bins de 2 MeV. Convertendo em espectro de energia de neutrino, o intervalo de energia é $35.3 \text{ MeV} < E_\nu < 59.3 \text{ MeV}$. Novamente, para reproduzir o resultado oficial de forma mais exata possível, combinamos os 12 bins de energia em 6 bins e usamos uma resolução de energia gaussiana com largura constante $\sigma_e = 2.7 \text{ MeV}$. Obtivemos $\chi^2_{\text{min}}/\text{dof} = 3.81/4$ para o ponto de melhor ajuste do esquema de dois neutrinos

Combinando as duas simulações de $\nu_e - {}^{12}\text{C}$ (correlacionadas pelo erro da seção de choque), obtivemos $\chi^2_{\text{min}}/\text{dof} = 34.17/30$ (32 bins de energia) para o melhor ajuste no esquema de dois neutrinos.

B.7. E776: $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$

Um feixe de píons, subprodutos da colisão de prótons num alvo seguida de focalização magnética, decaindo em neutrinos num tubo de 50 metros e atingindo, à aproximadamente 1 km, um calorímetro de 230 toneladas consistia o experimento E776, em Brookhaven, que coletou 1.43×10^{19} (1.55×10^{19}) prótons no alvo no modo $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) em 1986 [145]. Apesar do experimento ter usado os dados de desaparecimento de $\bar{\nu}_\mu$ para obter a normalização do fluxo de neutrinos, não implementamos esse canal, usamos a normalização como dado de entrada. O principal ruído do canal de aparecimento é a contaminação de $\bar{\nu}_e$ intrínseca do feixe, bem como partículas π^0 , produzidas por eventos de corrente neutra no detector (induzidas em grande quantidade por $\bar{\nu}_\mu$), as quais decaem predominantemente em dois fótons que são identificados erroneamente com elétrons que, por sua vez, são atribuídos a eventos de $\bar{\nu}_e$. As incertezas desses ruídos são de 11% para os $\bar{\nu}_e$ intrínsecos e 27% (39%) para ruído de π^0 no modo de neutrino (anti-neutrino). Os neutrinos detectados, de energias em torno de GeV, são reconstruídos com uma resolução de $20\%/\sqrt{E [\text{GeV}]}$.

Com ruído esperado de 131 (62) eventos, o experimento observou 136 (56) eventos de ν_e ($\bar{\nu}_e$) no modo de neutrino (antineutrino). Os espectros são apresentados na ref. [145] no

intervalo de energia de 0 à 7 GeV, divididos igualmente em 14 bins para cada modo. Para obter uma melhor conformidade entre nossa simulação e o resultado experimental, em vista da dificuldade de modelar a reconstrução de energia em baixas energias, omitimos o primeiro bin e combinamos o segundo com o terceiro num único bin de 1 GeV para cada polaridade, obtendo efetivamente 24 pontos de dados. Com isso, conseguimos reproduzir com bastante precisão, no esquema de dois neutrinos, a curva de exclusão na figura 4 da ref. [145], obtendo $\chi^2_{\min}/\text{dof} = 31.08/22$ no ponto de melhor ajuste. Ao analisarmos o experimento no esquema de 4 ou 5 neutrinos levamos em consideração as oscilações do ruído intrínscio do feixe.

B.8. ICARUS: $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

No *Laboratori Nazionali del Gran Sasso*, em L'Aquila, na Itália, o detector T600 do experimento ICARUS, uma câmara de projeção temporal de argônio líquido de 760 toneladas, identifica os neutrinos oriundos do feixe do CNGS no CERN (Genébra, Suíça), à 732 km de distância. Esse feixe consiste em prótons de 400 GeV que colidem com um alvo de grafite ou berílio produzindo hádrons que, por sua vez, são focalizados por um sistema magnético e posteriormente decaem em neutrinos. O feixe de neutrinos resultante é predominado por neutrinos do múon e tem frações de $\bar{\nu}_\mu$ de 2% e de ν_e menor que 1%, e portanto o ruído intrínscio na busca de aparecimento $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ é bem pequeno. O feixe compreende neutrinos de energia até 50 GeV, com um largo pico entre 10 e 30 GeV.

De 2010 à 2012, o experimento observou 839 eventos com energia abaixo de 30 GeV, enquanto que a expectativa teórica era de 627 eventos de corrente carregada de ν_μ , 3 de ν_τ , e 204 de corrente neutra. O ruído, modelado por uma simulação Monte Carlo, é de 3,7 eventos de ν_e , embora apenas 2 eventos tenham sido observados [146]. Para estimarmos o limite de ICARUS no canal de aparecimento de ν_e , usamos o espectro de ν_μ da ref. [231] e fizemos a convolução com a probabilidade de oscilação. Verificamos que o erro sistemático de $\sim 7\%$ referente à eficiência basicamente não tem impacto sobre o resultado.

B.9. MiniBooNE: $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$

Nossas implementações de MiniBooNE são realizadas de forma bem mais elaborada que as demais, pois a colaboração disponibiliza on-line uma grande quantidade de informações, sugerindo inclusive metodologias (aqui utilizadas) para as simulações dos diversos modos

observados pelo experimento.

Primeiramente, vamos explicar a implementação dos canais de aparecimento, $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ [77, 78], cujos dados mais recentes correspondem à $6,46 \times 10^{20}$ ($11,27 \times 10^{20}$) prótons no alvo no modo neutrino (antineutrino). A colaboração MiniBooNE disponibiliza os eventos de Monte Carlo não oscilados, onde para cada evento constam a energia do neutrino, a energia reconstruída e a distância percorrida pelo neutrino entre produção e detecção do mesmo [77]. Assim, para cada conjunto de parâmetros de oscilação, calculamos os espectros de neutrino e antineutrino prescrevendo pesos nos eventos de Monte Carlo de acordo com as probabilidades de oscilação em questão. Consideramos oscilações no sinal e no ruído, incluindo a “contaminação de sinal oposto”, ou seja, a contaminação de $\bar{\nu}_\mu$ no feixe de ν_μ e vice-versa.

Para obtermos os limites ou regiões permitidas oriundos dos dados experimentais, definimos a verossimilhança L por

$$\chi_0^2 = (\mathbf{D} - \mathbf{P})^T S^{-1} (\mathbf{D} - \mathbf{P}), \quad (\text{B.7})$$

onde \mathbf{D} (\mathbf{P}) é o vetor de número de eventos observados (previsto), incluindo o ruído, e S é a matriz de covariância, incorporando as incertezas estatísticas e sistemáticas, fornecida pela colaboração (ver ref. [77] para detalhes). Essa matriz de covariância é uma matriz simétrica 38×38 , consistindo de 11 linhas para os eventos tipo ν_e e 8 linhas para ν_μ para cada modo, revelando correlações entre todas as entradas (entre $\bar{\nu}_e$ e $\bar{\nu}_\mu$, modo neutrino e modo antineutrino, etc.).

A normalização do fluxo é determinada a partir dos dados de $\bar{\nu}_\mu$. Assim, em princípio, deveríamos considerar nesse setor a probabilidade de sobrevivência, cujo impacto seria transportado para o ajuste de $\bar{\nu}_e$ pela matriz de covariância. Contudo, ao fazê-lo, não poderíamos combinar a implementação do modo de aparecimento com a do modo de desaparecimento em MiniBooNE (que descreveremos abaixo), pois estaríamos contando o efeito da probabilidade de desaparecimento duas vezes. Ademais, os dados de $\bar{\nu}_\mu$ presentes na análise de aparecimento [77] não são apropriados para o ajuste de desaparecimento, pois a previsão teórica de $\bar{\nu}_\mu$ foi obtida através de uma simulação de Monte Carlo cujos parâmetros foram ajustados aos dados assumindo nenhum desaparecimento de $\bar{\nu}_\mu$. Em vista disso, decidimos seguir a receita da colaboração e não incluir oscilações no setor $\bar{\nu}_\mu$ na análise de aparecimento. De qualquer forma, verificamos que, ao considerarmos os limites em $|U_{\mu 4}|$ e $|U_{\mu 5}|$ oriundos de outros experimentos, o impacto de oscilações no setor $\bar{\nu}_\mu$ é ínfimo.

Outra sutileza aparece na análise de ruídos provenientes de káons, cuja previsão em MiniBooNE é feita com os dados do detector SciBooNE, na mesma linha de feixe, porém mais próximo da fonte (~ 100 m) [232]. Levamos isso em conta multiplicando esses ruídos em MiniBooNE pela razão das probabilidades de oscilação de MiniBooNE e SciBooNE. Contudo, como esse ruído não predomina o erro experimental total, o resultado desse reescalonamento é pequeno.

Em vista das correlações entre os eventos de neutrinos de elétrons e múons, o número de graus de liberdade na análise de aparecimento não é óbvio, pois apesar dos dados de $\bar{\nu}_\mu$ entrarem nessa análise, há também a análise dedicada de desaparecimento $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ e devemos evitar a dupla contagem de pontos de dados. Para solucionar esse impasse, adotamos o procedimento seguinte. A eq. (B.7) pode ser escrita como

$$\begin{aligned}\chi^2 &= -2 \ln(L) = d_e^T M_{ee} d_e + 2 d_e^T M_{e\mu} d_\mu + d_\mu^T M_{\mu\mu} d_\mu \\ &= (d_e + \delta)^T M_{ee} (d_e + \delta) + C,\end{aligned}\tag{B.8}$$

onde d_e (d_μ) são as componentes e (μ) do vetor $(\mathbf{D} - \mathbf{P})$, enquanto que $M \equiv S^{-1}$ e $M_{\alpha\beta}$ são os sub-blocos correspondentes da matriz M . Na eq. (B.8) definimos

$$\delta \equiv M_{ee}^{-1} M_{e\mu} d_\mu \quad \text{e} \quad C \equiv d_\mu^T (M_{\mu\mu} - M_{\mu e} M_{ee}^{-1} M_{e\mu}) d_\mu = d_\mu^T (S_{\mu\mu})^{-1} d_\mu,\tag{B.9}$$

onde $(S_{\mu\mu})^{-1}$ é a inversa do sub-bloco $\mu\mu$ de S . Note que $(S_{\mu\mu})^{-1}$ não é igual a $M_{\mu\mu}$, pois o último é o sub-bloco $\mu\mu$ da inversa de S . Assim, diagonalizamos os blocos da matriz de covariância. δ corresponde ao impacto dos dados tipo μ na normalização do fluxo dos dados tipo e . Os dois termos na eq. (B.8) são estatisticamente independentes e seguem aproximadamente uma distribuição χ^2 . Logo, na análise de aparecimento de MiniBooNE, utilizamos $\chi_{\text{MB,app}}^2 \equiv \chi^2 - C$, correspondendo a 22 graus de liberdade (para os dados combinados de neutrino e antineutrino). Constatamos, a partir da última igualdade na eq. (B.9), que C não depende dos parâmetros de oscilação, pois os efeitos de oscilação, uma vez considerados os vínculos experimentais, são ínfimos em d_μ . Com esse método, obtemos valores de GOF em satisfatório acordo com os números oficiais da colaboração: o $\chi_{\text{min}}^2/\text{dof}$ (GOF) dos dados de neutrino, antineutrino e combinados são, respectivamente, 14,2/9 (11%), 6,5/9 (69%) e 32,9/20 (3,5%), e devem ser comparados aos números oficiais 13,2/6,8 (6,1%), 4,8/6,9 (67,5%), 24,7/15,6 (6,7%) [77]. Vale mencionar que, na ref. [77], o dof e GOF são determinados por simulação de Monte Carlo usando uma janela de energia diferente da nossa.

A análise de desaparecimento de ν_μ em MiniBooNE foi realizada com os dados da ref. [149]. Similarmente à análise de aparecimento, calculamos o espectro esperado de eventos para cada ponto no espaço de parâmetros utilizando os eventos de Monte Carlo de MiniBooNE. Os ruídos, nessa análise, são pequenos e, portanto, os negligenciamos. Para cada conjunto de parâmetros de oscilação, escolhemos a normalização global do espectro de tal modo que o número de eventos previsto se equiparar ao número de eventos observados em MiniBooNE, ou seja, realizamos um ajuste espectral. A verossimilhança obtida é análoga àquela na eq. (B.7), levando em conta as incertezas sistemáticas e correlações.

Para a desaparecimento de $\bar{\nu}_\mu$, seguimos a análise combinada MiniBooNE/SciBooNE da ref. [150]. Novamente, utilizamos os dados de Monte Carlo disponíveis para calcular o espectro de eventos esperado. Consideramos os efeitos de oscilações tanto no sinal quanto nos ruídos e definimos a verossimilhança em analogia à eq. (B.7).

Referências Bibliográficas

- [1] S. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, *Nucl.Phys.* **22** (1961) 579–588.
- [2] S. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*, *Phys.Rev.* **D2** (1970) 1285–1292.
- [3] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, *Phys.Rev.Lett.* **13** (1964) 321–323.
- [4] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, *Phys.Rev.Lett.* **13** (1964) 508–509.
- [5] G. Guralnik, C. Hagen, and T. Kibble, *Global Conservation Laws and Massless Particles*, *Phys.Rev.Lett.* **13** (1964) 585–587.
- [6] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, *Phys.Rev.Lett.* **19** (1967) 1264–1266.
- [7] A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, *Conf.Proc.* **C680519** (1968) 367–377.
- [8] S. Novaes, *Standard model: An Introduction*, [hep-ph/0001283](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0001283).
- [9] Y. Nir, *Particle Physics II course*, .
<http://www.weizmann.ac.il/particle/nir/courses>.
- [10] F. Zwicky, *Spectral displacement of extra galactic nebulae*, *Helv.Phys.Acta* **6** (1933) 110–127.
- [11] A. Sakharov, *Violation of CP Invariance, c Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe*, *Pisma Zh.Eksp.Teor.Fiz.* **5** (1967) 32–35.

-
- [12] H. Davoudiasl, I. Lewis, and E. Ponton, *Electroweak Phase Transition, Higgs Diphoton Rate, and New Heavy Fermions*, [arXiv:1211.3449](#).
- [13] L. G. Almeida, E. Bertuzzo, P. A. Machado, and R. Z. Funchal, *Does $H \rightarrow \gamma\gamma$ Taste like vanilla New Physics?*, *JHEP* **1211** (2012) 085, [[arXiv:1207.5254](#)].
- [14] E. Bertuzzo, P. A. Machado, and R. Zukanovich Funchal, *Can New Colored Particles Illuminate the Higgs?*, *JHEP* **1302** (2013) 086, [[arXiv:1209.6359](#)].
- [15] **KAMIOKANDÉ-II** Collaboration, K. Hirata et al., *Experimental Study of the Atmospheric Neutrino Flux*, *Phys.Lett.* **B205** (1988) 416.
- [16] W. Pauli, *Dear radioactive ladies and gentlemen*, *Phys.Today* **31N9** (1978) 27.
- [17] C. Cowan, F. Reines, F. Harrison, H. Kruse, and A. McGuire, *Detection of the free neutrino: A Confirmation*, *Science* **124** (1956) 103–104.
- [18] G. Danby, J. Gaillard, K. A. Goulianos, L. Lederman, N. B. Mistry, et al., *Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos*, *Phys.Rev.Lett.* **9** (1962) 36–44.
- [19] **DONUT** Collaboration, K. Kodama et al., *Observation of tau neutrino interactions*, *Phys.Lett.* **B504** (2001) 218–224, [[hep-ex/0012035](#)].
- [20] B. Cleveland, T. Daily, J. Davis, Raymond, J. R. Distel, K. Lande, et al., *Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector*, *Astrophys.J.* **496** (1998) 505–526.
- [21] K. Lande, B. Cleveland, R. Davis, J. Distel, P. Wildenhain, et al., *The Homestake solar neutrino program*, *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* **77** (1999) 13–19.
- [22] **Kamiokande** Collaboration, Y. Fukuda et al., *Solar neutrino data covering solar cycle 22*, *Phys.Rev.Lett.* **77** (1996) 1683–1686.
- [23] **GNO** Collaboration, M. Altmann et al., *GNO solar neutrino observations: Results for GNO I*, *Phys.Lett.* **B490** (2000) 16–26, [[hep-ex/0006034](#)].
- [24] **SAGE** Collaboration, J. Abdurashitov et al., *Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal*, *Phys.Rev.* **C60** (1999) 055801, [[astro-ph/9907113](#)].

-
- [25] **SAGE** Collaboration, V. Gavrin, *Solar neutrino results from SAGE*, *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* **91** (2001) 36–43.
- [26] **Super-Kamiokande** Collaboration, Y. Fukuda et al., *Measurements of the solar neutrino flux from Super-Kamiokande’s first 300 days*, *Phys.Rev.Lett.* **81** (1998) 1158–1162, [[hep-ex/9805021](#)].
- [27] **Super-Kamiokande** Collaboration, Y. Fukuda et al., *Constraints on neutrino oscillation parameters from the measurement of day night solar neutrino fluxes at Super-Kamiokande*, *Phys.Rev.Lett.* **82** (1999) 1810–1814, [[hep-ex/9812009](#)].
- [28] **Super-Kamiokande** Collaboration, Y. Fukuda et al., *Measurement of the solar neutrino energy spectrum using neutrino electron scattering*, *Phys.Rev.Lett.* **82** (1999) 2430–2434, [[hep-ex/9812011](#)].
- [29] Y. Suzuki, *Solar Neutrino Results from Super-Kamiokande*, *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* **91** (2001) 29–35.
- [30] **SNO** Collaboration, Q. Ahmad et al., *Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*, *Phys.Rev.Lett.* **89** (2002) 011301, [[nucl-ex/0204008](#)].
- [31] **SNO** Collaboration, S. Ahmed et al., *Measurement of the total active B-8 solar neutrino flux at the Sudbury Neutrino Observatory with enhanced neutral current sensitivity*, *Phys.Rev.Lett.* **92** (2004) 181301, [[nucl-ex/0309004](#)].
- [32] **SNO** Collaboration, B. Aharmim et al., *An Independent Measurement of the Total Active B-8 Solar Neutrino Flux Using an Array of He-3 Proportional Counters at the Sudbury Neutrino Observatory*, *Phys.Rev.Lett.* **101** (2008) 111301, [[arXiv:0806.0989](#)].
- [33] **Borexino** Collaboration, C. Arpesella et al., *Direct Measurement of the Be-7 Solar Neutrino Flux with 192 Days of Borexino Data*, *Phys.Rev.Lett.* **101** (2008) 091302, [[arXiv:0805.3843](#)].
- [34] **Borexino** Collaboration, L. Oberauer, *Results from the solar neutrino experiment BOREXINO*, *J.Phys.Conf.Ser.* **203** (2010) 012081.
- [35] **Super-Kamiokande** Collaboration, J. Hosaka et al., *Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-I*, *Phys. Rev.* **D73** (2006) 112001, [[hep-ex/0508053](#)].

-
- [36] **Super-Kamiokande** Collaboration, J. Cravens et al., *Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-II*, *Phys.Rev.* **D78** (2008) 032002, [[arXiv:0803.4312](#)].
- [37] **Super-Kamiokande** Collaboration, K. Abe et al., *Solar neutrino results in Super-Kamiokande-III*, *Phys.Rev.* **D83** (2011) 052010, [[arXiv:1010.0118](#)].
- [38] Y. Declais et al., *Study of reactor anti-neutrino interaction with proton at Bugey nuclear power plant*, *Phys.Lett.* **B338** (1994) 383–389.
- [39] A. Kuvshinnikov et al., *Measuring the anti-electron-neutrino $+ p \rightarrow n + e +$ cross-section and beta decay axial constant in a new experiment at Rovno NPP reactor.*, *JETP Lett.* **54** (1991) 253–257.
- [40] Y. Declais et al., *Search for neutrino oscillations at 15-meters, 40-meters, and 95-meters from a nuclear power reactor at Bugey*, *Nucl.Phys.* **B434** (1995) 503–534.
- [41] G. Zacek et al., *Neutrino Oscillation Experiments at the Gosgen Nuclear Power Reactor*, *Phys.Rev.* **D34** (1986) 2621–2636.
- [42] H. Kwon et al., *Search for neutrino oscillations at a fission reactor*, *Phys.Rev.* **D24** (1981) 1097–1111.
- [43] G. Vidyakin et al., *Detection of anti-neutrinos in the flux from two reactors*, *Sov.Phys.JETP* **66** (1987) 243–247.
- [44] G. S. Vidyakin et al., *Limitations on the characteristics of neutrino oscillations*, *JETP Lett.* **59** (1994) 390–393.
- [45] Z. D. Greenwood et al., *Results of a two position reactor neutrino oscillation experiment*, *Phys. Rev.* **D53** (1996) 6054–6064.
- [46] A. Afonin, S. Ketov, V. Kopeikin, L. Mikaelyan, M. Skorokhvatov, et al., *A study of the reaction $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ on a nuclear reactor*, *Sov.Phys.JETP* **67** (1988) 213–221.
- [47] F. Boehm et al., *Final results from the Palo Verde neutrino oscillation experiment*, *Phys.Rev.* **D64** (2001) 112001, [[hep-ex/0107009](#)].

-
- [48] **Chooz** Collaboration, M. Apollonio et al., *Search for neutrino oscillations on a long baseline at the Chooz nuclear power station*, *Eur.Phys.J.* **C27** (2003) 331–374, [[hep-ex/0301017](#)].
- [49] **Double Chooz** Collaboration, Y. Abe et al., *Reactor electron antineutrino disappearance in the Double Chooz experiment*, *Phys.Rev.* **D86** (2012) 052008, [[arXiv:1207.6632](#)].
- [50] D. Dwyer, “Daya Bay results.” Talk at Neutrino2012, 3–9 June 2012, Kyoto, Japan, 2012.
- [51] **RENO** Collaboration, J. Ahn et al., *Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment*, *Phys.Rev.Lett.* **108** (2012) 191802, [[arXiv:1204.0626](#)].
- [52] **KamLAND** Collaboration, A. Gando et al., *Constraints on θ_{13} from A Three-Flavor Oscillation Analysis of Reactor Antineutrinos at KamLAND*, *Phys.Rev.* **D83** (2011) 052002, [[arXiv:1009.4771](#)].
- [53] **DAYA-BAY** Collaboration, F. An et al., *Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay*, *Phys.Rev.Lett.* **108** (2012) 171803, [[arXiv:1203.1669](#)].
- [54] **K2K** Collaboration, M. Ahn et al., *Indications of neutrino oscillation in a 250 km long baseline experiment*, *Phys.Rev.Lett.* **90** (2003) 041801, [[hep-ex/0212007](#)].
- [55] **K2K** Collaboration, E. Aliu et al., *Evidence for muon neutrino oscillation in an accelerator-based experiment*, *Phys.Rev.Lett.* **94** (2005) 081802, [[hep-ex/0411038](#)].
- [56] **K2K** Collaboration, M. Ahn et al., *Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment*, *Phys.Rev.* **D74** (2006) 072003, [[hep-ex/0606032](#)].
- [57] **MINOS** Collaboration, D. Michael et al., *Observation of muon neutrino disappearance with the MINOS detectors and the NuMI neutrino beam*, *Phys.Rev.Lett.* **97** (2006) 191801, [[hep-ex/0607088](#)].
- [58] **MINOS** Collaboration, P. Adamson et al., *Measurement of Neutrino Oscillations with the MINOS Detectors in the NuMI Beam*, *Phys.Rev.Lett.* **101** (2008) 131802, [[arXiv:0806.2237](#)].

-
- [59] **MINOS** Collaboration, P. Adamson et al., *Measurement of the neutrino mass splitting and flavor mixing by MINOS*, *Phys.Rev.Lett.* **106** (2011) 181801, [[arXiv:1103.0340](#)]. 5 pages, 4 figures.
- [60] **T2K** Collaboration, Y. Itow et al., *The JHF-Kamioka neutrino project*, [hep-ex/0106019](#).
- [61] **Kamiokande-II** Collaboration, K. Hirata et al., *Observation of a small atmospheric muon-neutrino / electron-neutrino ratio in Kamiokande*, *Phys.Lett.* **B280** (1992) 146–152.
- [62] R. Becker-Szendy, C. Bratton, D. Casper, S. Dye, W. Gajewski, et al., *The Electron-neutrino and muon-neutrino content of the atmospheric flux*, *Phys.Rev.* **D46** (1992) 3720–3724.
- [63] W. Allison, G. Alner, D. Ayres, W. Barrett, C. Bode, et al., *Measurement of the atmospheric neutrino flavor composition in Soudan-2*, *Phys.Lett.* **B391** (1997) 491–500, [[hep-ex/9611007](#)].
- [64] **Super-Kamiokande** Collaboration, Y. Fukuda et al., *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, *Phys.Rev.Lett.* **81** (1998) 1562–1567, [[hep-ex/9807003](#)].
- [65] **Super-Kamiokande** Collaboration, Y. Fukuda et al., *Study of the atmospheric neutrino flux in the multi-GeV energy range*, *Phys.Lett.* **B436** (1998) 33–41, [[hep-ex/9805006](#)].
- [66] **Super-Kamiokande** Collaboration, Y. Ashie et al., *Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation*, *Phys.Rev.Lett.* **93** (2004) 101801, [[hep-ex/0404034](#)].
- [67] **Super-Kamiokande** Collaboration, K. Abe et al., *A Measurement of atmospheric neutrino flux consistent with tau neutrino appearance*, *Phys.Rev.Lett.* **97** (2006) 171801, [[hep-ex/0607059](#)].
- [68] **Super-Kamiokande** Collaboration, K. Abe et al., *Search for Matter-Dependent Atmospheric Neutrino Oscillations in Super-Kamiokande*, *Phys.Rev.* **D77** (2008) 052001, [[arXiv:0801.0776](#)].
- [69] **Super-Kamiokande** Collaboration, R. Wendell et al., *Atmospheric neutrino oscillation analysis with sub-leading effects in Super-Kamiokande I, II, and III*, *Phys.Rev.* **D81** (2010) 092004, [[arXiv:1002.3471](#)].

-
- [70] P. Machado, H. Minakata, H. Nunokawa, and R. Zukanovich Funchal, *Combining Accelerator and Reactor Measurements of theta 13: The First Result*, *JHEP* **1205** (2012) 023, [[arXiv:1111.3330](#)].
- [71] H. Minakata and H. Sugiyama, *Exploring leptonic CP violation by reactor and neutrino superbeam experiments*, *Phys.Lett.* **B580** (2004) 216–228, [[hep-ph/0309323](#)].
- [72] M. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, J. Salvado, and T. Schwetz, *Global fit to three neutrino mixing: critical look at present precision*, *JHEP* **1212** (2012) 123, [[arXiv:1209.3023](#)].
- [73] **LSND** Collaboration, A. Aguilar et al., *Evidence for neutrino oscillations from the observation of $\bar{\nu}_e$ appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ beam*, *Phys. Rev.* **D64** (2001) 112007, [[hep-ex/0104049](#)].
- [74] **MiniBooNE** Collaboration, A. Aguilar-Arevalo et al., *A Search for electron neutrino appearance at the $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ scale*, *Phys.Rev.Lett.* **98** (2007) 231801, [[arXiv:0704.1500](#)].
- [75] **MiniBooNE** Collaboration, A. A. Aguilar-Arevalo et al., *Event Excess in the MiniBooNE Search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations*, *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 181801, [[arXiv:1007.1150](#)].
- [76] C. Polly, “Results from MiniBooNE.” Talk at Neutrino2012, 3–9 June 2012, Kyoto, Japan, 2012.
- [77] **MiniBooNE** Collaboration, A. Aguilar-Arevalo et al., *A Combined $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ and $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillation Analysis of the MiniBooNE Excesses*, [arXiv:1207.4809](#).
- [78] **MiniBooNE** Collaboration, A. Aguilar-Arevalo et al., *Indication of Electron Antineutrino Appearance at the $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ Scale*, [arXiv:1303.2588](#).
- [79] **GALLEX** Collaboration, W. Hampel et al., *Final results of the Cr-51 neutrino source experiments in GALLEX*, *Phys.Lett.* **B420** (1998) 114–126.
- [80] F. Kaether, W. Hampel, G. Heusser, J. Kiko, and T. Kirsten, *Reanalysis of the GALLEX solar neutrino flux and source experiments*, *Phys.Lett.* **B685** (2010) 47–54, [[arXiv:1001.2731](#)].

-
- [81] **SAGE** Collaboration, J. Abdurashitov et al., *Measurement of the response of the Russian-American gallium experiment to neutrinos from a Cr-51 source*, *Phys.Rev.* **C59** (1999) 2246–2263, [[hep-ph/9803418](#)].
- [82] J. Abdurashitov, V. Gavrin, S. Girin, V. Gorbachev, P. Gurkina, et al., *Measurement of the response of a Ga solar neutrino experiment to neutrinos from an Ar-37 source*, *Phys.Rev.* **C73** (2006) 045805, [[nucl-ex/0512041](#)].
- [83] T. A. Mueller et al., *Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra*, *Phys. Rev.* **C83** (2011) 054615, [[arXiv:1101.2663](#)].
- [84] P. Huber, *On the determination of anti-neutrino spectra from nuclear reactors*, *Phys. Rev.* **C84** (2011) 024617, [[arXiv:1106.0687](#)].
- [85] P. Machado, H. Nunokawa, and R. Zukanovich Funchal, *Testing for Large Extra Dimensions with Neutrino Oscillations*, *Phys.Rev.* **D84** (2011) 013003, [[arXiv:1101.0003](#)].
- [86] P. Machado, H. Nunokawa, F. P. dos Santos, and R. Z. Funchal, *Bulk Neutrinos as an Alternative Cause of the Gallium and Reactor Anti-neutrino Anomalies*, *Phys.Rev.* **D85** (2012) 073012, [[arXiv:1107.2400](#)].
- [87] R. Harnik, J. Kopp, and P. A. Machado, *Exploring ν Signals in Dark Matter Detectors*, *JCAP* **1207** (2012) 026, [[arXiv:1202.6073](#)].
- [88] **XENON100** Collaboration, E. Aprile et al., *Study of the electromagnetic background in the XENON100 experiment*, *Phys.Rev.* **D83** (2011) 082001, [[arXiv:1101.3866](#)].
- [89] X. Bertou, *The ANDES underground laboratory*, *Eur.Phys.J.Plus* **127** (2012) 104.
- [90] P. Machado, T. Muhlbeier, H. Nunokawa, and R. Zukanovich Funchal, *Potential of a Neutrino Detector in the ANDES Underground Laboratory for Geophysics and Astrophysics of Neutrinos*, *Phys.Rev.* **D86** (2012) 125001, [[arXiv:1207.5454](#)].
- [91] **Particle Data Group** Collaboration, J. Beringer et al., *Review of Particle Physics (RPP)*, *Phys.Rev.* **D86** (2012) 010001.
- [92] C. Quigg, *GAUGE THEORIES OF THE STRONG, WEAK AND ELECTROMAGNETIC INTERACTIONS*, *Front.Phys.* **56** (1983) 1–334.

-
- [93] **Planck** Collaboration, P. Ade et al., *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters*, [arXiv:1303.5076](#).
- [94] P. Minkowski, $\mu \rightarrow e\gamma$ at a Rate of One Out of 1-Billion Muon Decays?, *Phys.Lett.* **B67** (1977) 421.
- [95] S. Weinberg, *Baryon and Lepton Nonconserving Processes*, *Phys.Rev.Lett.* **43** (1979) 1566–1570.
- [96] B. Pontecorvo, *Mesonium and anti-mesonium*, *Sov.Phys.JETP* **6** (1957) 429.
- [97] B. Pontecorvo, *Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge*, *Sov.Phys.JETP* **26** (1968) 984–988.
- [98] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, *Remarks on the unified model of elementary particles*, *Prog.Theor.Phys.* **28** (1962) 870–880.
- [99] **KamLAND** Collaboration, T. Araki et al., *Measurement of neutrino oscillation with kamland: Evidence of spectral distortion*, *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 081801, [[hep-ex/0406035](#)].
- [100] M. Gonzalez-Garcia and M. Maltoni, *Phenomenology with Massive Neutrinos*, *Phys.Rept.* **460** (2008) 1–129, [[arXiv:0704.1800](#)].
- [101] **MINOS** Collaboration, P. Adamson et al., *Measurement of Neutrino and Antineutrino Oscillations Using Beam and Atmospheric Data in MINOS*, [arXiv:1304.6335](#).
- [102] M. Gonzalez-Garcia and Y. Nir, *Neutrino masses and mixing: Evidence and implications*, *Rev.Mod.Phys.* **75** (2003) 345–402, [[hep-ph/0202058](#)].
- [103] L. Wolfenstein, *Neutrino Oscillations in Matter*, *Phys.Rev.* **D17** (1978) 2369–2374.
- [104] S. Mikheev and A. Y. Smirnov, *Resonance Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos*, *Sov.J.Nucl.Phys.* **42** (1985) 913–917.
- [105] J. N. Bahcall, P. Krastev, and A. Y. Smirnov, *Where do we stand with solar neutrino oscillations?*, *Phys.Rev.* **D58** (1998) 096016, [[hep-ph/9807216](#)].
- [106] **T2K** Collaboration, K. Abe et al., *Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-produced Off-axis Muon Neutrino Beam*, *Phys.Rev.Lett.* **107** (2011) 041801, [[arXiv:1106.2822](#)].

-
- [107] **MINOS** Collaboration, P. Adamson et al., *Improved search for muon-neutrino to electron-neutrino oscillations in MINOS*, *Phys.Rev.Lett.* **107** (2011) 181802, [[arXiv:1108.0015](#)].
- [108] **Double Chooz** Collaboration, Y. Abe et al., *Indication for the disappearance of reactor electron antineutrinos in the Double Chooz experiment*, *Phys.Rev.Lett.* **108** (2012) 131801, [[arXiv:1112.6353](#)].
- [109] J. Arafune, M. Koike, and J. Sato, *CP violation and matter effect in long baseline neutrino oscillation experiments*, *Phys.Rev.* **D56** (1997) 3093–3099, [[hep-ph/9703351](#)].
- [110] H. Nunokawa, S. J. Parke, and R. Zukanovich Funchal, *Another possible way to determine the neutrino mass hierarchy*, *Phys.Rev.* **D72** (2005) 013009, [[hep-ph/0503283](#)].
- [111] G. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, A. Palazzo, and A. Rotunno, *Evidence of θ_{13} greater than 0 from global neutrino data analysis*, *Phys.Rev.* **D84** (2011) 053007, [[arXiv:1106.6028](#)].
- [112] T. Schwetz, M. Tortola, and J. Valle, *Where we are on θ_{13} : addendum to ‘Global neutrino data and recent reactor fluxes: status of three-flavour oscillation parameters’*, *New J.Phys.* **13** (2011) 109401, [[arXiv:1108.1376](#)].
- [113] **Double Chooz** Collaboration, H. de Kerrect, *Seminário no 6th International Workshop on Low Energy Neutrino Physics, LowNu2011, 9-12 de novembro, 2011, Universidade Nacional de Seul*, .
- [114] E. Bertuzzo, P. Machado, and R. Z. Funchal, *Neutrino Mass Matrix Textures: A Data-driven Approach*, [arXiv:1302.0653](#).
- [115] S. Emery-Schrenk, *‘Results from the T2K Experiment*, .
- [116] P. Coloma, P. Huber, J. Kopp, and W. Winter, *Systematic uncertainties in long-baseline neutrino oscillations for large θ_{13}* , [arXiv:1209.5973](#).
- [117] M. Fukugita and T. Yanagida, *Baryogenesis Without Grand Unification*, *Phys.Lett.* **B174** (1986) 45.

- [118] **NOvA** Collaboration, D. Ayres et al., *NOvA: Proposal to build a 30 kiloton off-axis detector to study $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations in the NuMI beamline*, [hep-ex/0503053](#).
- [119] K. Abe, T. Abe, H. Aihara, Y. Fukuda, Y. Hayato, et al., *Letter of Intent: The Hyper-Kamiokande Experiment — Detector Design and Physics Potential —*, [arXiv:1109.3262](#).
- [120] V. Barger, M. Bishai, D. Bogert, C. Bromberg, A. Curioni, et al., *Report of the US long baseline neutrino experiment study*, [arXiv:0705.4396](#).
- [121] P. Huber, M. Lindner, and W. Winter, *From parameter space constraints to the precision determination of the leptonic Dirac CP phase*, *JHEP* **0505** (2005) 020, [[hep-ph/0412199](#)].
- [122] W. Winter, *Understanding CP phase dependent measurements at neutrino superbeams in terms of bi-rate graphs*, *Phys.Rev.* **D70** (2004) 033006, [[hep-ph/0310307](#)].
- [123] P. Huber, M. Lindner, T. Schwetz, and W. Winter, *First hint for CP violation in neutrino oscillations from upcoming superbeam and reactor experiments*, *JHEP* **0911** (2009) 044, [[arXiv:0907.1896](#)].
- [124] T. Yang and S. Wojcicki, *Study of physics sensitivity of ν_μ disappearance in a totally active version of NOvA detector*, . Off-Axis-Note-SIM-30.
- [125] M. D. Messier.
<http://enrico1.physics.indiana.edu/messier/off-axis/spectra/>.
- [126] M. D. Messier, *Evidence for neutrino mass from observations of atmospheric neutrinos with super-kamiokande*, . UMI-99-23965.
- [127] E. A. Paschos and J. Y. Yu, *Neutrino interactions in oscillation experiments*, *Phys. Rev.* **D65** (2002) 033002, [[hep-ph/0107261](#)].
- [128] S. K. Agarwalla, S. Prakash, and S. U. Sankar, *Resolving the octant of θ_{23} with T2K and NOvA*, [arXiv:1301.2574](#).
- [129] K. Hiraide, H. Minakata, T. Nakaya, H. Nunokawa, H. Sugiyama, et al., *Resolving θ_{23} degeneracy by accelerator and reactor neutrino oscillation experiments*, *Phys.Rev.* **D73** (2006) 093008, [[hep-ph/0601258](#)].

-
- [130] **ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD, LEP Electroweak Working Group, SLD Electroweak Group and SLD Heavy Flavour Group** Collaboration, S. Schael et al., *Precision electroweak measurements on the Z resonance*, *Phys.Rept.* **427** (2006) 257–454, [[hep-ex/0509008](#)].
- [131] **MiniBooNE** Collaboration, A. Bazarko, *MiniBooNE: Status of the booster neutrino experiment*, *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* **91** (2001) 210–215, [[hep-ex/0009056](#)].
- [132] J. N. Bahcall, *Gallium solar neutrino experiments: Absorption cross-sections, neutrino spectra, and predicted event rates*, *Phys.Rev.* **C56** (1997) 3391–3409, [[hep-ph/9710491](#)].
- [133] M. A. Acero, C. Giunti, and M. Laveder, *Limits on ν_e and $\bar{\nu}_e$ disappearance from Gallium and reactor experiments*, *Phys.Rev.* **D78** (2008) 073009, [[arXiv:0711.4222](#)].
- [134] C. Giunti and M. Laveder, *Statistical Significance of the Gallium Anomaly*, *Phys.Rev.* **C83** (2011) 065504, [[arXiv:1006.3244](#)].
- [135] K. Schreckenbach, G. Colvin, W. Gelletly, and F. Von Feilitzsch, *Determination of the anti-neutrino spectrum from U235 thermal neutron fission products up to 9.5 MeV*, *Phys.Lett.* **B160** (1985) 325–330.
- [136] A. Hahn, K. Schreckenbach, G. Colvin, B. Krusche, W. Gelletly, et al., *Anti-neutrino spectra from Pu241 and Pu239 thermal neutron fission products*, *Phys.Lett.* **B218** (1989) 365–368.
- [137] F. Von Feilitzsch, A. Hahn, and K. Schreckenbach, *Experimental beta spectra from Pu239 and U235 thermal neutron fission products and their correlated anti-neutrino spectra*, *Phys.Lett.* **B118** (1982) 162–166.
- [138] P. Vogel, G. Schenter, F. Mann, and R. Schenter, *Reactor anti-neutrino spectra and their application to anti-neutrino induced reactions. 2.*, *Phys.Rev.* **C24** (1981) 1543–1553.
- [139] G. Mention et al., *The Reactor Antineutrino Anomaly*, *Phys. Rev.* **D83** (2011) 073006, [[arXiv:1101.2755](#)].
- [140] **KARMEN** Collaboration, B. Armbruster et al., *Upper limits for neutrino oscillations muon-antineutrino to electron-antineutrino from muon decay at rest*, *Phys. Rev.* **D65** (2002) 112001, [[hep-ex/0203021](#)].

-
- [141] B. Armbruster, I. Blair, B. Bodmann, N. Booth, G. Drexlin, et al., *KARMEN limits on electron-neutrino \rightarrow tau-neutrino oscillations in two neutrino and three neutrino mixing schemes*, *Phys.Rev.* **C57** (1998) 3414–3424, [[hep-ex/9801007](#)].
- [142] **NOMAD** Collaboration, P. Astier et al., *Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations in the NOMAD experiment*, *Phys. Lett.* **B570** (2003) 19–31, [[hep-ex/0306037](#)].
- [143] **MINOS** Collaboration, P. Adamson et al., *Search for sterile neutrino mixing in the MINOS long baseline experiment*, *Phys.Rev.* **D81** (2010) 052004, [[arXiv:1001.0336](#)].
- [144] **MINOS** Collaboration, P. Adamson et al., *Active to sterile neutrino mixing limits from neutral-current interactions in MINOS*, *Phys.Rev.Lett.* **107** (2011) 011802, [[arXiv:1104.3922](#)].
- [145] L. Borodovsky, C. Chi, Y. Ho, N. Kondakis, W.-Y. Lee, et al., *Search for muon-neutrino oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) in a wide-band neutrino beam*, *Phys.Rev.Lett.* **68** (1992) 274–277.
- [146] M. Antonello, B. Baibussinov, P. Benetti, E. Calligarich, N. Canci, et al., *Experimental search for the LSND anomaly with the ICARUS LAr TPC detector in the CNGS beam*, [arXiv:1209.0122](#).
- [147] F. Dydak, G. Feldman, C. Guyot, J. Merlo, H. Meyer, et al., *A Search for Muon-neutrino Oscillations in the Δm^2 Range 0.3 eV^2 to 90 eV^2* , *Phys.Lett.* **B134** (1984) 281.
- [148] **LSND** Collaboration, L. Auerbach et al., *Measurements of charged current reactions of $\nu_\mu(e)$ on ^{12}C* , *Phys.Rev.* **C64** (2001) 065501, [[hep-ex/0105068](#)].
- [149] **MiniBooNE** Collaboration, A. A. Aguilar-Arevalo et al., *A search for muon neutrino and antineutrino disappearance in MiniBooNE*, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 061802, [[arXiv:0903.2465](#)].
- [150] **MiniBooNE and SciBooNE** Collaboration, G. Cheng et al., *Dual baseline search for muon antineutrino disappearance at $0.1\text{eV}^2 < \Delta m^2 < 100\text{eV}^2$* , [arXiv:1208.0322](#).
- [151] M. Smy, “Super-Kamiokande’s Solar ν Results.” Talk at Neutrino2012, 3–9 June 2012, Kyoto, Japan, 2012.

-
- [152] **SNO** Collaboration, B. Aharmim et al., *Measurement of the ν_e and total B-8 solar neutrino fluxes with the Sudbury Neutrino Observatory phase I data set*, *Phys. Rev. C* **75** (2007) 045502, [[nucl-ex/0610020](#)].
- [153] **SNO** Collaboration, B. Aharmim et al., *Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of B-8 solar neutrinos from the 391-day salt phase SNO data set*, *Phys. Rev. C* **72** (2005) 055502, [[nucl-ex/0502021](#)].
- [154] **SNO** Collaboration, B. Aharmim et al., *Combined Analysis of all Three Phases of Solar Neutrino Data from the Sudbury Neutrino Observatory*, [arXiv:1109.0763](#).
- [155] **Borexino** Collaboration, G. Bellini et al., *Precision measurement of the ^7Be solar neutrino interaction rate in Borexino*, *Phys.Rev.Lett.* **107** (2011) 141302, [[arXiv:1104.1816](#)].
- [156] **Borexino** Collaboration, G. Bellini et al., *Measurement of the solar ^8B neutrino rate with a liquid scintillator target and 3 MeV energy threshold in the Borexino detector*, *Phys.Rev.* **D82** (2010) 033006, [[arXiv:0808.2868](#)].
- [157] J. J. Gomez-Cadenas and M. C. Gonzalez-Garcia, *Future tau-neutrino oscillation experiments and present data*, *Z. Phys.* **C71** (1996) 443–454, [[hep-ph/9504246](#)].
- [158] S. Goswami, *Accelerator, reactor, solar and atmospheric neutrino oscillation: Beyond three generations*, *Phys. Rev.* **D55** (1997) 2931–2949, [[hep-ph/9507212](#)].
- [159] S. M. Bilenky, C. Giunti, and W. Grimus, *Neutrino mass spectrum from the results of neutrino oscillation experiments*, *Eur.Phys.J.* **C1** (1998) 247–253, [[hep-ph/9607372](#)].
- [160] N. Okada and O. Yasuda, *A Sterile neutrino scenario constrained by experiments and cosmology*, *Int.J.Mod.Phys.* **A12** (1997) 3669–3694, [[hep-ph/9606411](#)].
- [161] O. L. G. Peres and A. Y. Smirnov, *$(3+1)$ spectrum of neutrino masses: A chance for LSND?*, *Nucl. Phys.* **B599** (2001) 3, [[hep-ph/0011054](#)].
- [162] M. Sorel, J. M. Conrad, and M. Shaevitz, *A combined analysis of short-baseline neutrino experiments in the $(3+1)$ and $(3+2)$ sterile neutrino oscillation hypotheses*, *Phys. Rev.* **D70** (2004) 073004, [[hep-ph/0305255](#)].
- [163] M. Maltoni and T. Schwetz, *Sterile neutrino oscillations after first MiniBooNE results*, *Phys. Rev.* **D76** (2007) 093005, [[arXiv:0705.0107](#)].

-
- [164] J. Conrad, C. Ignarra, G. Karagiorgi, M. Shaevitz, and J. Spitz, *Sterile Neutrino Fits to Short Baseline Neutrino Oscillation Measurements*, [arXiv:1207.4765](#).
- [165] M. Maltoni, T. Schwetz, M. Tortola, and J. Valle, *Ruling out four neutrino oscillation interpretations of the LSND anomaly?*, *Nucl.Phys.* **B643** (2002) 321–338, [[hep-ph/0207157](#)].
- [166] A. Strumia, *Interpreting the LSND anomaly: sterile neutrinos or CPT- violation or...?*, *Phys. Lett.* **B539** (2002) 91–101, [[hep-ph/0201134](#)].
- [167] M. Cirelli, G. Marandella, A. Strumia, and F. Vissani, *Probing oscillations into sterile neutrinos with cosmology, astrophysics and experiments*, *Nucl.Phys.* **B708** (2005) 215–267, [[hep-ph/0403158](#)].
- [168] J. Kopp, P. A. N. Machado, M. Maltoni, and T. Schwetz, *Sterile Neutrino Oscillations: The Global Picture*, *JHEP* **1305** (2013) 050, [[arXiv:1303.3011](#)].
- [169] K. Pearson, *On the Criterion that a given System of Deviations from the Probable in the Case of a Correlated System of Variables is such that it can be reasonably supposed to have arisen from Random Sampling*, *Philosophical Magazine* **V** (1900) 157–175.
- [170] M. Maltoni and T. Schwetz, *Testing the statistical compatibility of independent data sets*, *Phys. Rev.* **D68** (2003) 033020, [[hep-ph/0304176](#)].
- [171] M. Blennow and E. Fernandez-Martinez, *Parametrization of Seesaw Models and Light Sterile Neutrinos*, *Phys.Lett.* **B704** (2011) 223–229, [[arXiv:1107.3992](#)].
- [172] J. Fan and P. Langacker, *Light Sterile Neutrinos and Short Baseline Neutrino Oscillation Anomalies*, *JHEP* **1204** (2012) 083, [[arXiv:1201.6662](#)].
- [173] A. Donini, P. Hernandez, J. Lopez-Pavon, M. Maltoni, and T. Schwetz, *The minimal 3+2 neutrino model versus oscillation anomalies*, *JHEP* **1207** (2012) 161, [[arXiv:1205.5230](#)].
- [174] G. Karagiorgi et al., *Leptonic CP violation studies at MiniBooNE in the (3+2) sterile neutrino oscillation hypothesis*, *Phys. Rev.* **D75** (2007) 013011, [[hep-ph/0609177](#)].

-
- [175] S. Goswami and W. Rodejohann, *MiniBooNE Results and Neutrino Schemes with 2 sterile Neutrinos: Possible Mass Orderings and Observables related to Neutrino Masses*, *JHEP* **10** (2007) 073, [[arXiv:0706.1462](#)].
- [176] D. Hernandez and A. Y. Smirnov, *Active to sterile neutrino oscillations: Coherence and MINOS results*, *Phys.Lett.* **B706** (2012) 360–366, [[arXiv:1105.5946](#)].
- [177] W. Grimus and T. Schwetz, *4-neutrino mass schemes and the likelihood of (3+1)-mass spectra*, *Eur. Phys. J.* **C20** (2001) 1–11, [[hep-ph/0102252](#)].
- [178] T. Schwetz, M. Tortola, and J. Valle, *Global neutrino data and recent reactor fluxes: status of three-flavour oscillation parameters*, *New J.Phys.* **13** (2011) 063004, [[arXiv:1103.0734](#)].
- [179] K. Abazajian, M. Acero, S. Agarwalla, A. Aguilar-Arevalo, C. Albright, et al., *Light Sterile Neutrinos: A White Paper*, [arXiv:1204.5379](#).
- [180] D. Frekers, H. Ejiri, H. Akimune, T. Adachi, B. Bilgier, et al., *The Ga-71(He-3, t) reaction and the low-energy neutrino response*, *Phys.Lett.* **B706** (2011) 134–138.
- [181] C. Giunti, M. Laveder, Y. Li, Q. Liu, and H. Long, *Update of Short-Baseline Electron Neutrino and Antineutrino Disappearance*, *Phys.Rev.* **D86** (2012) 113014, [[arXiv:1210.5715](#)].
- [182] A. Bandyopadhyay and S. Choubey, *The (3+2) Neutrino Mass Spectrum and Double Chooz*, [arXiv:0707.2481](#).
- [183] K. Bora, D. Dutta, and P. Ghoshal, *Probing Sterile Neutrino Parameters with Double Chooz, Daya Bay and RENO*, [arXiv:1206.2172](#).
- [184] C. Giunti and M. Laveder, *Effect of the reactor antineutrino anomaly on the first Double-Chooz results*, *Phys.Rev.* **D85** (2012) 031301, [[arXiv:1111.5211](#)].
- [185] B. Bhattacharya, A. M. Thalapillil, and C. E. Wagner, *Implications of sterile neutrinos for medium/long-baseline neutrino experiments and the determination of θ_{13}* , *Phys.Rev.* **D85** (2012) 073004, [[arXiv:1111.4225](#)].
- [186] C. Giunti and Y. Li, *Matter Effects in Active-Sterile Solar Neutrino Oscillations*, *Phys.Rev.* **D80** (2009) 113007, [[arXiv:0910.5856](#)].

-
- [187] A. Palazzo, *Testing the very-short-baseline neutrino anomalies at the solar sector*, *Phys.Rev.* **D83** (2011) 113013, [[arXiv:1105.1705](#)].
- [188] A. Palazzo, *An estimate of θ_{14} independent of the reactor antineutrino flux determinations*, *Phys.Rev.* **D85** (2012) 077301, [[arXiv:1201.4280](#)].
- [189] M. Fukugita, Y. Kohyama, and K. Kubodera, *Neutrino reaction cross-section on c -12 target*, *Phys.Lett.* **B212** (1988) 139.
- [190] J. Reichenbacher, *Final KARMEN results on neutrino oscillations and neutrino nucleus interactions in the energy regime of supernovae*, . PhD thesis, Univ. Karlsruhe.
- [191] J. Conrad and M. Shaevitz, *Limits on Electron Neutrino Disappearance from the KARMEN and LSND ν_e - Carbon Cross Section Data*, *Phys.Rev.* **D85** (2012) 013017, [[arXiv:1106.5552](#)].
- [192] C. Zhang, X. Qian, and P. Vogel, *Reactor Antineutrino Anomaly with known θ_{13}* , [arXiv:1303.0900](#).
- [193] C. Kraus, A. Singer, K. Valerius, and C. Weinheimer, *Limit on sterile neutrino contribution from the Mainz Neutrino Mass Experiment*, [arXiv:1210.4194](#).
- [194] A. Belev, A. Berlev, E. Geraskin, A. Golubev, N. Likhovid, et al., *An upper limit on additional neutrino mass eigenstate in 2 to 100 eV region from 'Troitsk nu-mass' data*, [arXiv:1211.7193](#).
- [195] C. Giunti, M. Laveder, Y. Li, and H. Long, *Short-Baseline Electron Neutrino Oscillation Length After Troitsk*, [arXiv:1212.3805](#).
- [196] A. S. Riis and S. Hannestad, *Detecting sterile neutrinos with KATRIN like experiments*, *JCAP* **1102** (2011) 011, [[arXiv:1008.1495](#)].
- [197] A. Esmaili and O. L. Peres, *KATRIN Sensitivity to Sterile Neutrino Mass in the Shadow of Lightest Neutrino Mass*, *Phys.Rev.* **D85** (2012) 117301, [[arXiv:1203.2632](#)].
- [198] Y. Li and S.-s. Liu, *Vanishing effective mass of the neutrinoless double beta decay including light sterile neutrinos*, *Phys.Lett.* **B706** (2012) 406–411, [[arXiv:1110.5795](#)].

-
- [199] J. Barry, W. Rodejohann, and H. Zhang, *Light Sterile Neutrinos: Models and Phenomenology*, *JHEP* **1107** (2011) 091, [[arXiv:1105.3911](#)].
- [200] C. Giunti and M. Laveder, *Implications of 3+1 Short-Baseline Neutrino Oscillations*, *Phys.Lett.* **B706** (2011) 200–207, [[arXiv:1111.1069](#)].
- [201] S. M. Bilenky, C. Giunti, W. Grimus, and T. Schwetz, *Four-neutrino mass spectra and the Super-Kamiokande atmospheric up-down asymmetry*, *Phys. Rev.* **D60** (1999) 073007, [[hep-ph/9903454](#)].
- [202] H. Nunokawa, O. Peres, and R. Zukanovich Funchal, *Probing the LSND mass scale and four neutrino scenarios with a neutrino telescope*, *Phys.Lett.* **B562** (2003) 279–290, [[hep-ph/0302039](#)].
- [203] S. Choubey, *Signature of sterile species in atmospheric neutrino data at neutrino telescopes*, *JHEP* **0712** (2007) 014, [[arXiv:0709.1937](#)].
- [204] S. Razzaque and A. Y. Smirnov, *Searching for sterile neutrinos in ice*, *JHEP* **1107** (2011) 084, [[arXiv:1104.1390](#)].
- [205] V. Barger, Y. Gao, and D. Marfatia, *Is there evidence for sterile neutrinos in IceCube data?*, *Phys.Rev.* **D85** (2012) 011302, [[arXiv:1109.5748](#)].
- [206] S. Razzaque and A. Y. Smirnov, *Searches for sterile neutrinos with IceCube DeepCore*, *Phys.Rev.* **D85** (2012) 093010, [[arXiv:1203.5406](#)].
- [207] A. Esmaili, F. Halzen, and O. Peres, *Constraining Sterile Neutrinos with AMANDA and IceCube Atmospheric Neutrino Data*, [arXiv:1206.6903](#).
- [208] **NOMAD** Collaboration, P. Astier et al., *Final NOMAD results on $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ and $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ oscillations including a new search for tau-neutrino appearance using hadronic tau decays*, *Nucl.Phys.* **B611** (2001) 3–39, [[hep-ex/0106102](#)].
- [209] **CHORUS** Collaboration, E. Eskut et al., *Final results on $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillation from the CHORUS experiment*, *Nucl.Phys.* **B793** (2008) 326–343, [[arXiv:0710.3361](#)].
- [210] S. Palomares-Ruiz, S. Pascoli, and T. Schwetz, *Explaining LSND by a decaying sterile neutrino*, *JHEP* **0509** (2005) 048, [[hep-ph/0505216](#)].

-
- [211] **Opera** Collaboration, N. Agafonova et al., *Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations with the OPERA experiment in the CNGS beam*, [arXiv:1303.3953](#).
- [212] J. Hamann, S. Hannestad, G. G. Raffelt, and Y. Y. Wong, *Sterile neutrinos with eV masses in cosmology: How disfavoured exactly?*, *JCAP* **1109** (2011) 034, [[arXiv:1108.4136](#)].
- [213] E. Giusarma, M. Corsi, M. Archidiacono, R. de Putter, A. Melchiorri, et al., *Constraints on massive sterile neutrino species from current and future cosmological data*, *Phys.Rev.* **D83** (2011) 115023, [[arXiv:1102.4774](#)].
- [214] M. C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, and J. Salvado, *Robust Cosmological Bounds on Neutrinos and their Combination with Oscillation Results*, *JHEP* **08** (2010) 117, [[arXiv:1006.3795](#)].
- [215] S. Joudaki, K. N. Abazajian, and M. Kaplinghat, *Are Light Sterile Neutrinos Preferred or Disfavored by Cosmology?*, [arXiv:1208.4354](#).
- [216] M. Archidiacono, N. Fornengo, C. Giunti, S. Hannestad, and A. Melchiorri, *Sterile Neutrinos: Cosmology vs Short-BaseLine Experiments*, [arXiv:1302.6720](#).
- [217] P. Machado, H. Nunokawa, F. Pereira dos Santos, and R. Zukanovich Funchal, *Testing Nonstandard Neutrino Properties with a Mössbauer Oscillation Experiment*, *JHEP* **1111** (2011) 136, [[arXiv:1108.3339](#)].
- [218] P. Huber, M. Lindner, and W. Winter, *Simulation of long-baseline neutrino oscillation experiments with GLoBES (General Long Baseline Experiment Simulator)*, *Comput.Phys.Commun.* **167** (2005) 195, [[hep-ph/0407333](#)].
- [219] P. Huber, J. Kopp, M. Lindner, M. Rolinec, and W. Winter, *New features in the simulation of neutrino oscillation experiments with GLoBES 3.0: General Long Baseline Experiment Simulator*, *Comput.Phys.Commun.* **177** (2007) 432–438, [[hep-ph/0701187](#)].
- [220] J. Kopp, P. A. Machado, and S. J. Parke, *Interpretation of MINOS data in terms of non-standard neutrino interactions*, *Phys.Rev.* **D82** (2010) 113002, [[arXiv:1009.0014](#)].
- [221] **MINOS** Collaboration, E. Ables et al., *P-875: A Long baseline neutrino oscillation experiment at Fermilab*, .

- [222] P. Huber, M. Lindner, M. Rolinec, T. Schwetz, and W. Winter, *Prospects of accelerator and reactor neutrino oscillation experiments for the coming ten years*, *Phys.Rev.* **D70** (2004) 073014, [[hep-ph/0403068](#)].
- [223] B. V. M. Diwan, M. Messier and L. Wai, “A study of $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ sensitivity in minos.” NUMI-L-714 (2001).
- [224] **MINOS** Collaboration, P. Vahle, “New results from minos.” Apresentação na XXIV International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2010) em Atenas, Grécia; slides disponíveis em <http://www.neutrino2010.gr/>, 2010.
- [225] M. Bishai, 2010. comunicação particular.
- [226] **Double Chooz** Collaboration, F. Ardellier et al., *Double Chooz: A Search for the neutrino mixing angle θ_{13}* , [hep-ex/0606025](#).
- [227] J. Maeda and T. Matsubara. Comunicação particular, informações relevantes podem ser encontradas em http://doublechooz.in2p3.fr/Status_and_News/status_and_news.php.
- [228] **Daya-Bay** Collaboration, X. Guo et al., *A Precision measurement of the neutrino mixing angle θ_{13} using reactor antineutrinos at Daya-Bay*, [hep-ex/0701029](#).
- [229] **Reno** Collaboration, K. K. Joo, *Seminário dado no 6th International Workshop on Low Energy Neutrino Physics*, . Seoul National University, novembro de 2011, <http://workshop.kias.re.kr/lownu11/>.
- [230] **RENO** Collaboration, J. Ahn et al., *RENO: An Experiment for Neutrino Oscillation Parameter θ_{13} Using Reactor Neutrinos at Yonggwang*, [arXiv:1003.1391](#).
- [231] M. Bonesini and A. Guglielmi, *Hadroproduction experiments for precise neutrino beam calculations*, *Phys.Rept.* **433** (2006) 65–126.
- [232] **SciBooNE** Collaboration, G. Cheng et al., *Measurement of K^+ production cross section by 8 GeV protons using high energy neutrino interactions in the SciBooNE detector*, *Phys.Rev.* **D84** (2011) 012009, [[arXiv:1105.2871](#)].