



Victor Saul Basto Gonzalez

**Procura de indícios de neutrinos estéreis nos experimentos IceCube
e KATRIN**

Campinas

2014



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
Instituto de Física "Gleb Wataghin"

Victor Saul Basto Gonzalez

**Procura de indícios de neutrinos estéreis nos experimentos IceCube
e KATRIN**

Tese de doutorado apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wathaghin" da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Orientador: Prof. Dr. Orlando Luis Goulart Peres

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE À VERSÃO FINAL DA TESE DEFENDIDA PELO ALUNO VICTOR SAUL BASTO GONZALEZ E ORIENTADA PELO PROF. DR. ORLANDO LUIS GOULART PERES

A handwritten signature in blue ink is positioned above a solid horizontal line. The signature is stylized and appears to be the name of the supervisor, Orlando Luis Goulart Peres.

Campinas
2014

Ficha catalográfica
Universidade Estadual de Campinas
Biblioteca do Instituto de Física Gleb Wataghin
Valkíria Succi Vicente - CRB 8/5398

B297p Basto Gonzalez, Victor Saul, 1977-
Procura de indícios de neutrinos estéreis nos experimentos IceCube e KATRIN / Victor Saul Basto Gonzalez. – Campinas, SP : [s.n.], 2014.

Orientador: Orlando Luis Goulart Peres.
Tese (doutorado) – Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física Gleb Wataghin.

1. Oscilações de neutrinos. 2. Fenomenologia de neutrinos. 3. Neutrino estéril. 4. Dimensões extras. I. Peres, Orlando Luis Goulart, 1969-. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física Gleb Wataghin. III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em outro idioma: Looking for signs of sterile neutrinos in the KATRIN and IceCube experiments

Palavras-chave em inglês:

Neutrino oscillation

Neutrino phenomenology

Sterile neutrino

Extra dimensions

Área de concentração: Física

Titulação: Doutor em Ciências

Banca examinadora:

Orlando Luis Goulart Peres [Orientador]

Paulo Sérgio Rodrigues da Silva

Celso Chikahiro Nishi

Rickson Coelho Mesquita

Pedro Cunha de Holanda

Data de defesa: 28-07-2014

Programa de Pós-Graduação: Física



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE **VICTOR SAUL BASTO GONZALEZ** – RA: 057577 APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 28 / 07 / 2014.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Orlando Luis Goulart Peres
Orientador do Candidato - DRCC/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Paulo Sérgio Rodrigues da Silva - UFPB

Prof. Dr. Celso Chikahiro Nishi – CMCC/UFABC

Prof. Dr. Rickson Coelho Mesquita - DRCC/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. - Pedro Cunha de Holanda - DRCC/IFGW/UNICAMP

Resumo

Motivados pelos indícios experimentais da existência de um quarto neutrino, que surge nos dados de oscilações coletados nos experimentos de aparecimento e desaparecimento de neutrinos, e pela possibilidade teórica de explicar a pequena massa dos neutrinos através de dimensões extras grandes, fizemos análises em procura de vestígios destas duas motivações nos experimentos IceCube e KATRIN. A existência deste quarto neutrino implicaria 1) que existem mais neutrinos que os três tipos de neutrinos do Modelo Padrão da física de partículas, 2) que as interações deste novo neutrino não são descritas pelo Modelo Padrão, 3) que os parâmetros da mistura dos três tipos de neutrinos do Modelo Padrão seriam afetados pela mistura com este novo neutrino e 4) que a diferença dos quadrados das massas, Δm^2 , associada a este neutrino seria grande, $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$. Usando os dados de neutrinos atmosféricos de IceCube, podemos indagar pela existência do quarto neutrino, pois para $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ acontece uma conversão de sabor devida ao efeito de matéria sobre o neutrino no intervalo de energias analisado no IceCube. Assim, este efeito de matéria permite-nos pôr limites sobre os parâmetros que governam as oscilações de neutrinos estéreis. O experimento KATRIN procurará medir a massa do neutrino. Esta medida será feita analisando a cinemática dos elétrons emitidos no decaimento beta do Trítio que é uma medida independente do modelo físico, pois está fundamentada na conservação da energia. A presença de estados mais pesados, como os que existem quando neutrinos estéreis estão presentes, nos permitira vincular estes neutrinos estéreis. Especificamente, analisamos em KATRIN indícios de um e dois neutrinos estéreis e também de dimensões extras grandes.

Abstract

Motivated by the experimental evidence of the existence of a fourth neutrino, which arises from the data collected of neutrino oscillations in appearance and disappearance experiments, and by the theoretical possibility to explain the smallness of the mass of the neutrinos through large extra dimensions, we performed analyses in search of seeking indication of these two motivations in the IceCube and KATRIN experiments. The existence of this fourth neutrino would imply 1) that there are more types of neutrinos than the three types of neutrinos present in the Standard Model of particle physics, 2) that this new neutrino interactions are not described by the Standard Model, 3) that the parameters of the three neutrinos mixing would be affected by mixing with this new type of neutrino, and 4) that the squared-mass difference Δm^2 associated with this new neutrino would be large, $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$. Using the atmospheric neutrino data from IceCube, we can investigate the existence of the fourth neutrino because a flavor conversion happens in the limit $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ due to the effect of matter on the neutrino in the range of energies analyzed in the IceCube. Thus, this matter effect allows us to constrain the parameters that govern the sterile neutrino oscillations. The KATRIN experiment will seek to measure the neutrino mass. This measure will be performed by analyzing the kinematics of electrons emitted in the tritium beta decay, which is an independent measure of the physical model because it is based on energy conservation. The presence of heavier states such as those that exist when sterile neutrinos are present, will allow us to constrain these sterile neutrinos. Specifically, we analyze in KATRIN evidence of one and two sterile neutrinos and also of large extra dimensions.

Sumário

Introdução	1
1 Descrição dos neutrinos	5
1.1 Neutrinos estéreis	5
1.2 Indícios de neutrinos estéreis	12
1.2.1 LSND	12
1.2.2 MiniBooNE	19
1.2.3 Anomalia de neutrinos de usinas nucleares	25
1.2.4 A anomalia do Gálio	27
1.3 Campos fermiônicos em dimensões extras grandes	33
1.3.1 Termo cinético de espinores em LEDs	35
1.3.2 Acoplamento de Yukawa com um espinor em LED	38
1.3.3 Massa de Dirac e probabilidade de oscilação para os neutrinos na LED	40
2 IceCube e KATRIN	47
2.1 Produção de neutrinos na atmosfera	48
2.1.1 Neutrinos atmosféricos	48
2.1.2 Fluxo atmosférico <i>prompt</i>	57
2.2 IceCube, o observatório de neutrinos	60
2.2.1 Detecção de múons	61

2.2.2	Absorção de neutrinos na Terra	64
2.2.3	Equação de evolução dos neutrinos na matéria	66
2.2.4	Probabilidade de sobrevivência do ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$	70
2.3	Experimento KATRIN	87
2.3.1	Espectro diferencial de elétrons- β	89
2.3.2	Espectro diferencial e física nova	92
2.3.3	Visão geral do experimento KATRIN	96
2.3.4	Filtro MAC-E	99
2.3.5	O espectro beta integrado	105
2.4	CHOOZ	109
3	Resultados	111
3.1	Neutrinos estéreis no ICECUBE-79	112
3.1.1	Dependência em Δm_{41}^2 e θ_{24}	115
3.1.2	Dependência em Δm_{41}^2 , θ_{24} e θ_{34}	123
3.2	Física nova em KATRIN	125
3.2.1	Sensibilidade na massa do neutrino	126
3.2.2	Sensibilidade no caso de um neutrino estéril	128
3.2.3	Sensibilidade no caso de dois neutrinos estéreis	132
3.2.4	Sensibilidade em KATRIN para dimensões extras grandes	138
4	Conclusões	143

a Víctor señor y a la memoria de Margarita

por siempre juntos

Agradecimentos

a Víctor Saúl Basto Basto, a la siempre bella y omnipresente Margarita y a mi familia

Especial agradecimento a meu orientador Dr. Prof. Orlando Luis Goulart Peres

Aos professores, amigos e colegas que de alguma forma têm contribuído para a minha formação.

A vocês

A CNPq pelo apoio financeiro.

Lista de Figuras

1.1	A duas possíveis hierarquias nas massas dos neutrinos.	10
1.2	A distribuição em energia do excesso de eventos de neutrinos no LSND ao procurar transições $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	15
1.3	A distribuição de eventos no LSND para L_ν/E_ν	16
1.4	O ajuste dos parâmetros de oscilação ($\sin^2 2\theta, \Delta m^2$) para os dados comple- tos do LSND.	18
1.5	A distribuição em E_ν^{QE} dos dados para neutrinos do elétron que interagem através de CCQE (<i>charged-current quase-elastic</i>)	22
1.6	Excesso de eventos como uma função da energia reconstruída do neutrino. . .	23
1.7	As regiões permitidas para o experimento MiniBooNE para eventos com $E^{QE} > 200$ MeV dentro do modelo de oscilações de dois neutrinos.	24
1.8	A anomalia de antineutrinos de reatores.	26
1.9	Decaimentos dos núcleos radioativos ^{31}Cr e ^{37}Ar	27
1.10	Níveis nucleares para o processo de detecção no Gálio na Eq. (1.14).	29
1.11	Descrição esquemática do espectro de neutrinos além da mistura de três neu- trinos.	30
1.12	Descrição esquemática do espectro de neutrinos para uma mistura de dois sabores.	32
2.1	Esquema de um próton induzindo um chuveiro atmosférico.	49

2.2	Distribuição do fluxo atmosférico de neutrinos em relação ao ângulo zenital calculados por Honda.	53
2.3	Comportamento dos razões dos fluxos de neutrinos calculados por Honda em relação a energia do neutrino	54
2.4	Fluxos <i>prompt</i> de neutrinos atmosféricos.	58
2.5	Dependência do fluxo <i>prompt</i> de $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ ao variar o ângulo zenital.	59
2.6	Aspecto geral do detector IceCube	61
2.7	Sinal <i>through-going</i> e <i>starting</i> do múon no detector.	63
2.8	Eventos reais de múons <i>through-going</i> registrados no IceCube.	63
2.9	Reporte da observação de 28 eventos devidos a neutrinos de altíssima energia, $E_\nu > 30\text{TeV}$, no IceCube	64
2.10	Uso da Terra como filtro e as camadas com densidade diferente dela.	65
2.11	Probabilidade de transmissão na Terra de um neutrino chegando com ângulo zenital θ_z	66
2.12	Probabilidades de sobrevivência no vácuo em função da energia do neutrino para $\cos \theta_z = -1$	72
2.13	Probabilidades de sobrevivência no vácuo em função da energia do neutrino e $\cos(\theta_z)$ obtidas usando nosso código.	73
2.14	Probabilidades de sobrevivência na matéria para a mistura de dois neutrinos em função da energia do neutrino para $\cos \theta_z = -1$	75
2.15	Probabilidades de sobrevivência para neutrinos do múon considerando mistura de três neutrinos e o efeito de matéria	77
2.16	Razão entre a diferença da probabilidade de sobrevivência na matéria com a probabilidade de sobrevivência no vácuo e a soma da probabilidade de sobrevivência na matéria com a probabilidade de sobrevivência no vácuo	78
2.17	Probabilidades de sobrevivência de ν_μ no vácuo em função da energia do neutrino para uma distância de igual ao diâmetro da Terra e para a escala atmosférica e estéril.	80

2.18 A probabilidade de sobrevivência em função da energia do neutrino para o caso de mistura entre dois neutrinos, ν_μ e um neutrino estéril, e densidade constante.	83
2.19 Probabilidade de sobrevivência para ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ em função da energia do neutrino obtida usando nosso código quando consideramos um neutrino estéril e $\cos \theta_z = -1$	84
2.20 Probabilidade de sobrevivência para ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ em função da energia do neutrino e o ângulo zenital obtida usando nosso código quando consideramos um neutrino estéril.	85
2.21 Probabilidade de sobrevivência para ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ em função da energia do neutrino e o ângulo zenital obtida usando nosso código para o modelo 3 + 1 e considerando a atenuação dos ν	86
2.22 Diferentes configurações do espectro diferencial do elétron- β do decaimento do Trítio.	91
2.23 Valores das massas dos estados de neutrinos como uma função do estado de massa mais leve.	93
2.24 Comportamento da Função de Kurie da Eq. (2.52) em relação a energia cinética do elétron.	95
2.25 Visão geral do experimento KATRIN	97
2.26 O filtro MAC-E usado no espectrômetro principal do experimento KATRIN. .	100
2.27 Função resposta para o experimento KATRIN.	106
2.28 O espectro integrado em função do potencial retardador simulado com nosso código para o experimento KATRIN.	107
2.29 Espectro integrado de KATRIN em função do potencial retardador considerando diferente número de espalhamentos dos elétrons- β	108
2.30 Os antigos limites sobre $\sin^2 2\theta_{13}$ obtidos do experimento CHOOZ.	110
3.1 Dados e simulação de Monte Carlo de IceCube-79 publicados por IceCube. .	113

3.2	Áreas efetivas de IceCube-79 para neutrinos do múon em função do logaritmo da energia do neutrinos e do ângulos zenital.	114
3.3	Número de eventos esperados devido a neutrinos do múon em função do ângulo zenital.	116
3.4	Região permitida para 3σ de $C.L.$ nos parâmetros $\sin^2 2\theta_{24}$ e Δm_{41}^2 usando os dado de IceCube-79 e supondo que θ_{14} e θ_{24} são nulos.	120
3.5	Número de eventos observados e esperados em função de ângulo zenital para IceCube-79 supondo que θ_{14} e θ_{24} são nulos.	121
3.6	Número de eventos em função do ângulo zenital para diferentes valores do espaço de parâmetros $\sin^2 2\theta_{24} - \Delta m_{41}^2$	122
3.7	A linha cheia azul representa a linha de exclusão para 3σ de $C.L.$ nos parâmetros $\sin^2 2\theta_{24}$ e Δm_{41}^2 quando $\theta_{14} = 0$	124
3.8	O espectro integrado do KATRIN em função do potencial retardador simulado com nosso código.	125
3.9	Tempos de medição otimizado em função do potencial retardador. As diferentes cores representam diferentes tempos. A soma de cada uma diferentes barras debaixo da linha tracejada negra vertical mais as soma das barras vermelhas acima da linha tracejada negra vertical tem que ser três anos. Fig. (131b) do artigo [9]	127
3.10	χ^2 em função da massa do neutrino. Representa a análise em procura da massa do neutrino.	128
3.11	O espectro integrado do KATRIN em função do potencial retardador junto com uma incerteza sistemática de 700.	129
3.12	Linhas de exclusão de 90% de $C.L.$ de KATRIN no plano ($\sin^2 2\theta_{14}$, Δm_{41}^2) para diferentes valores do estado de massa mais leve.	130
3.13	Regios permitidas de experimentos <i>short baseline</i> e linhas de exclusão de 90% de $C.L.$ de KATRIN no plano ($\sin^2 2\theta_{14}$, Δm_{41}^2) para diferentes valores do estado de massa mais leve.	131

3.14	Regiões permitidas de 90% de <i>C.L.</i> , para dois neutrinos estéreis, no plano $m_1 - \Delta m_{41}^2$	134
3.15	Regiões permitidas, para dois neutrinos estéreis, de 90% de <i>C.L.</i> no plano $\sin^2 2\theta_{14} - \Delta m_{41}^2$	135
3.16	As áreas coloridas representam as regiões permitidas, para dois neutrinos estéreis, de 90% de <i>C.L.</i> no plano $\Delta m_{51}^2 - \Delta m_{41}^2$	137
3.17	A sensibilidade de 90% de <i>C.L.</i> no espaço de parâmetros $m_0 - R_{\text{RED}}$ para o experimento KATRIN supondo hierarquia nas massas dos neutrinos.	139

Lista de Tabelas

2.1	Tabela com os principais mésons e léptons que contribuem ao fluxo de neutrinos atmosféricos através de seus decaimentos.	50
2.2	Ajuste do fluxo de antineutrinos do múon de Honda.	56
2.3	Ajuste do fluxo de neutrinos do múon de Honda.	57
2.4	Valores dos parâmetros da parametrização da densidade número de elétron da Terra.	70
2.5	Energias dos neutrinos para as quais aconteceria o efeito MSW na Terra. . . .	76
2.6	Energias e as probabilidades para popular os quatro primeiros estados rotacional e vibracional da molécula $(^3\text{HeT})^+$	90
3.1	Valor do teste de χ^2 entre os dados de IceCube-79 e os modelos sem e com oscilação induzida por neutrinos estéreis e neste caso não consideramos a incerteza na dependência zenital do fluxo de neutrinos atmosféricos.	117
3.2	Valor do teste de χ^2 entre os dados de IceCube-79 e os modelos sem e com oscilação induzida por neutrinos estéreis. Tivemos em conta a incerteza na dependência zenital do fluxo de neutrinos atmosféricos e a incerteza nesta dependência zenital.	118
3.3	Valores das normalizações α e β que marginalizam χ^2 no caso de um neutrino estéril.	122

3.4	Valores dos parâmetros no melhor ajuste no caso de sem e com oscilações induzidas por neutrinos estéril considerando $\theta_{14} = 0$	123
-----	---	-----

Introdução

O neutrino é conhecido como a partícula fantasma devido a que ele interage unicamente através das interações fracas, e portanto a sua detecção é muito difícil de ser realizada. Mas esta partícula nos está abrindo as portas para física nova. As oscilações de neutrinos são um fenômeno que surge devido a massa dos neutrinos e a mistura entre eles. Este fenômeno foi descoberto em 1998 [1] e neste curto período de tempo já foram medidos quase todos os parâmetros que governam as oscilações de neutrinos, como os diferentes ângulos de mistura, θ_{ij} para $j > i$ com $i, j = 1, 2, 3$, e as diferenças do quadrado das massas, $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$ para $i > j$, dos estados de massa de neutrino m_i . Recentemente foi descoberto que o ângulo de mistura θ_{13} não é zero [2] facilitando significativamente a procura pela hierarquia das massas dos neutrinos e pela violação de CP no setor de neutrinos. Assim, dos experimentos de oscilações de neutrinos sabemos que existem três neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ), três estados de sabor que são uma combinação linear de estados de massa, duas diferenças do quadrado das massas ($\Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2$) e três ângulos de mistura ($\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$). Nestes experimentos não é possível medir as massas dos neutrinos. Qualquer uma evidência por neutrinos adicionais aos três neutrinos do Modelo Padrão são evidências de neutrinos estéreis, neutrinos que não interagem através das interações fracas, e por este motivo são chamados estéreis.

Na atualidade existem indícios sobre a existência de um quarto neutrino. Estas evidências surgiram primeiro no experimento LSND [3] onde se observou indícios de $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ que não pode ser explicada pelas oscilações conhecidas com três neutrinos. O experimento MiniBooNE [4] também reportou sinais de aparecimento de neutrino do elétron em

um feixe de neutrinos do múon: oscilações $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Sinais também surgem devido a uma reanálise dos experimentos de reatores nucleares para comprimentos de oscilação de $L \lesssim 100$ m. Esta reanálise foi feita porque se reavaliou o fluxo de neutrinos emitidos por reatores nucleares [5] e achou-se que este novo fluxo esperado é maior ao fluxo usado previamente. Este novo fluxo esperado está em tensão com os resultados já medidos nestes experimentos. Esta tensão se pode aminorar pela explicação do desaparecimento do $\bar{\nu}_e$, e chama-se anomalia de reatores [6]. Os experimentos de neutrinos solares SAGE e GALLEX usaram fontes radioativas para testar a resposta do detector e encontraram uma taxa menor de eventos que a esperada; isto pode ser explicado pelo desaparecimento de ν_e [7], e recebe o nome de anomalia do Gálio. Todos estes indícios podem ser explicados por oscilações conduzidas por um $\Delta m^2 \gtrsim 0,1 \text{ eV}^2$, a qual não se encaixa no panorama de três neutrinos. As duas diferenças de massas dos três neutrinos são muito menores do que $0,1 \text{ eV}^2$.

Neste trabalho vamos procurar por efeitos devidos a um quarto neutrino com $\Delta m^2 \gtrsim 0,1 \text{ eV}^2$ dentro do que é chamado o modelo $3 + 1$, que é um modelo com três neutrinos ativos e um neutrino estéril. Analisaremos os experimentos de neutrinos IceCube [8] e KATRIN [9]. O IceCube é um detector com um volume de um quilômetro cúbico que está situado no polo Sul. Está desenhado para detectar neutrinos de altíssima energia, $E > 100 \text{ GeV}$, em especial, neutrinos produzidos por fontes astrofísicas violentas. Oscilações induzidas para $\Delta m^2 = 0,1 \text{ eV}^2$ a 1 eV^2 deixaram sinais no IceCube porque estas oscilações são amplificadas quando o neutrino cruza a matéria com energia acima de 100 GeV , energias que estão dentro do intervalo de energias do neutrino analisadas no IceCube.

O experimento KATRIN é a nova geração de experimentos do decaimento beta do Trítio e está desenhado para procurar a massa do neutrino através da análise cinemática do elétron. Espera-se que inicie a coleta de dados na segunda metade de 2016. Devido a que o espectro de energia do elétron é modificado pela massa e os ângulos de misturas dos neutrinos, faremos uma análise da sensibilidade de KATRIN em relação à massa do quarto e quinto neutrino e também de dimensões extras grandes [10] pois todos estes modelos modificaram o espectro diferencial dos elétrons do decaimento beta.

Produto da análise de dimensões extras grandes em KATRIN, publicamos o artigo

[11] onde comparamos a sensibilidade de KATRIN em relação às dimensões extras grandes e a massa do estado de massa mais leve do neutrino com os vínculos obtidos no experimento de oscilações de neutrinos CHOOZ [12]. Para a física de neutrino, o modelo de dimensões extras grandes permite explicar a pequenez da massa do neutrino e modifica a mistura padrão dos neutrinos. Este modelo supõe que unicamente existe uma escala fundamental de energia, a escala eletrofraca, e que o espaço-tempo tem dimensões espaciais adicionais compactas. Para este trabalho supusemos que existe uma assimetria nas dimensões espaciais adicionais e que uma delas tem um raio de compactificação maior que o raio das outras, assim o espaço-tempo está efetivamente constituído por cinco dimensões.

Na atualidade a maioria dos resultados experimentais de oscilações dos neutrinos indicam que os estados de sabor dos neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ) são uma combinação linear de três estados de massa (ν_1, ν_2, ν_3) onde os coeficientes estão dados pelos elementos da matriz de mistura leptônica. Neste modelo de 3 neutrinos existem duas diferenças do quadrado das massas independentes, Δm_{21}^2 e Δm_{31}^2 (ou Δm_{32}^2 para este último caso). Existe um grupo de experimentos de oscilações de neutrinos que se explica através de um novo Δm^2 que é maior que Δm_{21}^2 e Δm_{31}^2 . Essa nova Δm^2 indica que existe um novo estado de massa, ν_4 , que é mais massivo que os estados (ν_1, ν_2, ν_3) e é principalmente estéril. Esta tese está distribuída da seguinte forma: no Capítulo 1 apresentamos as evidências sobre o quarto neutrino, as fórmulas para calcular a probabilidade de oscilação no caso de quatro tipos de neutrinos e deduzimos a fórmula da probabilidade ao considerar dimensões extras grandes. O Capítulo 2 contem as descrições, as fórmulas usadas para analisar os experimentos de IceCube-79, KATRIN e CHOOZ e também os resultados para testar o funcionamento dos códigos desenvolvidos para fazer as análises. Finalmente no Capítulo 3 estão nossos resultados e no Capítulo 4 as conclusões.

Descrição dos Neutrinos

Este capítulo tem como objetivo primário fazer uma descrição geral dos neutrinos. Mostraremos possíveis indícios de física nova e introduziremos um modelo para explicar a massa dos neutrinos. Como objetivo secundário, apresentaremos as fórmulas que usaremos no capítulo de resultados. Iniciaremos fazendo uma descrição rápida de oscilações de neutrinos. Depois apresentaremos as evidências experimentais que sugerem a existência de neutrinos estéreis. Estas evidências são fornecidas pelos experimentos LSND [3, 13–16], MiniBooNE [4, 17, 18], anomalia de antineutrinos de reatores nucleares [5, 19] e a anomalia do gálio [20, 21]. A explicação destas anomalias introduziria um novo neutrino que deveria ser estéril, as interações dele não são descritas pelo Modelo Padrão da física de partículas, incrementando-se o número de neutrinos presentes na natureza de três para quatro ou mais neutrinos. Mostraremos que a probabilidade de oscilação considerando neutrinos estéreis é uma extensão direta do caso de oscilações de três neutrinos. Finalmente apresentaremos o modelo de dimensões extras grandes, introduzido na área de neutrinos para explicar o porquê da massa pequena deles.

1.1 Neutrinos estéreis

Experimentos que abrangem produção, propagação e detecção de neutrinos indicam que os três neutrinos têm massa e se misturam. Isto é que cada um dos três neutrinos ativos (três estados de sabor), $|\nu_e\rangle$, $|\nu_\mu\rangle$ e $|\nu_\tau\rangle$, é uma superposição de três neutrinos massivos (três estados

de massa), $|\nu_1\rangle$, $|\nu_2\rangle$ e $|\nu_3\rangle$, os quais têm massa m_1 , m_2 e m_3 , respectivamente. Assim, estes experimentos indicam que a descrição feita dos neutrinos no Modelo Padrão (MP) da física de partículas está incompleta, pois neste modelo os neutrinos nem se misturam nem tem massa, por conseguinte o MP tem que ser estendido para incorporar a massa finita dos neutrinos.

Este conhecimento surge especificamente de neutrinos do Sol (ν_e) e neutrinos atmosféricos ($\bar{\nu}_\mu$). Este paradigma, que os neutrinos se misturam e têm massa, foi confirmado em experimentos com neutrinos produzidos nas fontes artificiais feitas pelo homem, por exemplo, aceleradores de partículas ($\bar{\nu}_\mu$) e usinas nucleares ($\bar{\nu}_e$).

A partir de experimentos de Oscilações de Neutrinos, experimentos que indicam que os neutrinos têm massa e se misturam, não se determina a massa dos neutrinos, mas se determina a diferença dos quadrados das massas dos estados de massa, $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$, com $i, j = 1, 2, 3$, e os parâmetros da superposição entre os estados de sabor e estados de massa. Estes parâmetros estão descritos pela a matriz de mistura U e estão representados pelos elementos de matriz $U_{\alpha i}$ onde $\alpha = e, \mu, \tau$ e $i = 1, 2, 3$.

Um estado de sabor se decompõe em termos de estados de massa como

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle, \quad (1.1)$$

e a evolução temporal deste estado de sabor está dada por

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} \left(\sum_{i=1}^3 U_{\alpha k}^* e^{-iE_i t} U_{\beta i} \right) |\nu_\beta\rangle. \quad (1.2)$$

Assim, depois de um tempo t um estado de sabor é uma superposição de diferentes estados de sabor se a matriz de mistura U é não diagonal; em outras palavras, se os neutrinos misturam-se e têm massa. Esta última característica pode-se ver facilmente na probabilidade de oscilação, Eq. (1.3). A probabilidade de oscilação ¹, ou de transição, de um neutrino que é produzido com estado de sabor ν_α e energia E de ser detectado com estado de sabor ν_β , depois de

¹A dedução da probabilidade de oscilação na Eq. (1.3) pode ser estudada na referência [22]

percorrer uma distância L está dada por:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}[U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*] \text{sen}^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) + 2 \sum_{i>j} \text{Im}[U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*] \text{sen} \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right). \quad (1.3)$$

Observar que se nesta probabilidade de oscilação $\Delta m_{ij}^2 = 0 \text{ eV}^2$ e/ou se $U_{\alpha i}$ é diagonal, a probabilidade de oscilação é $\delta_{\alpha\beta}$ ou seja, os neutrinos não oscilam.

A matriz de mistura é parametrizada em termos de três rotações – $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ – uma fase de violação CP – δ – e duas fases de Majorana – α_{21}, α_{31} . O número de fases de violação CP depende de se o termo que gera massa para os neutrinos na nova teoria é de tipo Dirac ou Majorana. A massa de um neutrino Dirac é gerada adicionando na Lagrangeana do MP um termo com a mesma estrutura do acoplamento de Yukawa entre o Higgs e os léptons carregados mas o campo singlete é um campo de neutrino de mão direita. No caso de neutrino Majorana, deve-se ter em conta a condição de Majorana, um campo fermiônico deve ser o autoconjugado dele mesmo, $\nu^c(x) = \zeta \nu(x)$ com $\nu(x) = \nu_L(x) + \nu_L^c(x)$ (o fator ζ é uma fase). No caso de neutrino Majorana os neutrinos e antineutrino são a mesma partícula. A parametrização da matriz de mistura é escrita como [22, 23]:

$$U = R^{23} \text{diag}(e^{-i\delta_{13}}, 1, 1) R^{13} \text{diag}(e^{i\delta_{13}}, 1, 1) R^{12} \text{diag}(1, e^{i\frac{\alpha_{21}}{2}}, e^{i\frac{\alpha_{31}}{2}}) \\ = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\delta_{13}} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} e^{i\delta_{13}} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\alpha_{21}}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\frac{\alpha_{31}}{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

onde $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, θ_{ij} são os ângulos de mistura definidos no intervalo $\theta_{ij} = [0, \pi/2]$, $\delta = [0, 2\pi]$ é a fase de violação de CP de Dirac e α_{21}, α_{31} são as duas fases de violação de CP de Majorana com $\alpha_{21} = [0, 2\pi]$ e $\alpha_{31} = [0, 2\pi]$. As fases de violação

de CP de Majorana não são relevantes para oscilações de neutrinos [24], não aparecem na probabilidade final. A matriz de mistura pode ser escrita da seguinte forma:

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ -s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}. \quad (1.5)$$

Neste esquema de três neutrinos existem unicamente duas diferenças dos quadrados de massa, Δm^2 , independentes: $\Delta m_{21}^2 \neq 0$ e $\Delta m_{31}^2 \neq 0$ (ou $\Delta m_{32}^2 \neq 0$). Relaciona-se Δm_{21}^2 como a diferença menor e o valor dela se obtém de neutrinos ν_e do Sol. A diferença $|\Delta m_{31}^2|$ (ou $|\Delta m_{32}^2|$) é uma diferença do quadrado da massa maior e está associada experimentalmente com a observação de oscilações de neutrinos $\bar{\nu}_\mu$ produzidos na atmosfera e também com neutrinos ν_μ produzidos em aceleradores [23]. Considera-se o valor absoluto em $|\Delta m_{31}^2|$ (ou $|\Delta m_{32}^2|$) porque não sabemos de oscilações de neutrinos atmosféricos se o estado de massa m_2 é maior o menor que ou estado de massa m_3 . Devido a este último desconhecimento, surgem duas possibilidades para o ordenamento das massas dos estados de massa: hierarquia normal onde $m_1 < m_2$ e $m_2 < m_3$ e hierarquia invertida onde $m_3 < m_1$ e $m_1 < m_2$, ver Fig. (1.1). De experimentos com neutrinos solares sabemos que $m_1 < m_2$.

Devido a que Δm_{21}^2 é aproximadamente 31 vezes menor que $|\Delta m_{31}^2|$ (ou $|\Delta m_{32}^2|$) é possível analisar os experimentos de oscilação de neutrinos solares ou atmosféricos considerando unicamente mistura de dois neutrinos. Neste caso, a probabilidade de oscilação vai ter uma forma mais simples que a probabilidade dada na Eq. (1.3). A probabilidade de transição considerando mistura de dois neutrinos é dada por

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}^{2\nu} = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1,267 \Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} \right). \quad (1.6)$$

Com esta probabilidade e com estes dois grupos de experimentos (Solar e atmosférico), os valores dos parâmetros de oscilação de neutrinos são os seguintes [25]:

- De experimentos com neutrinos solares (Homestake [26], Kamiokande [27], SAGE [28], SNO [29,30], BOREXino [31], GALLEX/GNO [32], Super-Kamiokande [33]) mediram-se as oscilações $\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau$ geradas por $\Delta m_{21}^2 = 6,2_{-1,9}^{+1,1} \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ e um ângulo

de mistura de $\tan^2 \theta_{12} = 0,42^{+0,04}_{-0,02}$ [34]. O experimento KamLAND [35] confirmou estes resultados ao observar o desaparecimento de $\bar{\nu}_e$ produzidos em usinas nucleares para um comprimento médio de 180 km. Uma análise combinada de dados solares e de KamLAND fornece $\Delta m_{21}^2 = (7,6 \pm 0,2) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ e $\tan^2 \theta_{21} = 0,44 \pm 0,03$ [34].

- Experimentos com neutrinos Atmosféricos (Kamiokande [36,37], Super-Kamiokande [1, 38], IMB [39, 40], MACRO [41], Soundan-2 [42, 43]) mediram o desaparecimento de ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ devido a oscilações geradas por $1,5 \times 10^{-3} < \Delta m_{31}^2 < 3,4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta_{13} > 0,92$ a 90% [44] de nível de confiança, C.L. (do inglês *confidence level*). Os experimentos de *long-baseline*² K2K [45] e MINOS [46] confirmaram estas oscilações através do desaparecimento de ν_μ produzidos em aceleradores com distância de oscilação, respectivamente, de 250 km e 730 km. Os dados de MINOS [46] indicam $\Delta m_{31}^2 = 2,32^{+0,12}_{-0,08} \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta_{13} > 0,90$ a 90% C.L.

A determinação do parâmetro θ_{13} , até há pouco tempo atrás desconhecido, é feita principalmente em experimentos de desaparecimento de $\bar{\nu}_e$ produzidos em usinas nucleares. O primeiro experimento a pôr limites sobre θ_{13} foi o experimento CHOOZ [47]. Os experimentos Double Chooz [48], Daya Bay [2] e RENO [49] determinaram que θ_{13} não é zero com grande significância estatística. Por exemplo, Daya Bay achou com uma significância estatística de $5,2 \sigma$ que $\sin^2 \theta_{13} = 0,092 \pm 0,016 \pm 0,005$. A incerteza $0,016$ ($0,005$) representa a incerteza estatística (sistemática). É possível também pôr limites em θ_{13} a partir do aparecimento do ν_e , $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, com neutrinos produzidos em aceleradores. Estes resultados dependem da fase de violação de CP, do oitante de θ_{23} e do sinal de Δm_{31}^2 [23]. O primeiro a colocar limites procurando o aparecimento de ν_e foi o experimento K2K [50]. O experimento MINOS [51] colocou limites numa combinação de ângulos $2 \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13}$ como uma função da fase de violação de CP. No artigo [52] é feito uma análise global em termos de três neutrinos dos dados de neutrinos solares, atmosféricos, de usinas nucleares e de aceleradores.

Na Fig. (1.1) está representado o nosso conhecimento sobre os parâmetros que go-

²De experimentos de oscilações de neutrinos a *long-baseline* se determina valores de $\Delta m^2 > 10^{-4} \text{ eV}^2$.

vernem as oscilações de neutrinos. Nesta figura estão representados os quadrados das massas

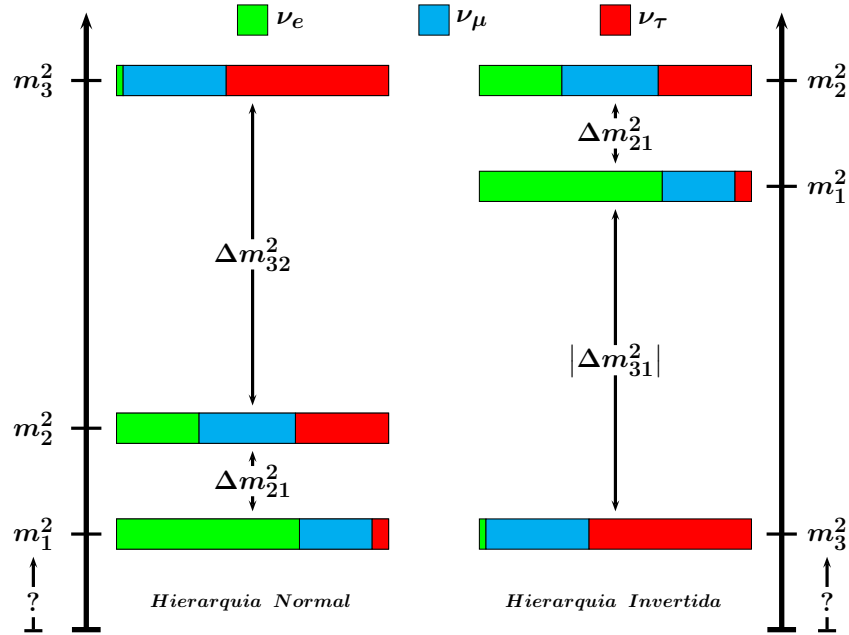


Figura 1.1: As duas possíveis hierarquias nas massas dos neutrinos que se encaixam com quase todos os dados atuais de oscilações de neutrinos, os ângulos de mistura e as diferenças dos quadrados da massa, Δm^2 . As cores indicam a fração dos elementos da matriz de mistura $|U_{\alpha i}|^2$ de cada sabor ν_α , $\alpha = e, \mu, \tau$, contidos em cada estado de massa ν_i , $i = 1, 2, 3$ por exemplo, $|U_{e2}|^2$ representa a fração de ν_e (cor verde), no estado de massa, m_2 .

dos estados de massa (caixas maiores) e a porcentagem de cada estado de sabor (caixas coloridas pequenas) em cada um destes estados de massa. Temos os dois tipos de ordenamento nas massas dos neutrinos, a hierarquia normal e a hierarquia invertida. Este é devido ao fato que não conhecemos o sinal de Δm^2_{31} (ou Δm^2_{32}). Uma característica deste ordenamento de massa é que no caso de hierarquia normal o estado mais leve, m_1 , tem uma contribuição maior de neutrino do elétron (simbolizado por uma caixa verde). Já no caso de hierarquia invertida, o estado mais leve, m_3 , tem pouca porcentagem de neutrino do elétron e está composto principalmente de neutrino do tau (simbolizado por a caixa vermelho). Também se observa que não conhecemos o valor absoluto das massas dos estados de massa que está representado na figura pelo sinal de interrogação, pois os experimentos de oscilações de neutrinos dão infor-

mação sobre Δm^2 e não sobre as massas, ver Eqs. (1.3) e (1.6). O limite atual sobre as massas dos neutrinos é de $m(\nu_e) \lesssim 2 \text{ eV}$ e é devido aos experimentos Mainz [53] e Troitsk [54].

A existência de unicamente três neutrinos foi desafiada em 1995 pelo experimento LSND [3, 13] ao observar oscilações $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ neste experimento de *short-baseline*³. A consequência é a existência de uma nova ou novas diferenças do quadrado das massas, Δm^2 , que seria maior ou maiores que as diferenças Δm_{21}^2 e Δm_{31}^2 . O experimento MiniBooNE foi feito a fim de verificar o sinal do experimento LSND. Os resultados apresentados em 2010 [18] no canal de antineutrino mostram um excesso de eventos sobre o *background* com aproximadamente o mesmo L/E de LSND. Outro indício em favor de oscilações de *short-baseline* vieram de um novo cálculo do fluxo de $\bar{\nu}_e$ de reatores [5] onde obteve-se um aumento em cerca de 3% do fluxo esperado com respeito ao valor anterior que era usado na análise dos dados de experimentos de oscilação de neutrinos de reator. Isso nos leva à conclusão que os experimentos de reatores de *short-baseline* teriam observado um déficit de $\bar{\nu}_e$ pois a nova razão do observado sobre o esperado calculada usando o novo fluxo de antineutrinos é menor quando é comparado com a razão calculada usando o fluxo esperado antigo, isto é a *anomalia de antineutrino de reatores* [5]. Finalmente, está a *anomalia do Gálio* [7, 21, 55–58], que consiste em um desaparecimento de *short-baseline* de neutrinos do elétron medido nos experimentos de fonte radioativa de Gálio, GALLEX [59] e SAGE [60].

À parte de experimentos de oscilações de neutrinos, há outros indícios a favor da existência de três neutrinos. Os resultados na largura dos decaimentos invisíveis do bóson Z obtidos no colisor *Large Electron Positron* (LEP) no CERN indicam que se supusermos que os neutrinos são mais leves do que metade da massa do Z^0 e sem mistura, então temos três neutrinos. Caso temos neutrinos mais pesados do que isto, então eles não participam do decaimento do Z^0 . O resultado combinado dos quatro experimentos no LEP (ALEPH, DELPHI, L3 e OPAL) é $N_\nu = 2,9840 \pm 0,0082$ [61]. Se existir um quarto neutrino ele não poderá se acoplar ao bóson Z e é chamado de neutrino estéril. Na seguinte seção há uma breve descrição de cada um dos indícios a respeito de neutrinos estéreis para os quais $\Delta m^2 > 1 \text{ eV}^2$.

³Experimento feito onde a razão L/E na Eq. (1.6) é tal que o experimento tem uma sensibilidade em $\Delta m^2 \gtrsim 1 \text{ eV}^2$.

Os parâmetros de oscilações para os três neutrinos considerados nesta tese são [52]:
 $\sin^2\theta_{12} = 0,30$; $\sin^2\theta_{23} = 0,45$; $\sin^2\theta_{13} = 0,02$, $\Delta m_{21}^2 = 7,45 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$;
 $|\Delta m_{31}^2| = 2,42 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$.

1.2 Indícios de neutrinos estéreis

Um neutrino estéril é um lépton neutro sem interações eletrofracas. Eles estão presentes na maioria das extensões do Modelo Padrão (MP) e em princípio podem ter qualquer massa. Vamos considerar neutrinos estéreis leves que se misturam significativamente com os três neutrinos ordinários [62].

Indícios sobre neutrinos estéreis surgem de: o experimento LSND [3, 13], o experimento MiniBooNE [18], da “anomalia de antineutrino de reatores” [5, 6] e da “anomalia do Gálio” [7, 21, 55–58, 63].

1.2.1 LSND

O experimento LSND (*Liquid Scintillator Neutrino Detector*) [64] foi projetado para procurar transições de neutrinos do múon em neutrinos do elétron, aparecimento de neutrinos do elétron, em duas formas complementares ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$). Os $\bar{\nu}_\mu$ e ν_μ surgem pelo decaimento das partículas (píons e múons) que são produzidas quando um feixe de prótons impacta sobre o alvo. Este alvo estava localizado no recinto chamado de *A6 beam stop* [64]. À parte do alvo, este recinto também continha um espaço livre de material e blocos de material com finalidade de estancar os píons e múons.

O aparecimento do $\bar{\nu}_e$ surge devido ao fenômeno de oscilações de neutrinos no feixe de $\bar{\nu}_\mu$. Estes $\bar{\nu}_\mu$ surgem devido ao decaimento do múon positivo em repouso, DAR (do inglês *decay at rest*). Estes múons positivo decaem em repouso no recinto *A6 beam stop*. Os múons positivos são produzidos quando o pión positivo decai em repouso [64]. O seguinte

processo descreve a produção de $\bar{\nu}_\mu$ em DAR:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.7)$$

$$\hookrightarrow e^+ + \boxed{\bar{\nu}_\mu} + \nu_e. \quad (1.8)$$

O aparecimento do ν_e surge devido ao fenómeno de oscilações de neutrinos no feixe de ν_μ . Estes ν_μ são produzidos pelo decaimento do π^+ em voo, DIF (do inglês *decay in flight*). O espaço aberto ao redor do alvo era curto em comparação com o comprimento de decaimento pión positivos portanto, apenas uma pequena fração dos pions positivos decaem em voo através do processo (1.9) [64]. O processo de produção de ν_μ é o seguinte:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \boxed{\nu_\mu}. \quad (1.9)$$

Quase todos os neutrinos produzidos (> 95%) surgem a partir de DAR e apenas uma pequena fração (<5%) são produzidos em DIF [64].

O detector foi localizado aproximadamente a 30 m da fonte de neutrinos e foi protegido pelo equivalente a 9 m de aço para reduzir significativamente o fluxo de raios cósmicos. Um escudo veto de líquido cintilador cercou o detector por todos os lados, exceto na parte inferior. O detector foi um tanque cheio com 167 toneladas de óleo mineral, com uma pequena mistura de *butil PBD cintilador*. Esta mistura diluída permitiu a detecção de luz Cherenkov e luz de cintilação isotrópica. Isto resultou em uma identificação $e^\pm$, a localização do vértice do evento no espaço, e a direção dos $e^\pm$. A luz foi detectada por 1220 *8-in. PMT*, cobrindo cerca de 25% da superfície interna do tanque. Cada canal foi digitalizado em valor e tempo de pulso [64].

Mesmo com essa proteção, ficou uma grande quantidade de *background* (quase nove ordens de magnitude comparada com a sinal) devido aos raios cósmicos que precisou ser suprimida para atingir a sensibilidade requerida para a procura dos neutrinos [64]. A seleção de eventos é feita para a redução do *background* de raios cósmicos a um nível baixo, mantendo uma alta eficiência nos eventos dos elétrons produzidos pelas interações dos neutrinos do elétron ($\bar{\nu}_e, \nu_e$) no detector. Estes neutrinos do elétron surgem devido a oscilações de neutrinos no feixe de neutrinos do múon ($\bar{\nu}_\mu, \nu_\mu$). A faixa de energia do elétron, E_e , foi

no intervalo $20 < E_e < 200$ MeV para aceitar tanto eventos devido a DAR, $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, e eventos devido a DIF, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. A região de energia $20 < E_e < 60$ MeV é para o $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ e $60 < E_e < 200$ MeV é para o $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ [62].

No caso de DAR o *background* intrínseco de $\bar{\nu}_e$ são devidos ao processo iniciando com π^- ($\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$). O *background* no sinal de $\bar{\nu}_e$ surge porque os $\bar{\nu}_\mu$ produzidos pelos decaimento do π^- podem oscilar em $\bar{\nu}_e$ ou porque o μ^- pode decair e produzir $\bar{\nu}_e$. No feixe de prótons e no alvo a produção de píons positivos superou a produção de píons negativos por um fator de cerca de oito. Os píons negativos que chegam ao repouso no *A6 beam stop* e na blindagem foram capturados antes de ocorrer o decaimento, portanto, apenas os π^- que decaíram em voo contribuíram para o *background* no $\bar{\nu}_e$. Praticamente todos os múons negativos que surgiram a partir do decaimento pión em voo chegaram ao repouso no *A6 beam stop* antes deles decaírem. A maioria foi capturada nas órbitas atômicas, um processo que produz ν_μ , os restantes decaíram e produziram $\bar{\nu}_e$ [64].

Os candidatos a eventos devidos a oscilações de $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ são identificados através do processo

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n. \quad (1.10)$$

Esta reação propicia um sinal duplo, a detecção do pósitron com energia máxima de 52,8 MeV e a correlação com o fóton de energia de 2,2 MeV que emerge devido à captura de nêutrons nos prótons livres ($p+n \rightarrow d+\gamma$) [64]. Existem apenas duas fontes importantes de *background* de neutrinos com um pósitron/elétron e um nêutron correlacionado: O primeiro *background* é do DAR do μ^- ($\mu^- \rightarrow e^- + \boxed{\bar{\nu}_e} + \nu_\mu$) seguido pelo espalhamento $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ no detector. O segundo *background* é do DIF do π^- ($\pi^- \rightarrow \mu^- + \boxed{\bar{\nu}_\mu}$) seguido pelo espalhamento $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$ no detector. Este segundo *background* vai imitar a reação 1.10 se a energia do μ^+ é baixa, $E_\mu < 4$ MeV [62].

Um critério de seleção no LSND foi o número de γ de 2,2 MeV associados com a captura de nêutrons. Este critério distingue entre γ correlacionados com a captura de nêutrons e os γ acidentais devidos à radioatividade. Este critério é identificado pelo símbolo R_γ e usa o *likelihood ratio* e está definido como o *likelihood* dos γ correlacionados dividido pelo

likelihood dos γ acidentais [3, 62]. LSND apresenta como um exemplo claro de candidatos a eventos devidos a oscilações de $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ no caso em que $R_\gamma > 10$. Neste caso observa-se um excesso de eventos de $49,1 \pm 9,4$ ao comparar os eventos quando o feixe está ligado e quando está desligado, o experimento LSND estima $16,9 \pm 2,3$ eventos esperados devidos ao *background* de neutrinos [3, 62]. A distribuição destes eventos é apresentada na Fig. (1.2)⁴. As regiões sombreadas mostram a combinação de neutrinos de *background* mais oscilações

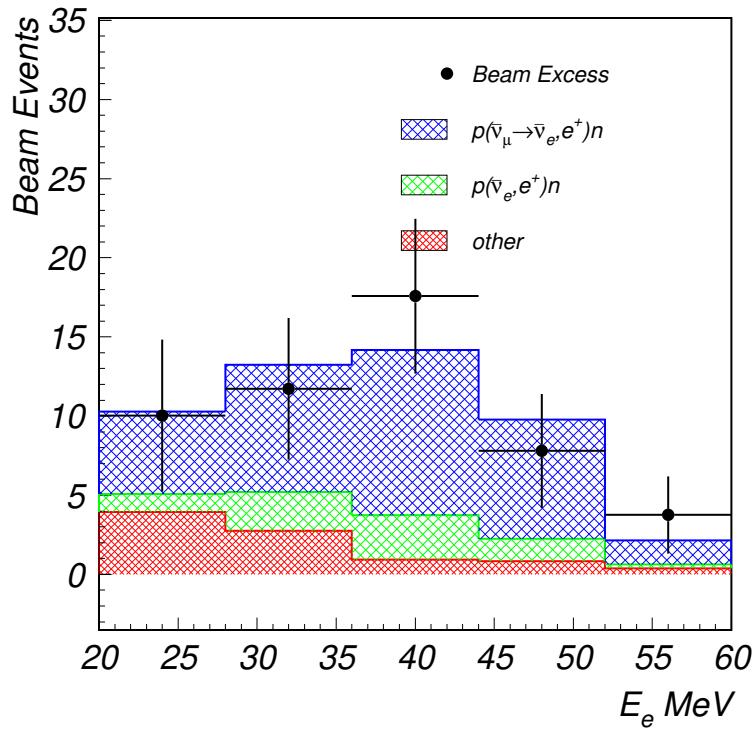


Figura 1.2: A distribuição em energia do excesso de eventos de neutrinos no LSND ao procurar transições $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. As regiões sombreadas mostram a combinação de neutrinos de *background* mais oscilações de neutrinos. Figura tomada da referência [62].

de neutrinos [3, 62]. O LSND observou um excesso total de eventos de $87,9 \pm 22,4 \pm 6,0$

⁴Observar que o intervalo na energia do elétron é $20 < E_e < 60$ MeV o qual corresponde a eventos devidos a oscilações $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Nos artigos de LSND não indicam quais são os parâmetros de oscilação usados para calcular os eventos esperados. Eles unicamente indicam que foram utilizados pequenas Δm^2 .

correspondente uma probabilidade de oscilação de $(0,264 \pm 0,067 \pm 0,045)\%$ [3].

A Fig. (1.3) mostra a distribuição de eventos para L_ν/E_ν considerando o critério $R_\gamma > 10$ e $20 < E_e < 60$ MeV, onde L_ν é a distância percorrida pelo neutrino em metros e E_ν é a energia do neutrino em MeV determinada a partir da energia medida dos pósitrons e o ângulo em relação ao feixe de neutrinos [3, 62]. Os dados (indicados pelos pontos negros) concordam bem com a junção entre o *background* de oscilações de neutrinos e oscilações de neutrinos esperadas indicado pelos histogramas. O intervalo em L_ν/E_ν é de 0,4 m/MeV até

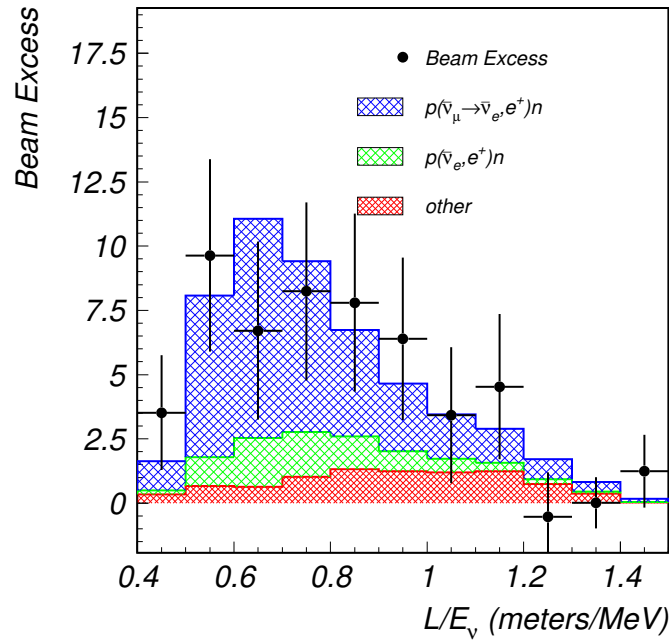


Figura 1.3: A distribuição de eventos no LSND para L_ν/E_ν para $20 < E_e < 60$ MeV. L_ν é a distância percorrida pelo neutrino em metros e E_ν é a energia do neutrino em MeV determinado a partir da energia medida dos pósitrons e o ângulo em relação ao feixe de neutrinos. Os dados, indicados pelos pontos negros, concordam bem com a junção entre o *background* de oscilações de neutrinos e oscilações de neutrinos indicado pelos histogramas [62].

1,4 m/MeV o qual corresponde um intervalo em Δm^2 entre 2,5 eV² e 0,71 eV². Temos assim uma Δm^2 grande comparada com Δm_{21}^2 e Δm_{31}^2 . O intervalo em Δm^2 foi obtido a partir do argumento oscilatório na Eq. (1.6).

Os ν_μ do decaimento DIF do π^+ , Eq. (1.9), permitiram a procura no LSND de oscilações $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Esta transição foi verificada através do processo,

$$\nu_e + C \rightarrow e^- + N, \quad (1.11)$$

onde a energia do elétron está no intervalo $60 < E_e < 200$ MeV. Verifica-se também a não associação de qualquer γ com cada evento. O limite inferior no intervalo na energia do elétron, 60 MeV, é escolhido para evitar o *background* induzido de múons dos raios cósmicos e também para evitar os eventos relacionados com os ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ intrínsecos do feixe. O limite máximo de 200 MeV é escolhido, pois para energias acima desta energia o sinal esperado é mais fraco devido ao *background* dos múons nos raios cósmicos [16, 65]. A contaminação de ν_e a partir de fontes convencionais, os processos DIF $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ e $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$, é pequena ao nível de 0, 1% [3].

No caso da procura de transições $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, uma análise feita em [16] achou um excesso de eventos de $18,1 \pm 6,6 \pm 4,0$ correspondente a uma probabilidade de oscilação $(0,26 \pm 0,10 \pm 0,05)\%$. Outra análise feita usando o mesmo procedimento da análise feito no caso de DAR achou um excesso total de $8,1 \pm 12,2 \pm 1,7$ com uma probabilidade de oscilação $(0,10 \pm 0,16 \pm 0,04)\%$ [3]. O motivo desta diferença entre estas duas análises é que na análise feito em [3] o *background* devido aos raios cósmicos não são eliminados eficientemente porque se usa a seleção de eventos do caso DAR.

O experimento LSND efetuou uma análise dos excessos de eventos considerando que estes excessos são devidos a oscilações de neutrinos no caso de mistura entre dois neutrinos, Eq. (1.6). Para determinar as regiões favorecidas no plano $\sin^2 2\theta - \Delta m^2$ o experimento LSND analisou os dados através do método de máxima verossimilhança. O ajuste incluiu os dados de oscilação $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ e $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ também como os *background*. As regiões permitidas estão na Fig. (1.4) onde a região mais interna em azul corresponde a 90% de nível de confiança e a região mais externa em azul claro a 99% de nível de confiança. Nesta figura também estão as curvas de exclusão para 90% de CL do experimento de usina nuclear Bugey⁵ e do

⁵O experimento Bugey [66] procurou o desaparecimento de $\bar{\nu}_e$ produzidos em usinas nucleares. Não observou este desaparecimento, não observou oscilações de neutrinos.

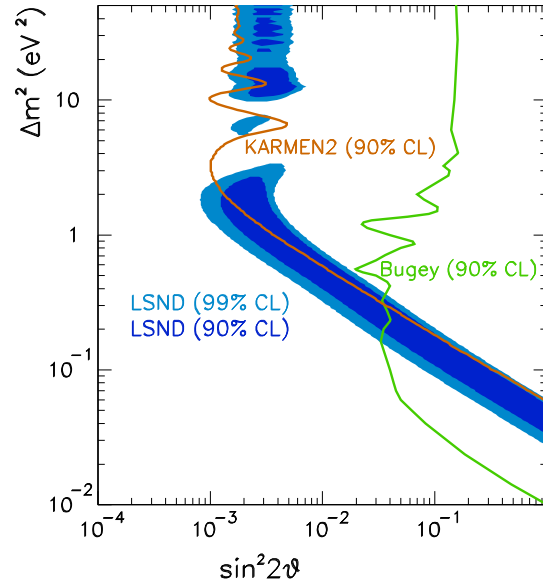


Figura 1.4: O ajuste dos parâmetros de oscilação ($\sin^2 2\theta, \Delta m^2$) para os dados completos do LSND, $20 < E_e < 200$ MeV. A região interna corresponde a 90% de CL e a região externa a 99% CL. As curvas representam os limites à 90% de CL do experimento de usina nuclear Bugey e do experimento KARMEN e são excluídos os parâmetros de oscilação que estão a direita destas curvas.

experimento KARMEN⁶. Estes dois experimentos excluem pontos que estão a direita das linha chocolate (KARMEN) e verde (Bugey). Tendo em conta estes três experimentos (LSND, KARMEN e Bugey) a região permitida mais favorecida para o parâmetro de oscilação Δm^2 está na faixa de $0,2 \text{ eV}^2$ até $2,0 \text{ eV}^2$ e a região em torno de $7,0 \text{ eV}^2$ pois os experimentos KARMEN e Bugey não excluem esta região permitida pelo experimento LSND.

⁶O experimento KARMEN [67] procurou oscilações de $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ e não observou excesso de eventos, observou 15 eventos os quais são consistentes com a estimativa de eventos para o *background* de $15,8 \pm 0,5$ [62]. A diferença importante entre o experimento LSND e KARMEN foi que a distância viajada pelo neutrino foi de 30 m no LSND e no caso de KARMEN foi de 18 m. Assim, estes experimentos têm sensibilidade diferentes para diferentes valores de Δm^2 .

1.2.2 MiniBooNE

MiniBooNE (Mini Booster Neutrino Experiment) é um experimento de oscilações de neutrinos de *short baseline* que se encontra no Fermilab. Ele surgiu com o objetivo de verificar ou refutar os resultados apresentados pelo experimento LSND [62]. Usando uma razão similar de distância e energia, $L[\text{m}]/E[\text{MeV}]$, a usada no LSND, MiniBooNE tem uma sensibilidade na mesma região de oscilações de $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$. Apesar de que estas proporções são semelhantes, a distância e a energia no MiniBooNE são uma ordem de magnitude maior que no caso de LSND. Como consequência, os erros sistemáticos e o método de detecção dos neutrinos foram diferentes no MiniBooNE.

O experimento MiniBooNE funciona com prótons sendo lançados com uma energia de 8 GeV do Fermilab Booster sobre um alvo de berílio (Be) que está no centro de uma corneta eletromagnética. Desta interação surge um feixe de mésons constituído principalmente de píons com uma pequena componente de káons. Este feixe secundário decai no túnel de decaimento de 50 m cheio de ar [68]. O experimento trabalha no modo de neutrinos (antineutrinos) quando os mésons positivos (negativos) produzidos na interação p-Be são focalizados na direção do detector pelos magnetos no *horn*. No modo de neutrinos, as porcentagens de ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_e e $\bar{\nu}_e$ no fluxo total de neutrinos no detector são respectivamente 93, 5%, 5, 9%, 0, 5% e 0, 1% ⁷. No modo de antineutrinos, as contribuições dos fluxos $\bar{\nu}_\mu$, ν_μ , $\bar{\nu}_e$ e ν_e são respectivamente 83, 7%, 15, 7%, 0, 4% e 0, 2% [4].

O detector ⁸ está localizado 541 m a partir do alvo de berílio e consiste de uma esfera de 12 m de diâmetro com 806 toneladas de óleo mineral puro (CH_2). As interações dos neutrinos no detector produzem partículas carregadas (elétrons, múons, prótons, píons e káons), que por sua vez produzem luz de cintilação e luz Cherenkov detectada pelos 1520 tubos fotomultiplicadores de 8 polegadas, PMTs (do inglês *photomultiplier tubes*), que revestem o interior do detector e a região do veto que está isolada opticamente. A reconstrução dos eventos e a identificação das partículas são obtidas a partir das PMT batidas e da informação

⁷Devido ao maior fluxo e seção de choque de ν_μ , o experimento MiniBooNE começou com a procura de oscilações de $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ [17].

⁸O detector tem uma dupla função, é o alvo dos neutrinos e o meio de propagação das partículas produzidas.

temporal. Em particular, a energia do neutrino, E_ν^{QE} , é reconstruída usando a energia medida e o ângulo da saída do múon ou do elétron supondo um processo de corrente carregada quase-elástica, CCQE (do inglês *charged-current quasi-elastic*), para os eventos [4].

O sinal de oscilações $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ é um excesso de eventos, induzidos pelas interações de CCQE de ν_e e $\bar{\nu}_e$, em relação ao *background* estimado. Os eventos são medidos através do processo CCQE $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$ e $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. O principal *background* nos sinais de ν_e e $\bar{\nu}_e$, pode ser dividido em dois tipos: (a) eventos de um único γ que imitam um elétron produzido, (b) os eventos induzidos pelas componentes intrínsecas ν_e e $\bar{\nu}_e$ do feixe que são idênticos ao sinal de oscilação. O *background* devido a um único γ é importante porque o detector MiniBooNE não pode separar estes eventos daqueles com um elétron produzido. Estes eventos, que podem produzir um único γ , são de decaimentos de píons neutros, π^0 , produzidos em interações de corrente neutra, NC (do inglês *Neutral Current*), onde um dos raios γ do decaimento não é observado, também do decaimento radioativo do Δ , $\Delta \rightarrow N + \gamma$, e junto a γ s que surgem de interações de neutrinos fora do detector. O *background* intrínseco de ν_e e $\bar{\nu}_e$ são de decaimentos de múons secundários junto com os decaimentos dos káons neutros onde estas partículas foram produzidas no alvo e na blindagem. O detector MiniBooNE não pode distinguir entre interações de neutrinos e de antineutrinos para cada um dos eventos. Visto que esta tese de doutorado não tem como objetivo nem simular nem descrever com profundidade o detector MiniBooNE, recomendamos ao leitor interessado em saber como é o processo de identificação de partícula e de seleção de eventos no MiniBooNE que comece a estudar a referência [4].

Os últimos, até o primeiro semestre de 2014, resultados publicados por MiniBooNE sobre o aparecimento de ν_e num feixe de ν_μ e sobre o aparecimento de $\bar{\nu}_e$ num feixe de $\bar{\nu}_\mu$ são os seguintes [4]:

- No modo antineutrinos e para $11,27 \times 10^{20}$ prótons no alvo, na região de $200 < E_\nu^{QE} < 1250$ MeV MiniBooNE observou um excesso de eventos em relação ao esperado de $78,4 \pm 28,5$ ou um excesso de $2,8\sigma$.
- No modo neutrinos e para $6,46 \times 10^{20}$ prótons no alvo, na região de

$200 < E_\nu^{QE} < 1250$ MeV MiniBooNE observou um excesso de eventos em relação ao esperado de $162,0 \pm 47,8$ ou um excesso de $3,4\sigma$.

Na Fig. (1.5) está a distribuição de eventos observados. Os pontos com erros estatísticos, e a distribuição de *background*, os histogramas com todos os erros sistemáticos.

A Fig. (1.6) apresenta o excesso de eventos como uma função da energia reconstruída do neutrino. No caso de antineutrinos o excesso de eventos está na parte superior desta figura, e para neutrinos está na parte inferior desta. As barras de erro incluem tanto as incertezas estatísticas como as sistemáticas [4]. A linha negra representa o melhor ajuste do excesso esperado para a análise de oscilação de dois neutrinos. As linhas coloridas representam dois valores de referência que estão na região permitida de LSND (ver pontos na Fig. (1.7)). Desta figura observa-se uma similaridade na magnitude do excesso de eventos tanto para neutrinos como para antineutrinos, mas as formas destas duas distribuições são diferentes: No caso de neutrinos, o excesso de eventos para energias maiores a 500 MeV é menor que para o caso de antineutrinos; para energias inferiores a 400 MeV o excesso de eventos é maior no caso de neutrinos que para antineutrinos. Já no caso de antineutrinos o excesso apresenta uma maior similaridade em magnitude e forma em relação às predições de LSND, ver o comportamento das linhas verde e vermelha tanto para o caso de neutrinos como antineutrinos.

MiniBooNE efetuou uma análise dos dados de neutrinos e antineutrinos usando o modelo de oscilações de dois neutrinos, Eq. (1.6). No ajuste supõe-se a mesma probabilidade de oscilação para neutrinos como para antineutrinos, o qual é uma consequência de oscilações no vácuo. Os níveis de confiança obtêm-se para os parâmetros de oscilação Δm^2 e $\sin^2 2\theta$ através do método de máxima verossimilhança [4]. As regiões permitidas para o aparecimento de ν_e e $\bar{\nu}_e$ estão dadas na Fig. (1.7). Para o caso de antineutrinos, quadro superior na Fig. (1.7), a análise indica um sinal de oscilação a 99% de nível de confiança e esta região é consistente com parte da região permitida a 99% de nível de confiança no LSND e também consistente com os limites do experimento KARMEN [71]. Já no caso de neutrinos, MiniBooNE favorece uma região que está um pouco abaixo da região permitida por LSND, há uma sobreposição pequena. No artigo [4] MiniBooNE conclui que a incompatibilidade

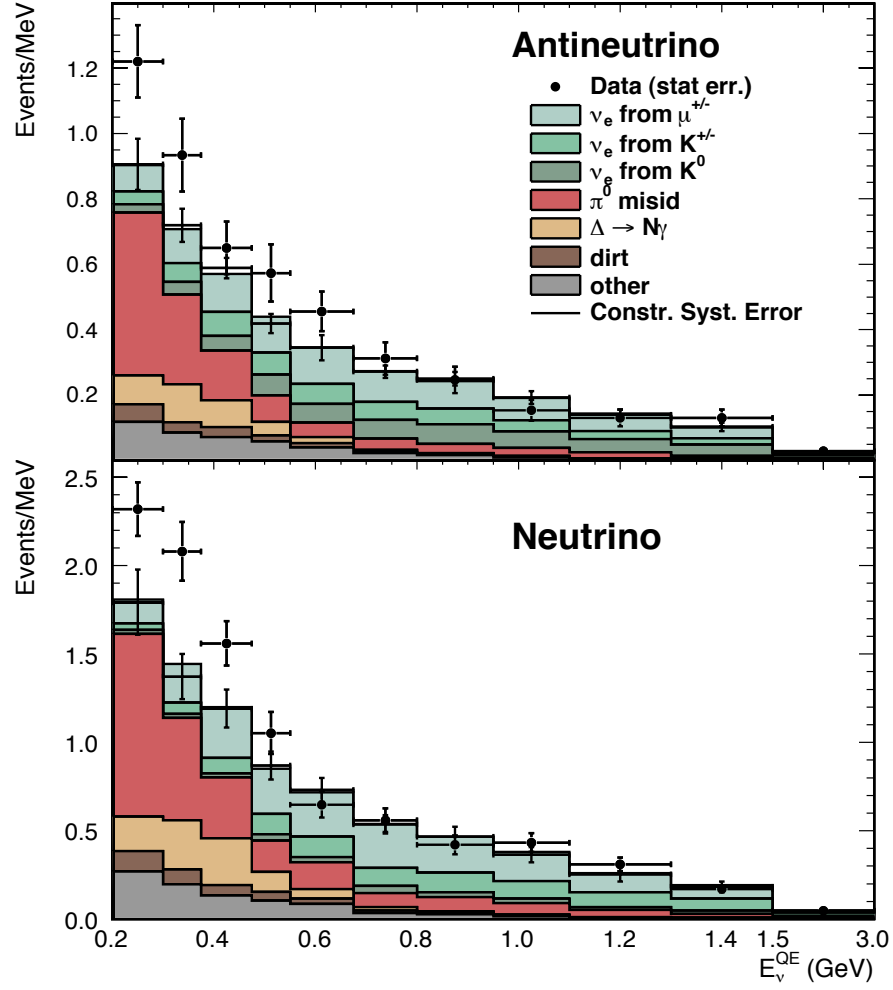


Figura 1.5: A distribuição em E_v^{QE} dos dados para neutrinos do elétron que interagem através de CCQE (*charged-current quase-elastic*). Os pontos experimentais contêm erros estatísticos. Os histogramas representam os *backgrounds* e contêm os erros sistemáticos. Na parte superior está a distribuição para antineutrinos e na parte inferior para neutrinos. Figura tomada da referência [4].

entre os excessos de eventos para neutrinos e oscilações de dois neutrinos se poderia explicar através de inesperadas incertezas sistemáticas e/ou no *background*.

Projetos imediatos relacionados com MiniBooNE: procura de partículas WIMP

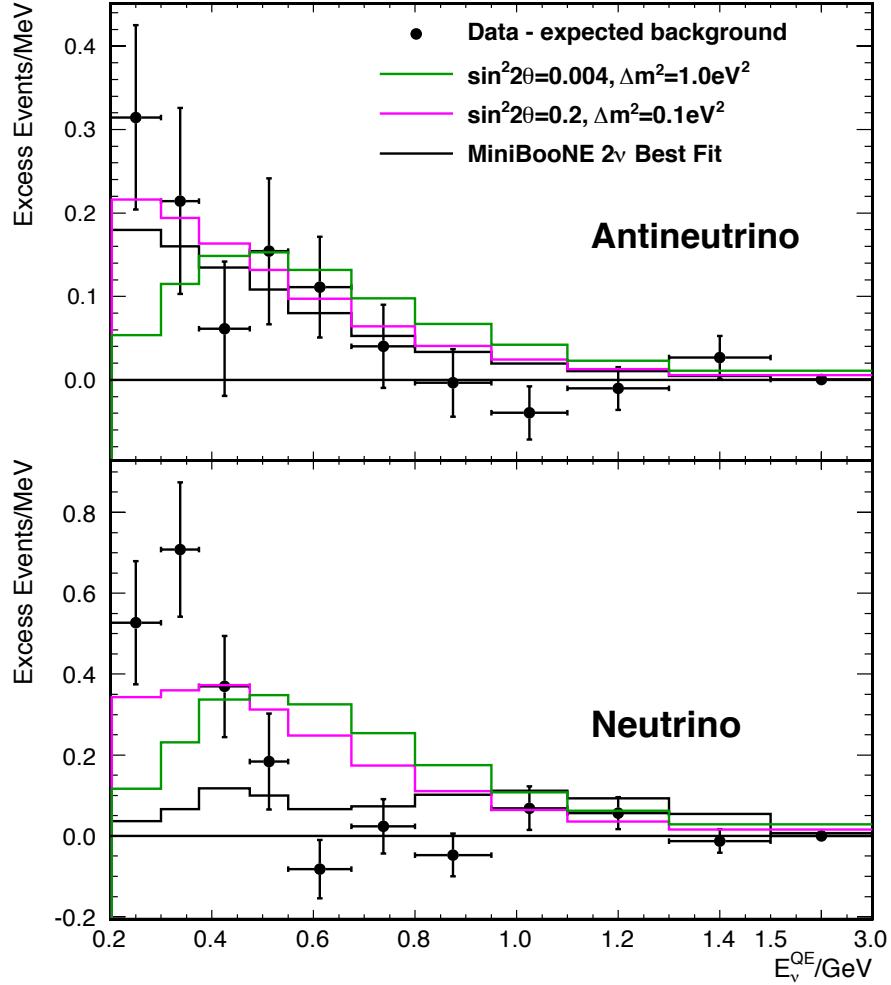


Figura 1.6: Excesso de eventos como uma função da energia reconstruída do neutrino. No caso de antineutrinos o excesso está na parte superior da figura, e no caso para neutrinos está na parte inferior da figura. As barras de erro incluem tanto as incertezas estatísticas e sistemáticas. A linha negra representa o melhor ajuste do excesso esperado para a análise de oscilação de dois neutrinos. As linhas coloridas representam dois valores de referência que estão na região permitida de LSND. Figura tomada da referência [4].

(do inglês *weakly interacting massive particles*) no intervalo de massa entre 10 MeV até 200 MeV [72, 73], o experimento MicroBooNE [74, 75] investigará o excesso de baixa ener-

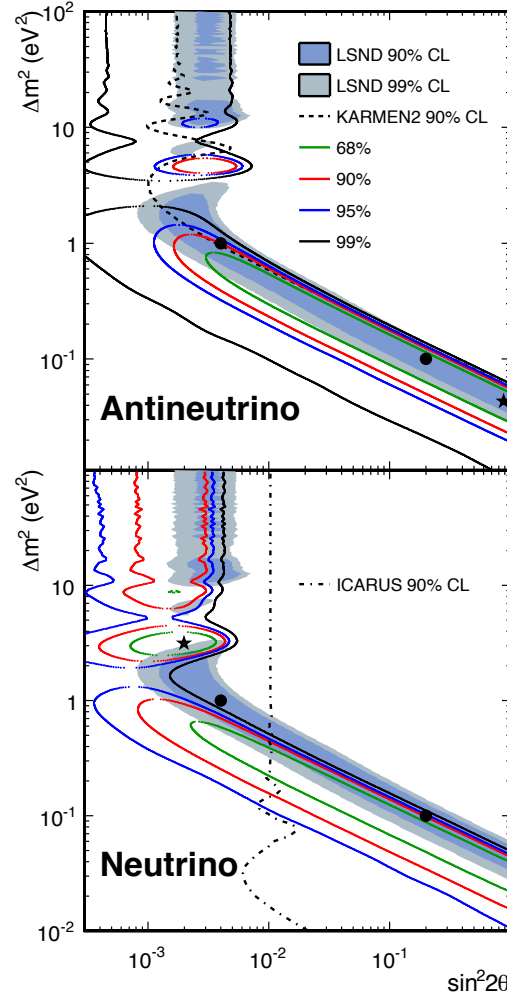


Figura 1.7: As regiões permitidas para o experimento MiniBooNE para eventos com $E^{QE} > 200$ MeV dentro do modelo de oscilações de dois neutrinos Eq. (1.6). Para antineutrinos (neutrinos) as regiões estão na figura superior (inferior). Também são mostrados os limites de exclusão de KARMEN [71] e ICARUS. As áreas sombreadas mostram as regiões permitidas de 90% e 99% de C.L. para o LSND para o caso $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. A estrela mostra o ponto de melhor ajuste de MiniBooNE e os pontos são valores de referência. Figura tomada da referência [4].

gia no ν_e achado no MiniBooNE, a proposta do experimento MiniBooNE+ [76] considera adicionar cintilador orgânico ao detector MiniBooNE para diferenciar eventos entre CN e CC e assim determinar a natureza dos excessos de eventos no ν_e a baixa energias.

1.2.3 Anomalia de neutrinos de usinas nucleares

Os reatores nucleares, ILL-Grenoble, Goesgen, Rovno, Krasnoyarsk, Savannah River e Bugey tinham detectores de antineutrinos do elétron situados a curta distância, menos de 100 m. Diferente dos modernos detectores de antineutrinos, Daya Bay, RENO, Double Chooz, estes experimentos antigos usaram um único detector com consequência que, devia-se (deve-se) conhecer com boa precisão o fluxo teórico emitido de $\bar{\nu}_e$. Eles usaram a taxa de antineutrinos antigo calculado em [77–79] e acharam que a taxa medida era um pouco menor que a taxa esperada, com a razão de medido/esperado igual a $0,980 \pm 0,024$ [62].

Em preparação para o experimento de reator Double Chooz [48], o grupo de neutrino de reatores do Saclay reavaliou o espectro de antineutrinos de reatores. Eles acharam que este novo espectro de antineutrinos é aproximadamente 3% maior que o espectro antigo e era devido principalmente aos isótopos ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu , e ^{238}U . No caso do isótopo ^{238}U , este não era considerado no cálculo antigo do espectro de antineutrinos porque a fissão dele é devida a nêutrons rápidos e as medidas para determinar o espectro antigo foram feitas num fluxo térmico de nêutrons [80]. Este novo espectro está publicado no artigo [5], e exige uma reanálise das razões calculadas para os experimentos antigos de neutrinos com distância entre o reator nuclear e o detector inferior de 100 m.

As novas razões entre a taxa de eventos medidas e esperadas foram reavaliadas na referência [6]. A taxa de eventos observada e seus erros correspondentes foram mantidos em relação ao que tinham sido publicadas. As taxas previstas foram reavaliadas separadamente em cada caso experimental. Como resultado as novas razões entre a taxa observada e o taxa esperada nos experimentos de reatores nucleares para distancias entre a fonte e o detector menor a 100 m apresentam uma mudança mais ou menos significativa da unidade, ver pontos negros na Fig. (1.8). Este efeito é chamada no artigo [6] como a anomalia de antineutrinos de

reatores.

Na Fig. (1.8) está representada as novas razões de 19 experimentos de *short baseline* calculados usando o novo espectro de antineutrinos, e estão dadas pelos pontos negros. Na linha vermelha está representada a probabilidade de oscilação para o caso de três neutrinos ativos e a linha azul corresponde a probabilidade de oscilação quando se inclui um novo estado de massa. A razão média com o novo espectro de antineutrinos é de $0,927 \pm 0,023$ com uma importância estatística de 3σ [62]. A linha vermelha é excluída com três sigmas. A linha azul descreve melhor este conjunto de dados e está dentro de um sigma.

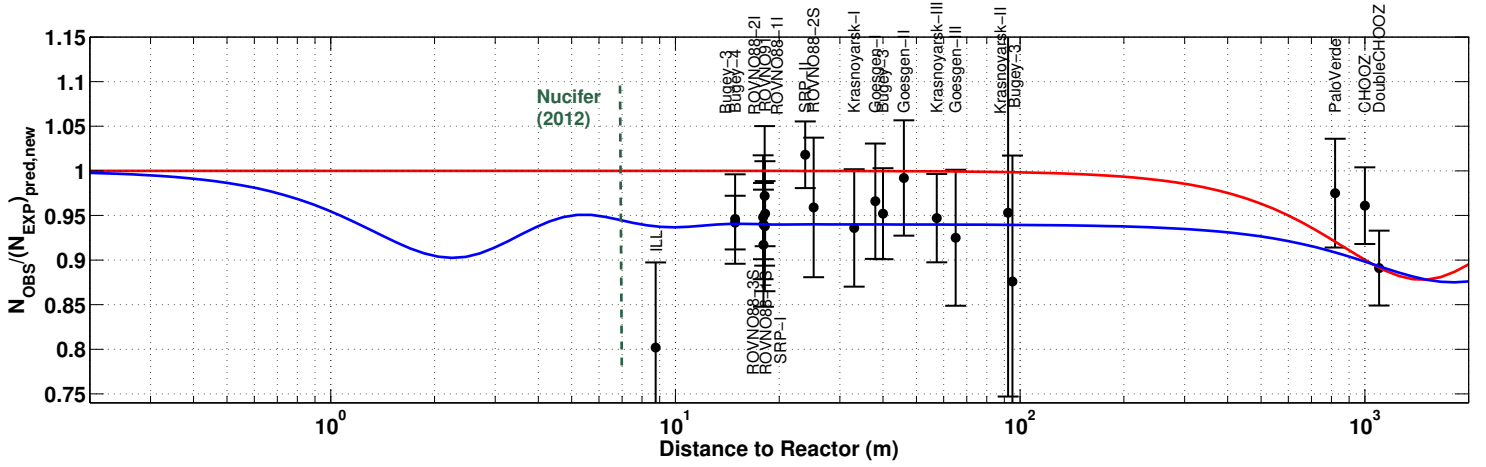


Figura 1.8: A anomalia de antineutrinos de reatores. Os pontos indicam a razão entre o número de eventos observados e número de eventos esperados sem oscilação considerando o novo fluxo de antineutrinos. A média das razões é $0,927 \pm 0,023$. A linha vermelha é a probabilidade de oscilação para 3 neutrinos ativos para $\sin^2 2\theta_{13} = 0,15$. A linha azul é probabilidade considerando um quarto neutrino com parâmetros $\sin^2 2\theta = 0,12$, $\sin^2 2\theta_{13} = 0,085$ e para $|\Delta m^2| \gg 2 \text{ eV}^2$. Figura tomada da referência [62].

1.2.4 A anomalia do Gálio

Os detectores de neutrinos solares GALLEX [59,81,82] e SAGE [20,60,83,84] foram calibrados com fontes radioativas de ^{31}Cr e ^{37}Ar colocadas dentro destes detectores, que produzem copiosamente neutrinos do elétron (ν_e). Esta calibração consiste na detecção destes neutrinos e é chamada de "Experimentos de fontes radioativas do Gálio" [62].

Os núcleos radioativos ^{31}Cr e ^{37}Ar decaem através da captura de elétrons,



emitindo ν_e monoenergéticos. Estas energias e os *Branching ratio* estão dados nos diagramas nucleares da Fig. (1.9). As duplas linhas de energia para cada transição nuclear na Fig. (1.9)

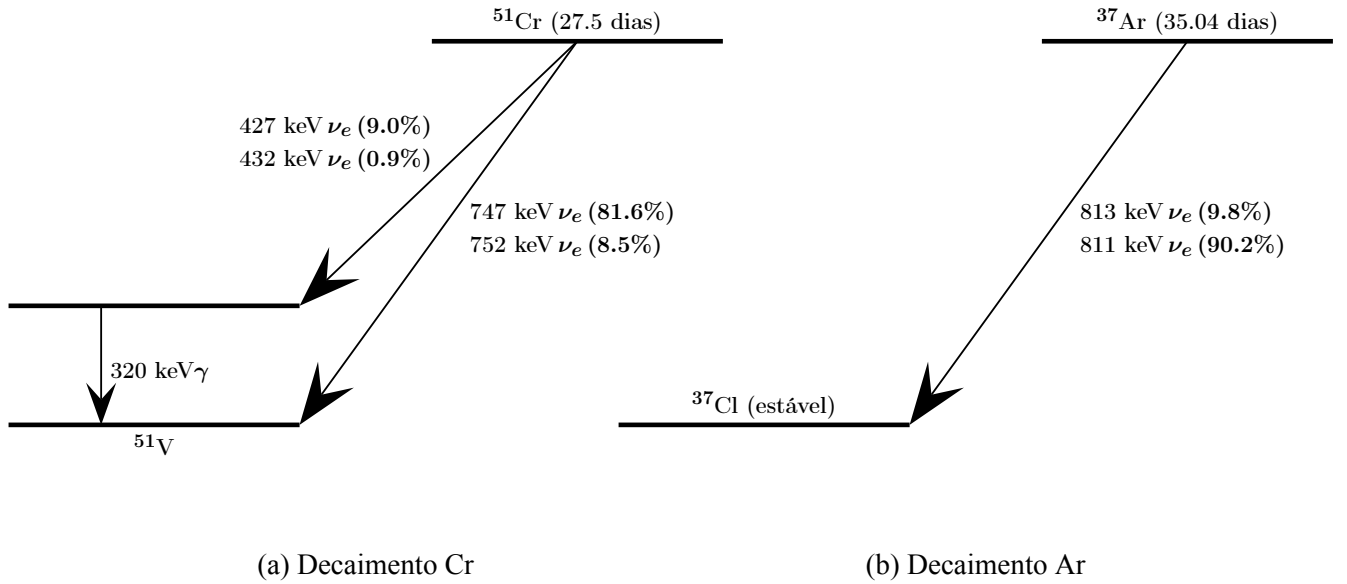


Figura 1.9: Decaimentos dos núcleos radioativos ^{31}Cr e ^{37}Ar .

são devidas a captura do elétron nas camadas K e L.

Os neutrinos emitidos por estas fontes radioativas foram detectados por meio da mesma reação utilizada para a detecção de neutrinos solares



A razão média, R_B^{Ga} entre as taxas de produção de ^{71}Ge medida e esperada nos experimentos GALLEX e SAGE é

$$R_B^{Ga} = 0,86 \pm 0,05, \quad (1.15)$$

que é menor que a unidade assim, o número de eventos medidos é de cerca de $2,8\sigma$ menor do que a previsão. Isto é a "Anomalia Gálio", que poderia ser uma manifestação de oscilações de neutrinos a curtas distâncias [21, 62].

A razão na Eq. (1.15) foi calculada em relação à taxa estimada utilizando os valores de melhor ajuste da seção de choque do processo de detecção (1.14) calculados por Bahcall [88] (o "B" na Eq. (1.15) indica Bahcall):

$$\sigma_B^{\text{bf}}(^{51}\text{Cr}) = \left(58,1^{+2,1}_{-1,6}\right) \times 10^{-46} \text{ cm}^2, \quad (1.16)$$

$$\sigma_B^{\text{bf}}(^{37}\text{Ar}) = \left(70,0^{+4,9}_{-2,1}\right) \times 10^{-46} \text{ cm}^2. \quad (1.17)$$

As incertezas destas seções de choque não foram tidas em conta na razão dada na Eq. (1.15). Estas incertezas são grandes [62, 88] porque unicamente a seção de choque da transição do estado fundamental de ^{71}Ga ao estado fundamental de ^{71}Ge se conhece com precisão a partir de medidas da taxa de decaimento pela captura de elétrons no processo ^{71}Ge para ^{71}Ga . Neutrinos do elétron produzidos nas fontes radioativas por ^{51}Cr e ^{37}Ar podem ser absorvidos também através de transições de estado fundamental do ^{71}Ga a qualquer dos dois estados excitados de ^{71}Ge a 175 keV e 500 keV, ver Fig. (1.10), com seções de choque que são inferidas através de um modelo nuclear a partir de medidas $(p + ^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge} + n)$. A correta avaliação da significância estatística da anomalia do Gálio pode ser feita tendo em conta as grandes incertezas nas transições para os dois estados excitados de ^{71}Ge . A significância estatística da anomalia do Gálio é aproximadamente de $2,7\sigma$ ⁹, a qual é quase igual ao valor de $2,8\sigma$ para a significância da Eq. 1.15 [21, 62, 63].

Uma explicação da anomalia do Gálio é o desaparecimento do neutrino do elétron devido a oscilações de curto comprimento. Uma análise de mistura de dois neutrinos indica

⁹Ver artigo [21] para a dedução e discussão deste valor

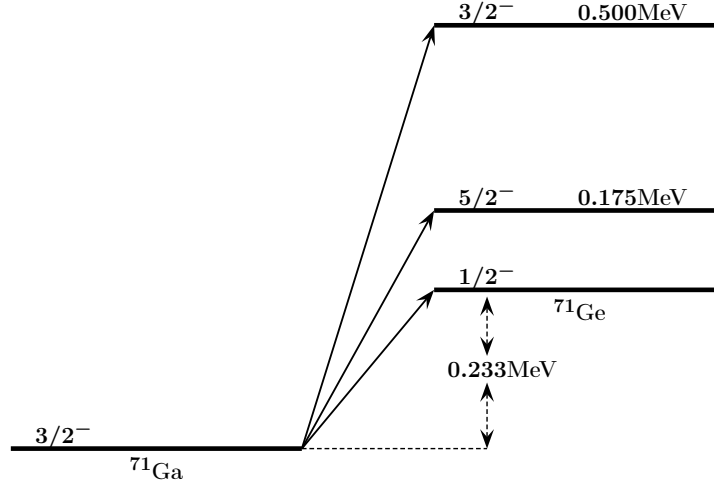


Figura 1.10: Níveis nucleares para o processo de detecção no Gálio na Eq. (1.14).

que o valor da amplitude de oscilação é $\sin^2 2\theta \gtrsim 0,07$ e com diferença do quadrado das massas de $\Delta m^2 \gtrsim 0,35 \text{ eV}^2$ com 99 % de C.L. [62].

Modelo 3 + 1

Os resultados anteriores - LSND, MiniBooNE, Anomalia de antineutrinos de reatores e Anomalia do gálio - podem-se interpretar em oscilações de neutrinos induzidas por $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$. Isto implica que existe pelo menos um novo neutrino estéril ¹⁰, que não interage com bóson Z nem com o bóson W , e que o modelo de mistura de três neutrinos deve-se estender. A extensão mais simples é o modelo 3 + 1 o qual introduz este novo neutrino que é estéril. Este novo neutrino será rotulado com o subscrito s , e mistura-se com os três neutrinos ativos. A conexão entre os estados de sabor e estados de massa está dada por uma matriz de mistura

¹⁰portanto existe um estado de massa associado

estendida, uma modificação simples nas Eqs. (1.1) e (1.5):

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \\ |\nu_s\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1}^* & U_{e2}^* & U_{e3}^* & U_{e4}^* \\ U_{\mu1}^* & U_{\mu2}^* & U_{\mu3}^* & U_{\mu4}^* \\ U_{\tau1}^* & U_{\tau2}^* & U_{\tau3}^* & U_{\tau4}^* \\ U_{s1}^* & U_{s2}^* & U_{s3}^* & U_{s4}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \\ |\nu_4\rangle \end{pmatrix}. \quad (1.18)$$

A mistura entre os três estados de sabor ativos está altamente vinculada pelas medidas de: Daya Bay [2], KamLAND [35], MINOS [89], Super-Kamiokande [90], SNO [91] e T2K [92]. Estes dados exigem que os três estados de massa sejam principalmente sabores ativos causando que o quarto estado, $|\nu_4\rangle$, seja principalmente estéril, ver Fig. (1.11).

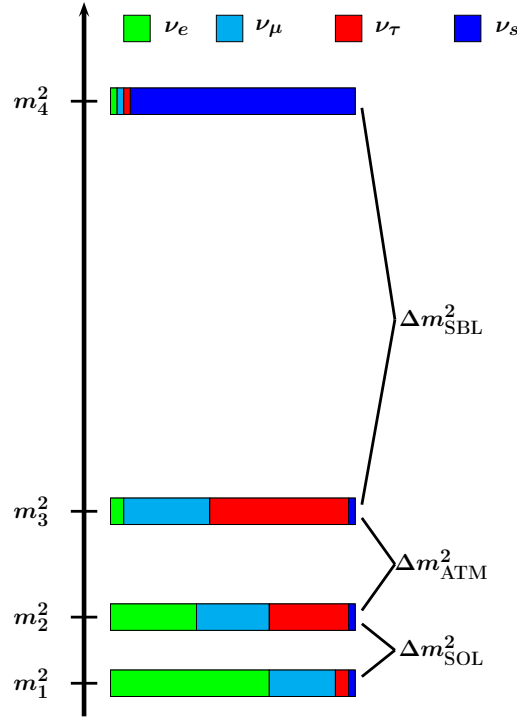


Figura 1.11: Descrição esquemática do espectro de neutrinos além da mistura de três neutrinos. O novo estado de massa mais massivo é ν_4 e está composta principalmente por neutrino estéril ν_s , cor azul. As cores verde, ciano, e vermelho representam respectivamente os estados de sabor ν_e , ν_μ e ν_τ .

No caso de oscilações dominantes por uma escala de Δm^2 , podem-se analisar o

resultados através de a probabilidade de oscilação para mistura de dois neutrinos. No caso de experimentos de aparecimento de neutrinos, a probabilidade de transição é dada por, Eq. (1.6),

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}^{2\nu} = \sin^2 2\theta_{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{1,267 \Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} \right) \quad (\alpha \neq \beta), \quad (1.19)$$

e no caso de experimentos de desaparecimento de neutrinos, a probabilidade de sobrevivência é

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}^{2\nu} = 1 - \sum_{\beta} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}^{2\nu} \quad (1.20)$$

$$1 - \sin^2 2\theta_{\alpha\alpha} \sin^2 \left(\frac{1,267 \Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} \right). \quad (1.21)$$

onde $\alpha, \beta = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \nu_s$ e $\sum_{\beta} |U_{\beta i}|^2 = 1$ (a matriz de mistura U na Eq. (1.18) é unitária). No caso das anomalias já apresentadas, as amplitudes de transição estão dadas por:

- no caso de aparecimento de neutrinos e antineutrinos

$$\sin^2 2\theta_{e\mu} = 4|U_{e4}|^2 |U_{\mu4}|^2, \quad (1.22)$$

- e para o caso de desaparecimento de neutrinos e antineutrinos

$$\sin^2 2\theta_{\mu\mu} = 4|U_{\mu4}|^2 (1 - |U_{\mu4}|^2), \quad (1.23)$$

$$\sin^2 2\theta_{ee} = 4|U_{e4}|^2 (1 - |U_{e4}|^2). \quad (1.24)$$

Na Fig. (1.12) está esquematizado o espectro de massas ao considerar a aproximação de *short baseline*, mistura de dois sabores. Isto surge porque para energias do neutrino para a qual a Δm_{41}^2 passa ser uma escala relevante, as oscilações são governadas por esta escala e pode-se fazer aproximação que $\Delta m_{21}^2 \approx \Delta m_{31}^2 = 0$.

Os resultados sugerindo a existência de neutrinos estéreis, LSND, MiniBooNE, anomalia de reatores e anomalia do gálio foram analisados no contexto global de oscilações de neutrinos [63]. Nesta análise global incluem dados de *short* e *long baseline* de aceleradores, experimentos de reatores, neutrinos atmosféricos e neutrinos solares. A principal conclusão

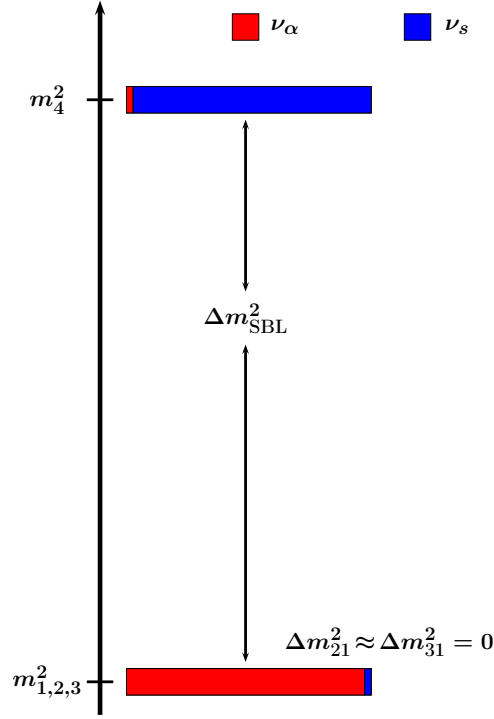


Figura 1.12: Descrição esquemática do espectro de neutrinos para uma mistura de dois sabores. Em azul está o estado de sabor estéril ν_s que contribui principalmente no estado de massa ν_4 . Em vermelho está o estado sabor ν_α que contribui principalmente no estado de massa mais leve.

destes estudos é que o ajuste conjunto padece de incompatibilidade entre os dados de aparecimento e desaparecimento de neutrinos. Isto é devido aos fortes vínculos do desaparecimento de ν_μ .

A incompatibilidade entre os dados de aparecimento e desaparecimento de neutrinos se pode ver da seguinte forma:

- A análise global de experimentos de desaparecimento de neutrinos do elétron diz que o ponto de melhor ajuste é $\Delta m_{41}^2 = 1,78 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{ee} = 0,09$, ver Tab. (4) na referência [63]. Usando a Eq. (1.24) obtemos que $|U_{e4}|^2 = 0,023$.
- Dos limites sobre $|U_{\mu 4}|^2$ fornecidos na Fig. (4) de [63] podemos extrair que para $\Delta m_{41}^2 \sim 2 \text{ eV}^2$, $|U_{\mu 4}|^2 < 0,01$.

1.3. CAMPOS FERMIONICOS EM DIMENSÖES EXTRAS GRANDES

- Combinando estes dois valores para $|U_{\mu e}|^2$ e $|U_{\mu 4}|^2$ na Eq. (1.22) obtemos que $\sin^2 2\theta_{e\mu} = 0,001$ para $\Delta m_{41}^2 \sim 2 \text{ eV}^2$.
- Da Fig. (1.7) vemos que o ponto $(\sin^2 2\theta_{e\mu}, \Delta m_{41}^2) = (0,001; 2 \text{ eV}^2)$ não está nos contornos permitidos de LSND e está marginalmente dentro dos contornos permitidos de MiniBooNe. Lembrando que trabalhamos com $|U_{\mu 4}|^2 = 0,01$ e a análise global [63] indica que os experimentos de desaparecimento de ν_μ atualmente limitam este parâmetro.

Desta forma temos a incompatibilidade entre os dados de aparecimentos e desaparecimento de neutrinos.

1.3 Campos fermiônicos em dimensões extras grandes

Nesta seção apresentamos o estudo de dimensões extras grandes (LEDs do inglês *Large Extra Dimensions*). Nós vamos focalizar na descrição de campos fermiônicos que se propagam em LEDs. Para uma discussão das origens e uma descrição mais ampla sobre este tópico e sobre os diferentes campos propagando-se em LED, ler as referências [93, 94].

Os primeiros trabalhos sobre dimensões espaciais extras são devidas a Kaluza [95] e Klein [96] na década de 1920, eles tentaram unificar o eletromagnetismo e a gravidade de Einstein propondo uma quinta dimensão compacta. Modelos atuais que incorporam dimensões extras tentam incluir de uma maneira confiável e num único esquema a gravidade e as teorias de gauge. É convenção que estas dimensões extras estejam compactificadas com pequenos raios de compactificação, da ordem do comprimento de Planck ($l_P \sim 10^{-33} \text{ cm}$), de tal forma que elas permaneceriam escondidas para os experimentos o que explicaria porque só vemos quatro dimensões. O comprimento de Planck, $l_P = 1/M_P$, está em termos da massa de Planck M_P ,

$$M_P = \left[\frac{1}{8\pi G_N} \right]^{1/2} \sim 2,4 \times 10^{18} \text{ GeV}. \quad (1.25)$$

Existem modelos de dimensões espaciais extras onde estas dimensões podem ser maiores que l_P . A grandeza destas dimensões extras poderia ser até da ordem de milímetros

e mesmo assim permanecer oculta para os experimentos, cenário de LED. Isto poderia ser possível se nosso mundo estivesse forçado a estar numa hipersuperfície de quatro dimensões, $4D$, (o *brane*) embutido num espaço de dimensão maior (o *bulk*) tal que, as únicas partículas que pudessem viajar através das dimensões extras grandes seriam a gravidade e os singletos do MP. Este cenário de LEDs foi proposto por Arkani-Hamed, Dimopoulos e Dvali (ADD) [10]. Neste tipo de modelos com LED, a escala fundamental, que chamamos de M_* [93], poderia ser muito menor que a escala de Planck, M_P , podendo estar perto da escala eletrofraca. Esta ideia é muito atrativa desde o ponto de vista da física teórica, pois fornece uma solução ao problema do enorme *fine tuning* que tem que ser feito para ajustar a massa do Higgs. A ligação entre a escala fundamental em teoria de LED M_* e a escala M_P é [93]:

$$M_P^2 = M_*^{n+2} V_n, \quad (1.26)$$

onde V_n é o volume das LEDs e n é o número de dimensões extras. O estudo de LED vai ser feito fenomenologicamente desde o ponto de vista de uma teoria de campos efetiva. Esta abordagem pode fornecer uma compressão das manifestações a baixa energia da uma teoria mais fundamental.

O acelerador LHC (do inglês *Large Hadron Collider*), atualmente na fase de aprimoramento, tem testado o MP até energias de 7 TeV ou comprimentos de 10^{-19} cm sem achar indícios de dimensões extras. É possível interpretar isto como que as partículas do MP não se podem propagar livremente nas dimensões extras, estando vinculadas a viver na *brane* a qual está embutida na *bulk*. Vamos supor que existem n dimensões espaciais extras que estão compactadas em círculos de raio R_{ED}^i (com $i = 1, \dots, n$) [10, 93] e que estes raios são diferentes [97], com um raio maior cujo efeito é o mais importante que os outros, logo, nosso espaço-tempo tem $5D$ dimensões ¹¹ [97]. Finalmente, outra suposição é que as dimensões extras são planas.

Podemos imaginar o nosso mundo como uma parede de tamanho M_*^{-1} , onde os campos das partículas estão presos por algum mecanismo dinâmico [10]. Tal hipersuperfície

¹¹Supõe-se que os efeitos das outras dimensões extras e outros tipos de compactificações (diferente a uma compactação em círculos de raios R_{ED}) em estas outras dimensões desacoplam-se da teoria efetiva em $4D$.

1.3. CAMPOS FERMIONICOS EM DIMENSÖES EXTRAS GRANDES

está localizada num ponto específico no espaço extra geralmente, em pontos fixos da dimensão extra. O que temos chamado de *brane*  realmente uma descrição teórica efetiva. Assim, interpretando-se a *brane* como defeitos topológicos (paredes) de quase zero de largura, a qual poderia ter campos localizados à sua superfície. Em nossa abordagem, não nos importamos de onde a *brane* vêm, e simplesmente supomos que há uma teoria que é consistente a altas energias, que daria origem a estes objetos, e que deve aparecer na escala fundamental M_* [93].

Em modelos com LED precisamos descrever teorias que vivem tanto sobre a *brane* (como o MP) ou no *bulk* (como a gravidade e os singletos do MP), assim como as interações entre estas duas teorias. Para isso, usamos as seguintes prescrições [93]:

- i) Teorias no *bulk* são descritas por uma ação de dimensão maior, definida em termos da densidade Lagrangiana de campos de *bulk*, $\phi(x, \vec{y})$, avaliados em todo o espaço-tempo do *bulk*

$$S_{bulk}[\phi] = \int d^4x d^n y \mathcal{L}(\phi(x, \vec{y})), \quad (1.27)$$

onde x representa as $(3+1)$ coordenadas da *brane* e os y são para as n dimensões extras.

- ii) A dinâmica dos campos *brane*, $\psi(x)$, na *brane*,  descrita por uma ação em $(3+1)D$ a qual é promovida a dimensões maiores através da função densidade delta:

$$S_{brane}[\psi] = \int d^4x d^n y \mathcal{L}(\psi(x)) \delta^n(\vec{y} - \vec{y}_0), \quad (1.28)$$

onde a *brane* está localizada na posição $\vec{y} = \vec{y}_0$ ao longo das dimensões extras.

- iii) Os acoplamentos entre os campos *brane* e *bulk* são dados por

$$\int d^4x d^n y \phi(x, \vec{y}) \bar{\psi}(x) \psi(x) \delta^n(\vec{y} - \vec{y}_0) \quad (1.29)$$

onde $\delta^n(\vec{y} - \vec{y}_0)$ é devido a que $\bar{\psi}(x)$ está no $(3+1)D$.

1.3.1 Termo cinético de espinores em LEDs

Como um exemplo de como trabalham LEDs, consideremos um campo fermiônico, $\Psi(x, y)$, sem massa que se propaga em 5D e cuja ação está dada por

$$S_{bulk}[\Psi] = \int d^4x dy i \bar{\Psi}(x, y) \Gamma^M \partial_M \Psi(x, y). \quad (1.30)$$

As matrizes Γ^M satisfazem a seguinte álgebra

$$\{\Gamma^M, \Gamma^N\} = 2\eta^{MN} \quad (1.31)$$

com $M, N = 0, 1, 2, 3, 4$ e $\eta^{MN} = \text{diag}(1, -1, -1, -1, -1)$. No caso de n dimensões extras espaciais $M, N = 0, 1, 2, 3, \dots, n$ e $\eta^{MN} = \text{diag}(1, -1, -1, -1, \dots, -1)$. A álgebra na Eq. (1.31) agora envolve mais matrizes gama e isto tem importantes implicações sobre os graus de liberdade dos espinores. Neste caso de 5D a matriz γ_5 é incluída entre as matrizes de Dirac para ter um conjunto de matrizes que satisfaçam a Eq. (1.31),

$$\Gamma^4 = i\gamma^5. \quad (1.32)$$

A inclusão da matriz γ_5 é devido ao fato que não existe uma nova matriz quatro por quatro que cumpra a álgebra. Uma representação das matrizes Γ^M para nosso caso de interesse é

$$\Gamma^\mu = \gamma^\mu = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \boldsymbol{\sigma}^\mu \\ \bar{\boldsymbol{\sigma}}^\mu & \mathbf{0} \end{pmatrix}_{4 \times 4} \quad \text{e} \quad \Gamma^4 = i\gamma_5 = i \left(i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 \right) = i \begin{pmatrix} \mathbf{1} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & -\mathbf{1} \end{pmatrix}_{4 \times 4}, \quad (1.33)$$

onde $\sigma^\mu = (\mathbf{1}, \vec{\sigma})$ e $\bar{\sigma}^\mu = (\mathbf{1}, -\vec{\sigma})$. As σ_i são as três matrizes de Pauli. Com a inclusão da matriz γ_5 entre as matrizes de Dirac e devido a que não há outra matriz com as mesmas propriedades de γ_5 , que anticomute com γ^M e satisfaça $(\gamma)^2 = \mathbf{1}$, não há quiralidade explícita neste exemplo de 5D [93]. O campo fermiônico no *bulk* em 5D é um espinor de quatro componentes e nesta base, o Ψ é convenientemente escrito como

$$\Psi(x, y) = \psi_R(x, y) + \psi_L(x, y). \quad (1.34)$$

Na Eq. (1.30), $\Gamma^M \partial_M$ pode-se escrever como

$$\Gamma^M \partial_M = \gamma^\mu \partial_\mu - \Gamma^5 \partial_y. \quad (1.35)$$

Usando as Eqs. (1.35) e (1.32), a Eq. (1.30) fica

$$S_{bulk}[\Psi] = \int d^4x \, dy \left\{ i\bar{\Psi}(x, y) \gamma^\mu \partial_\mu \Psi(x, y) + \bar{\Psi}(x, y) \gamma^5 \partial_y \Psi(x, y) \right\}. \quad (1.36)$$

1.3. CAMPOS FERMIÔNICOS EM DIMENSÕES EXTRAS GRANDES

Vamos considerar que a quinta dimensão está compactificada num círculo de raio R_{ED} . Isto implica que os campos fermiônicos têm uma periodicidade, $\Psi(x, y) = \Psi(x, y + 2\pi R_{ED})$, o qual permite fazer uma expansão de Fourier deles. Esta expansão pode ser real

$$\Psi(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R_{ED}}} \psi_0(x) + \frac{1}{\sqrt{\pi R_{ED}}} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\psi_n(x) \cos\left(\frac{ny}{R_{ED}}\right) + \hat{\psi}_n(x) \sin\left(\frac{ny}{R_{ED}}\right) \right] \quad (1.37)$$

ou complexa

$$\Psi(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R_{ED}}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \psi_n(x) \exp\left(i \frac{ny}{R_{ED}}\right). \quad (1.38)$$

Nós vamos trabalhar com a expansão real dada na Eq. (1.37). No caso da expansão complexa temos que introduzir redefinições dos campos, ver a referência [97], que conduziram à expansão real. O primeiro termo na Eq. (1.37), ψ_0 , não depende da quinta dimensão extra e é usualmente chamado de modo zero. Os outros modos de Fourier, ψ_n e $\bar{\psi}_n$, são chamados de modos excitados ou modos de Kaluza-Klein (KK). Os fatores $1/\sqrt{\pi R_{ED}}$ e $1/\sqrt{2\pi R_{ED}}$ surgem da normalização de Ψ (notar que o modo zero e os modos excitados têm diferente normalização).

Para identificar os limites a baixas energias da teoria, onde as dimensões extras não são visíveis, trabalha-se com uma teoria efetiva em quatro dimensões. Isto é obtido após a integração ao longo das dimensões extras. Este procedimento é genericamente chamado de redução dimensional (do inglês *dimensional reduction*) [93]. Como passo seguinte consideremos na Eq. (1.36): a expansão de Ψ dada na Eq. (1.34), a expansão de Fourier da Eq. (1.37), a integração sobre a quinta dimensão (ortonormalização das funções trigonométricas) no intervalo $[0, 2\pi R_{ED}]$ e operações com a matriz γ_5 . Depois de algumas folhas de álgebra chegamos

em

$$\begin{aligned}
 S = & \int d^4x \left\{ i\bar{\psi}_{0,L}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi_{0,L}(x) + i\bar{\psi}_{0,R}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi_{0,R}(x) + \right. \\
 & + i \sum_{n=1}^{\infty} \left[\bar{\psi}_{n,L}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi_{n,L}(x) + \bar{\tilde{\psi}}_{n,L}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\hat{\psi}_{n,L}(x) \right] + \\
 & + i \sum_{n=1}^{\infty} \left[\bar{\psi}_{n,R}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi_{n,R}(x) + \bar{\tilde{\psi}}_{n,R}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\hat{\psi}_{n,R}(x) \right] + \\
 & + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{n}{R_{\text{ED}}} \right) \left[\bar{\psi}_{n,L}(x)\hat{\psi}_{n,R}(x) + \bar{\tilde{\psi}}_{n,R}(x)\psi_{n,L}(x) \right] + \\
 & \left. - \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{n}{R_{\text{ED}}} \right) \left[\bar{\psi}_{n,R}(x)\hat{\psi}_{n,L}(x) + \bar{\tilde{\psi}}_{n,L}(x)\psi_{n,R}(x) \right] \right\}. \quad (1.39)
 \end{aligned}$$

As três primeiras linhas na Eq. (1.39) correspondem aos termos cinéticos de todas as componentes de KK. Elas surgem do primeiro termo na Eq. (1.36). As duas últimas linhas na Eq. (1.39) são o termo de massa de Dirac dos modos excitados de KK e surgem do segundo termo na Eq. (1.36). Note-se que: nos termos de massa temos acoplamento entre modos par ($\psi_{n,L(R)}$) e modos ímpar ($\hat{\psi}_{n,L(R)}$), e que os dois modos zero ($\psi_{0,L(R)}, \hat{\psi}_{0,L(R)}$) não têm massa.

1.3.2 Acoplamento de Yukawa com um espinor em LED

Consideremos o acoplamento de Yukawa entre um dubleto de mão esquerda,

$$L'_\alpha(x) = \begin{pmatrix} \nu_{L,\alpha} \\ \alpha_L \end{pmatrix}, \quad (1.40)$$

e um férmion que se propaga na LED, $\psi_{R,\beta}(x, y)$,

$$\begin{aligned}
 S_Y = & - \int d^4x dy \left[Y'_{\alpha\beta} \nu_{L,\alpha} \bar{L}'_\alpha(x) \tilde{\Phi}(x) \psi_{R,\beta}(x, y) \right. \\
 & \left. + Y'_{\alpha\beta} \nu_{L,\alpha}^* \overline{\psi_{R,\beta}(x, y)} \tilde{\Phi}^\dagger(x) L'_\alpha(x) \right] \delta(y), \quad (1.41)
 \end{aligned}$$

onde usamos a receita dada na Eq. (1.29). O dobre $L'_\alpha(x)$ tem hipercarga +1, o campo $\psi_{R,\beta}(x, y)$ tem números quânticos associados com as simetrias do MP nulos portanto o do-

1.3. CAMPOS FERMIÔNICOS EM DIMENSÕES EXTRAS GRANDES

blete de Higgs $\tilde{\Phi}(x)$ deve ter hipercarga -1 para que a forma dada na Eq. (1.41) seja invariante em relação a simetria do MP $SU(2)_L \times U(1)_Y$. O doblete de Higgs $\tilde{\Phi}(x)$ está dado por:

$$\tilde{\Phi}(x) = i\sigma_2 \Phi^*(x) \quad (1.42)$$

onde σ_2 é a matriz de Pauli.

De uma análise dimensional dos campos, $[L'_\alpha(x)] = E^{3/2}$, $[\Phi(x)] = E^1$, $[\delta(y)] = E^1$ e $\psi_{R,\beta}(x, y) = E^2$ (da Eq. (1.30)), a constante de acoplamento na Lagrangeana de interação, $Y'^\nu_{\alpha\beta}$, na Eq. (1.41) deve ter dimensões, $[Y'^\nu_{\alpha\beta}] = E^{-1/2}$. Para conservar o acoplamento adimensional introduz-se um parâmetro com as dimensões adequadas. Uma escolha natural para este parâmetro é *cut-off* da teoria, M_* . A Eq. (1.41) fica

$$\begin{aligned} S_Y = & - \int d^4x dy \left[\frac{Y'^\nu_{\alpha\beta}}{\sqrt{M_*}} \overline{L'_\alpha(x)} \tilde{\Phi}(x) \psi_{R,\beta}(x, y) \right. \\ & \left. + \frac{Y'^{\nu*}_{\alpha\beta}}{\sqrt{M_*}} \overline{\psi_{R,\beta}(x, y)} \tilde{\Phi}^\dagger(x) L'_\alpha(x) \right] \delta(y). \end{aligned} \quad (1.43)$$

Depois de fazer a redução dimensional, a Eq. (1.43) reduz-se para

$$S_Y = - \int d^4x \left[\frac{Y'^\nu_{\alpha\beta}}{\sqrt{M_*}} \overline{L'_\alpha(x)} \tilde{\Phi}(x) \psi_{R,\beta}(x, 0) + \frac{Y'^{\nu*}_{\alpha\beta}}{\sqrt{M_*}} \overline{\psi_{R,\beta}(x, 0)} \tilde{\Phi}^\dagger(x) L'_\alpha(x) \right], \quad (1.44)$$

com

$$\psi_{R,\beta}(x, 0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R_{ED}}} \psi_{R,\beta}^0(x) + \frac{1}{\sqrt{\pi R_{ED}}} \sum_{n=1}^{\infty} \psi_{R,\beta}^n(x). \quad (1.45)$$

Considerando o dubleto de Higgs no *gauge* unitário

$$\tilde{\Phi}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + H(x) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.46)$$

a Eq. (1.44) fica

$$\begin{aligned} S_Y = & - \int d^4x \frac{(v + H(x))}{\sqrt{2}} \left[\frac{Y'^\nu_{\alpha\beta}}{\sqrt{2\pi R_{ED} M_*}} \overline{\nu'_{L,\alpha}(x)} \left(\psi_{R,\beta}^0(x) + \sqrt{2} \sum_{n=1}^{\infty} \psi_{R,\beta}^n(x) \right) \right. \\ & \left. + \frac{Y'^{\nu*}_{\alpha\beta}}{\sqrt{2\pi R_{ED} M_*}} \left(\overline{\psi_{R,\beta}^0(x)} + \sqrt{2} \sum_{n=1}^{\infty} \overline{\psi_{R,\beta}^n(x)} \right) \nu'_{L,\alpha}(x) \right]. \end{aligned} \quad (1.47)$$

Usando a Eq. (1.26) e a relação

$$V_n = (2\pi)^n R_1 R_2 \cdots R_n, \quad (1.48)$$

que está dada no artigo [98], podemos escrever $2\pi R_{ED} M_*$ como

$$2\pi R_{ED} M_* = \left(\frac{M_P}{M_*} \right)^2, \quad (1.49)$$

e a Eq. (1.47) pode-se reescrever como:

$$\begin{aligned} S_Y = & - \int d^4x \frac{(v + H(x))}{\sqrt{2}} \left[Y'_{\alpha\beta} \frac{M_*}{M_P} \bar{\nu}'_{L,\alpha}(x) \left(\psi_{R,\beta}^0(x) + \sqrt{2} \sum_{n=1}^{\infty} \psi_{R,\beta}^n(x) \right) \right. \\ & \left. + Y'_{\alpha\beta} \frac{M_*}{M_P} \left(\overline{\psi_{R,\beta}^0(x)} + \sqrt{2} \sum_{n=1}^{\infty} \overline{\psi_{R,\beta}^n(x)} \right) \nu'_{L,\alpha}(x) \right]. \end{aligned} \quad (1.50)$$

Nosso mundo 4D agora é efetivo, como uma teoria efetiva quadri dimensional surge de uma teoria de dimensão maior. Este pode ser conseguido através da redução dimensional da teoria completa. Observar que temos um termo M_*/M_P que é pequeno porque em modelos de LED $M_* \ll M_P$.

1.3.3 Massa de Dirac e probabilidade de oscilação para os neutrinos na LED

Vamos considerar que temos um espaço-tempo de 5 dimensões, que é plano e que a dimensão extra está compactada num círculo de raio R_{ED} . Também consideraremos que temos três neutrinos que podem-se propagar na dimensão extra espacial e que eles têm acoplamentos de Yukawa com os neutrinos do MP. A ação deste modelo é dada por [97]

$$S = \int d^4x dy i \bar{\Psi}^\alpha(x, y) \Gamma^M \partial_M \Psi^\alpha(x, y) + \quad (1.51)$$

$$\begin{aligned} & + \int d^4x dy i \bar{\nu}_L^\alpha(x) \gamma^\mu \partial_\mu \nu_L^\alpha(x) \delta(y) + \\ & - \int d^4x dy \left[Y'_{\alpha\beta} \overline{L'_\alpha}(x) \Phi(x) \psi_{R,\beta}(x, y) \right. \\ & \left. + Y'_{\alpha\beta} \overline{\psi_{R,\beta}}(x, y) \Phi^\dagger(x) L'_\alpha(x) \right] \delta(y). \end{aligned} \quad (1.52)$$

1.3. CAMPOS FERMIONICOS EM DIMENSÖES EXTRAS GRANDES

onde $\Psi^\alpha(\psi_{R,\beta})$ representa o campo fermiônico dos neutrinos que se propagam em todo o *bulk*. Observar que a ação, Eq. (1.52), é a soma das ações dadas nas Eqs. (1.30) e (1.41) e se adicionou o termo cinético dos neutrinos de mão esquerda do MP.

Nas seções (1.3.1) e (1.3.2) obtivemos a teoria efetiva em 4 dimensões. O resultado desta redução dimensional está nas Eqs. (1.39) e (1.50). Notar que na Eq. (1.50) temos os acoplamentos entre neutrinos do MP com os modos pares, $\psi_{R,\beta}^n$, da expansão de Fourier. Da Eq. (1.39) selecionamos somente os termos com $\psi_{R,\beta}^n$ pois são eles os que se acoplam com os neutrinos de mão esquerda, ν_L , [97]. Nós focalizaremos unicamente na seguinte Lagrangiana de massa:

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}^M &= \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{n}{R_{ED}} \right) \left[\bar{\psi}_R^{\alpha n} \psi_L^{\alpha n} + \bar{\psi}_L^{\alpha n} \psi_R^{\alpha n} \right] \\ &+ \left[m_{\alpha\beta} \bar{\nu}_L'^{\alpha} \left(\psi_{R,\beta}^0 + \sqrt{2} \sum_{n=1}^{\infty} \psi_{R,\beta}^n \right) \right] \\ &+ \left[m_{\alpha\beta}^* \left(\bar{\psi}_{R,\beta}^0 + \sqrt{2} \sum_{n=1}^{\infty} \bar{\psi}_{R,\beta}^n \right) \nu_L'^{\alpha} \right], \end{aligned} \quad (1.53)$$

onde definimos os elementos da matriz como

$$m_{\alpha\beta} = \frac{v Y_{\alpha\beta}' \nu}{\sqrt{2}} \frac{M_*}{M_P}. \quad (1.54)$$

Os elementos de matriz $m_{\alpha\beta}$ são suprimidos pelo termo M_*/M_P que é pequeno. Desta forma com modelos LEDs explica-se que a massa dos neutrinos é pequena e este fato é devido a uma supressão volumétrica. A Eq. (1.26) relaciona volume e M_P . Nesta Eq. (1.53) consideramos que na teoria efetiva em 4 dimensões não se distingue se o campo fermiônico é par ou ímpar na expansão de Fourier dada na Eq. (1.37), $\hat{\psi} = \psi$.

Para iniciar a diagonalização da matriz implícita na Eq. (1.53), reescrevemos esta equação como

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}^M &= \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{n}{R_{ED}} \right) \bar{\psi}_{L,\alpha}^n \psi_{R,\alpha}^n + \left[m_{\alpha\beta} \bar{\nu}_L'^{\alpha} \left(\psi_{R,\beta}^0 + \sqrt{2} \sum_{n=1}^{\infty} \psi_{R,\beta}^n \right) \right] \\ &+ \text{H.c.} \end{aligned} \quad (1.55)$$

e nos focalizamos no segundo termo na Eq. (1.55) o qual se pode escrever como

$$\begin{aligned}
 & m_{\alpha\beta} \bar{\nu}'_L{}^\alpha \left(\psi_{R,\beta}^0 + \sqrt{2} \sum_{n=1}^{\infty} \psi_{R,\beta}^n \right) \\
 &= \begin{pmatrix} \bar{\nu}'_{L,e} \\ \bar{\nu}'_{L,\mu} \\ \bar{\nu}'_{L,\tau} \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} m_{ee} & m_{e\mu} & m_{e\tau} \\ m_{\mu e} & m_{\mu\mu} & m_{\mu\tau} \\ m_{\tau e} & m_{\tau\mu} & m_{\tau\tau} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{R,e}^0 \\ \psi_{R,\mu}^0 \\ \psi_{R,\tau}^0 \end{pmatrix} \\
 &+ \sqrt{2} \sum_{n=1}^{\infty} \begin{pmatrix} \bar{\nu}'_{L,e} \\ \bar{\nu}'_{L,\mu} \\ \bar{\nu}'_{L,\tau} \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} m_{ee} & m_{e\mu} & m_{e\tau} \\ m_{\mu e} & m_{\mu\mu} & m_{\mu\tau} \\ m_{\tau e} & m_{\tau\mu} & m_{\tau\tau} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{R,e}^n \\ \psi_{R,\mu}^n \\ \psi_{R,\tau}^n \end{pmatrix}. \tag{1.56}
 \end{aligned}$$

Para fazer a diagonalização da matriz na Eq. (1.56) usamos uma transformação biunitaria [22].

Para isto, definimos a seguintes transformações,

$$\nu'_{L,\alpha} = U_{\alpha i}^L \tilde{\nu}_{L,i} \tag{1.57}$$

$$\psi_{R,\alpha}^n = U_{\alpha i}^R \tilde{\nu}_{R,i}^n, \quad n = 0, 1, \dots, \infty \tag{1.58}$$

$$\psi_{L,\alpha}^n \equiv U_{\alpha i}^R \tilde{\nu}_{L,i}^n, \quad n = 1, \dots, \infty, \tag{1.59}$$

onde U^L e U^R são matrizes unitárias. Notar que na transformação dada pela Eq. (1.57) está o campo de mão esquerda de sabor α . A Eq. (1.59) é definida por conveniência. Depois de fazer a diagonalização do segundo termo na Eq. (1.55), ele se pode reorganizar como

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^3 \bar{\tilde{\nu}}_{L,i} \begin{pmatrix} m_{ii} & \sqrt{2}m_{ii} & \sqrt{2}m_{ii} & \cdots & \sqrt{2}m_{ii} \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_{R,i}^0 \\ \tilde{\nu}_{R,i}^1 \\ \tilde{\nu}_{R,i}^2 \\ \vdots \\ \tilde{\nu}_{R,i}^n \end{pmatrix}. \tag{1.60}$$

O primeiro termo na Eq. (1.55) já é diagonal mas devido às rotações introduzidas

1.3. CAMPOS FERMIÔNICOS EM DIMENSÕES EXTRAS GRANDES

nas Eqs. (1.58) e (1.59) ele se deve reescrever em termos destes novos campos, $\tilde{\nu}_{R,i}^n$ e $\tilde{\nu}_{L,i}^n$,

$$\sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{n}{R_{\text{ED}}} \right) \bar{\psi}_{L,\alpha}^n \psi_{R,\alpha}^n = \sum_{i=1}^3 \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{n}{R_{\text{ED}}} \right) \bar{\tilde{\nu}}_{L,i}^n \tilde{\nu}_{R,i}^n \quad (1.61)$$

$$= \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^3 \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_{L,i}^1 \\ \tilde{\nu}_{L,i}^2 \\ \vdots \\ \tilde{\nu}_{L,i}^n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/R_{\text{ED}} & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 2/R_{\text{ED}} & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & n/R_{\text{ED}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_{R,i}^1 \\ \tilde{\nu}_{R,i}^2 \\ \vdots \\ \tilde{\nu}_{R,i}^n \end{pmatrix}. \quad (1.62)$$

O processo de diagonalização do termo de massa dado no Eq. (1.55) nos leva ao seguinte passo intermediário, usando as transformações dadas nas Eqs. (1.57), (1.58) e (1.59):

$$-\mathcal{L}^M = \sum_{i=1}^3 \bar{\tilde{\nu}}_{L,i} \mathbb{M}_i \tilde{\nu}_{R,i} + \text{H.c.} \quad (1.63)$$

com

$$\tilde{\nu}_{L,i} = \left(\tilde{\nu}_{L,i}, \tilde{\nu}_{L,i}^1, \tilde{\nu}_{L,i}^2, \cdots \right)^T \quad (1.64)$$

$$\tilde{\nu}_{R,i} = \left(\tilde{\nu}_{R,i}^0, \tilde{\nu}_{R,i}^1, \tilde{\nu}_{R,i}^2, \cdots \right)^T \quad (1.65)$$

$$\mathbb{M}_i = \begin{pmatrix} m_{ii} & \sqrt{2}m_{ii} & \sqrt{2}m_{ii} & \cdots \\ 0 & 1/R_{\text{ED}} & 0 & \cdots \\ 0 & 0 & 2/R_{\text{ED}} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{pmatrix}. \quad (1.66)$$

Como um segundo passo no processo de diagonalização da matriz de massa na Eq. (1.55), consideremos novamente uma transformação biunitária para diagonalizar $\mathbb{M}_i$ na Eq. (1.63). Suponhamos que existem duas matrizes unitárias, $\mathbb{L}$ e $\mathbb{R}$ tal que:

$$\mathbb{L} \mathbb{M}_i \mathbb{R} = \mathbb{M}_i^{\text{diag}} \quad \text{com} \quad \left(\mathbb{M}_i^{\text{diag}} \right)_{\alpha\beta} = (m_{ii})_{\alpha} \delta_{\alpha\beta}. \quad (1.67)$$

A prova desta transformação biunitária, Eq. (1.67), inicia-se do produto $\mathbb{M}_i \mathbb{M}_i^{\dagger}$ [22] assim, para diagonalizar a matriz $\mathbb{M}_i$ na Eq. (1.63) partiremos do produto $\mathbb{M}_i \mathbb{M}_i^{\dagger}$ e usaremos a álgebra

linear para achar os autovalores e autovetores. Apesar de que a matriz $\mathbb{M}_i$ tem dimensão finito por infinito, é possível fazer a diagonalização porque $\mathbb{M}_i$ é uma matriz diagonal superior ¹².

Usando o método de indução matemática, obtemos que os autovalores de $\mathbb{M}_i \mathbb{M}_i^\dagger$ se acham resolvendo a seguinte equação secular

$$\prod_{j=1}^{\infty} (j^2 - \lambda') \sqrt{\lambda'} \left\{ -\sqrt{\lambda'} + \left(\sqrt{2} R_{\text{ED}} m_{ii} \right)^2 \frac{\pi}{2} \cot(\pi \sqrt{\lambda'}) \right\} = 0. \quad (1.68)$$

Queremos a solução mais geral e não trivial, assim que consideramos como equação secular a relação:

$$\sqrt{\lambda'} - \left(\sqrt{2} R_{\text{ED}} m_{ii} \right)^2 \frac{\pi}{2} \cot(\pi \sqrt{\lambda'}) = 0, \quad (1.69)$$

e os autovalores da matriz $\mathbb{M}_i$ estão dados pela equação secular

$$\lambda - \left(\sqrt{2} R_{\text{ED}} m_{ii} \right)^2 \frac{\pi}{2} \cot(\pi \lambda) = 0 \quad (1.70)$$

onde usamos a mudança de variável $\lambda = \sqrt{\lambda'}$. Notar que os infinitos autovalores ou as infinitas massas de $\mathbb{M}_i$ estão dados pelas infinitas interseções da função trigonométrica cotangente e a linha reta presentes na Eq. (1.70).

Seguindo um procedimento similar que no caso dos autovalores, os autovetores estão dados pelas equações

$$\left(\mathbb{L}_i^{0n} \right)^2 = \frac{2}{1 + \pi^2 \left(\sqrt{2} R_{\text{ED}} m_{ii} \right)^2 + 2 \left(\lambda_i^n \right)^2 / \left(\sqrt{2} R_{\text{ED}} m_{ii} \right)^2}, \quad (1.71)$$

$$\mathbb{L}^{kn} = \frac{k \sqrt{2} R_{\text{ED}} m_{ii}}{(\lambda_i)^2 - k^2} \mathbb{L}^{0n} \quad (1.72)$$

onde os índices correm no intervalo $i = 1, 2, 3, n = 0, \dots \infty$ e $k = 1, \dots \infty$.

O que foi feito foi achar uma transformação do tipo

$$\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_{L,i} \\ \tilde{\nu}_{L,i}^1 \\ \tilde{\nu}_{L,i}^2 \\ \dots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbb{L}_i^{00} & \mathbb{L}_i^{01} & \mathbb{L}_i^{02} & \dots \\ \mathbb{L}_i^{10} & \mathbb{L}_i^{11} & \mathbb{L}_i^{12} & \dots \\ \mathbb{L}_i^{20} & \mathbb{L}_i^{21} & \mathbb{L}_i^{22} & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{L,i}^0 \\ \nu_{L,i}^1 \\ \nu_{L,i}^2 \\ \dots \end{pmatrix}. \quad (1.73)$$

¹² ou diagonal inferior se trabalha-se com adjunta hermitiana na Eq. (1.63).

1.3. CAMPOS FERMIONICOS EM DIMENSÖES EXTRAS GRANDES

Usando a primeira linha do vetor nesta expressão, Eq. (1.73), a transformação que tem o estado de sabor de mão esquerda, Eq. (1.57), pode-se escrever como

$$\nu'_{L,\alpha} = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^L \sum_{n=0}^{\infty} \mathbb{L}_i^{0n} \nu_{L,i}^n, \quad (1.74)$$

e assim temos uma transformação entre campos de sabor e os campos de massa definida. Por motivos pedagógicos e de estética reescrevemos esta equação, Eq. (1.74), como

$$\nu_{L,\alpha} = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} \sum_{n=0}^{\infty} L_i^{0n} \nu'_{L,i}{}^n. \quad (1.75)$$

A probabilidade de oscilação de achar um neutrino de sabor ν_β quando é produzido com sabor ν_α é

$$P_{\alpha\beta}(L) = |A_{\alpha\beta}(L)|^2, \quad (1.76)$$

$$A_{\alpha\beta}(L) = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} U_{\beta i}^* A_i(L), \quad (1.77)$$

onde

$$A_i(L) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(L_i^{0n} \right)^2 \exp \left(-i \frac{(\lambda_i^n)^2 L}{2E_\nu R_{\text{ED}}^2} \right). \quad (1.78)$$

A probabilidade de oscilação de um sabor ν_α oscile em neutrinos estéreis é

$$P_{\alpha s}(L) = \sum_{i=1}^3 \sum_{k=1}^{\infty} |B_{\alpha i(k)}|^2, \quad (1.79)$$

com

$$B_{\alpha i(k)} = U^{\alpha i} \sum_{n=0}^{\infty} L_i^{0n} L_i^{kn} \exp \left(i \frac{(\lambda_i^n)^2 L}{2E_\nu R_{\text{ED}}^2} \right). \quad (1.80)$$

Verificasse que,

$$\sum_{\beta=1}^3 P_{\alpha\beta}(L) + P_{\alpha s}(L) = 1. \quad (1.81)$$

Capítulo 2

IceCube e KATRIN

Neste capítulo faremos uma descrição dos experimentos IceCube [99] e KATRIN [9]. IceCube é um detector de neutrinos de alta energia, $E_\nu > 100 \text{ GeV}$, localizado no Polo Sul que na atualidade está tomando dados na procura de neutrinos produzidos por fontes astrofísicas. Ele já mediu os eventos mais energéticos ocasionados por estes neutrinos. O experimento KATRIN é o estado da arte de experimentos do decaimento beta do Trítio e medirá o espectro de energias dos elétrons produzidos nestes decaimentos para assim pôr limites na massa do neutrino ou achar-a. Espera-se que a coleta de dados inicie no segundo semestre de 2016. Este capítulo também inclui os aspectos físicos que foram utilizados em nossa análise destes experimentos. Para analisar estes experimentos devemos ter a certeza que estamos fazendo uma análise correta. Para isto iremos tentar reproduzir os resultados das colaborações, incluindo resultados intermediários disponíveis por estas colaborações, por exemplo, para um caso de oscilação estudado pela colaboração. Obtendo este acordo então podemos usar a nossa análise para outros casos que são inéditos como fazer o estudo de física nova, sinal de neutrinos estéreis em IceCube e KATRIN e sinal de dimensões extras grandes em KATRIN, tudo isto no capítulo três. Também faremos uma breve resenha do experimento CHOOZ.

2.1 Produção de neutrinos na atmosfera

Raios cósmicos primários interagem com atmosfera produzindo um fluxo de partículas secundárias, terciárias, etc. As partículas secundárias surgem da interação dos raios cósmicos com a atmosfera e as terciárias são o produto das interações ou decaimentos destas partículas secundárias. Todas estas partículas criadas e as interações ou o decaimento delas formam uma cascata de partículas, chamada de chuva, que se dirigem à superfície da Terra. Uma partícula hadrônica no raio cósmico primário produz um chuva hadrônica e eletromagnética, Fig. (2.1). A componente hadrônica do chuva produz píons e káons¹ os quais decaem em múons e neutrinos, chamados de múons e neutrinos atmosféricos. Existem mésons mais pesados, por exemplo, os mésons D , que também contribuem ao fluxo de múons e neutrinos. Estes mésons pesados estão constituídos de quarks *charm* e o fluxo de múons e neutrinos produzidos pelo decaimento destes mésons chama-se de fluxo atmosférico *prompt* de múons e neutrinos.

Os raios cósmicos primários consistem principalmente de prótons (aproximadamente de 85%), núcleos de Hélio (11%) e quantidades pequenas de núcleos pesados e de elétrons. O espectro de energia deles observou-se ao longo de mais de 10 ordens de grandeza e os fluxos de abrangência mais do que 30 ordens de grandeza. Em grande parte, o espectro de energia segue uma lei de potência simples, $dN/dE \propto E^{-\gamma}$, com índice espectral, γ , $\gamma \approx 2,7$ [100].

2.1.1 Neutrinos atmosféricos

A produção de neutrinos atmosféricos surge principalmente do decaimento dos mésons π s e K s. Estes mésons são produzidos pela interação dos raios cósmicos com os núcleos do ar. A proporção entre os mésons K/π produzidos é de 7% para 10 GeV, 11% para 10^2 GeV e 14% para 10^3 GeV [101]. Os neutrinos atmosféricos são produzidos principalmente pelos decaimentos que estão detalhados na Tab. (2.1). A cadeia de processos mais prováveis na

¹Os píons e káons são mésons leves. Na Tab. (2.1) apresentamos algumas propriedades deles.

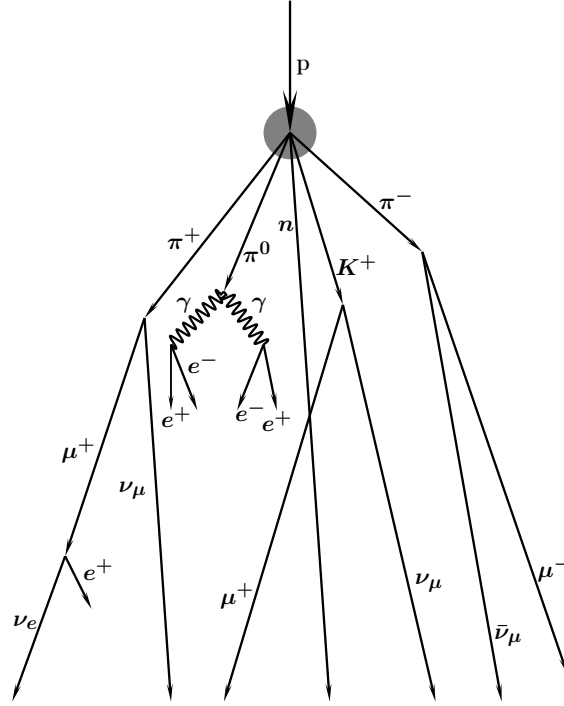


Figura 2.1: Esquema de um próton induzindo um chuveiro atmosférico.

produção de neutrinos atmosféricos é

$$p + A_{\text{air}} \rightarrow n + \pi^+ + X \quad (2.1)$$

$$\hookrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.2)$$

$$\hookrightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e. \quad (2.3)$$

Na interação dos prótons com a atmosfera cria-se um excesso de aproximadamente 20% a mais de π^+ sobre π^- ². Estes π^+ têm uma energia maior que π^- [101]. Consequentemente se tem 20% a mais de ν_e que de $\bar{\nu}_e$ [101]. Observar que nos processos (2.1), (2.2) e (2.3) não se criam $\bar{\nu}_e$. As frações esperadas de neutrinos do decaimento de π s e K s são

$$\frac{\nu_e + \bar{\nu}_e}{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu} \sim 0,5 \quad (2.4)$$

$$\frac{\bar{\nu}_\mu}{\nu_\mu} \sim 1 \quad (2.5)$$

²Um processo de criação de π^- poderia ser, $p + A_{\text{air}} \rightarrow n + \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + X$. Outro processo está na Fig. (2.1)

Partícula	Massa [MeV]	Vida média [s]	Decaimentos principais	Fração
μ^-	105,66	$2,20 \times 10^{-6}$	$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$	≈ 100
			$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \gamma$	1,4%
π^-	139,57	$2,60 \times 10^{-8}$	$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	99,99%
			$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \gamma$	$2,0 \times 10^{-4}$
			$\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$	$1,23 \times 10^{-4}$
			$\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \gamma$	$7,39 \times 10^{-7}$
K^-	493,68	$1,24 \times 10^{-8}$	$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	63,55%
			$K^- \rightarrow \pi^0 + \pi^-$	20,66%
			$K^- \rightarrow \pi^0 + e^- + \bar{\nu}_e$	5,07%
			$K^- \rightarrow \pi^0 + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	3,35%
			$K^- \rightarrow \pi^- + \pi^- + \pi^+$	5,59%
			$K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0 + \pi^0$	1,76%
K_S^0		$8,95 \times 10^{-11}$	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$	69,20%
			$K_S^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$	30,69%
K_L^0	$m_{K_L^0} - m_{K_S^0}$ $3,48 \times 10^{-12}$	$5,12 \times 10^{-8}$	$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \bar{\nu}_e^{(\pm)}$	40,55%
			$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + \mu^\mp + \bar{\nu}_\mu^{(\pm)}$	27,04%
			$K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$	19,52%
			$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$	12,54%

Tabela 2.1: Tabela com os principais mésons e léptons que contribuem ao fluxo de neutrinos atmosféricos através de seus decaimentos [23]. Também estão listadas algumas propriedades destes mésons. Os modos de decaimento para as antipartículas são dados pela conjugação de carga dos modos apresentados nesta tabela.

$$\frac{\nu_e}{\bar{\nu}_e} \sim \frac{\bar{\mu}}{\mu}. \quad (2.6)$$

Na propagação de π s e K s na atmosfera ocorrem dois processos concorrentes, o comprimento de decaimento destas partículas

$$d = \gamma v \tau = c \tau \frac{E}{mc^2} \sqrt{1 - \frac{1}{E^2/m^2c^4}} \approx c \tau \frac{E}{mc^2}, \quad (2.7)$$

e a interação com as partículas da atmosfera, dada através do livre caminho médio

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma}, \quad (2.8)$$

onde γ é fator de Lorentz, v é a velocidade da partícula, τ é a vida média da partícula, c é a velocidade da luz, E é a energia da partícula, m é a massa dela, n é a densidade número de partícula no ar e σ é a interação inelástica de mésons no ar. Quando o comprimento de decaimento e o livre caminho médio são iguais,

$$c \tau \frac{E}{mc^2} = \frac{1}{n\sigma}, \quad (2.9)$$

os dois processos trabalharam quase à mesma taxa. Reescrevendo esta condição em termos da energia do méson, obtemos a energia crítica [101],

$$\epsilon_j \sim \frac{m_j c^2}{c \tau_j n \sigma_j} = \left\{ \begin{array}{l} 12 \text{ (GeV para } \pi^\pm) \\ 22 \text{ (GeV para } K_L^0) \\ 90 \text{ (GeV para } K^\pm) \end{array} \right\} \times \frac{\rho[\text{nível do mar}]}{\rho}, \quad (2.10)$$

energia para a qual os dois têm a mesma taxa. Na Eq. (2.10) $j = \pi, K$; $\rho[\text{nível do mar}] = 1,225 \text{ kg m}^{-3}$ e ρ é a densidade onde os mésons são produzidos. No caso de uma produção vertical eles são criados numa altura entre 15 – 20 km onde a densidade é dez vezes menor que a densidade $\rho[\text{nível do mar}]$. Mésons com energia menor que a energia crítica, $E \ll \epsilon_j$, sempre decaem porque o comprimento de decaimento é menor, Eq. (2.7), que o livre caminho médio, Eq. (2.8), $d \ll \lambda$. Mésons com energia maior que a energia crítica, $E \gg \epsilon_j$, sempre interagem.

Incertezas

O fluxo de neutrinos atmosféricos é calculado por vários grupos de pesquisa, por exemplo, o grupo de Honda *et al.* [102] e o grupo de Barr *et al.* [103]. Eles tentam simular da melhor forma possível as interações entre os raios cósmicos e a atmosfera junto com a produção e propagação de partículas secundárias. As principais incertezas nestes cálculos são devidas a:

- uma mudança dependente de energia do índice espectral do raio cósmico
- as contribuições relativas de π s e K s na produção de neutrinos e
- a composição química dos raios cósmicos.

Também existe incerteza na normalização do fluxo de neutrinos atmosféricos surge que das incertezas na produção de píons e káons, da seção de choque hadrônica e da densidade da atmosfera. Devido a que o espectro dos raios cósmicos é uma superposição do espectro individual dos diferentes componentes químicos, existe uma incerteza no índice espectral, Eq. (2.11), nos neutrinos atmosféricos. No artigo [104] eles estimam uma incerteza teórica total no fluxo de neutrinos entre $\pm 20\%$ e $\pm 25\%$ para o caso no qual as incertezas nas interações hadrônicas e na mudança no índice espectral sejam estatisticamente independentes.

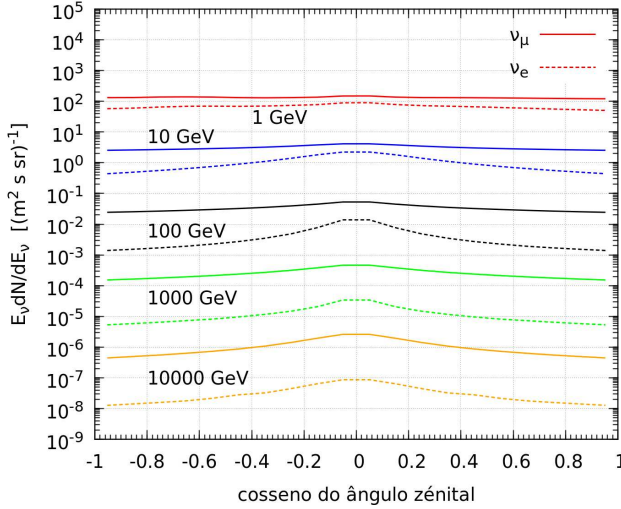
Em nosso estudo de sinais de neutrinos estéreis no detector IceCube nós consideramos uma incerteza conservadora de 24% na normalização do fluxo de neutrinos atmosféricos em todo o intervalo de energias dos neutrinos. Não consideramos uma incerteza no índice espectral do raio cósmico. Consideramos uma incerteza na distribuição zenital no fluxo de neutrinos.

Fluxo de neutrinos atmosféricos de Honda

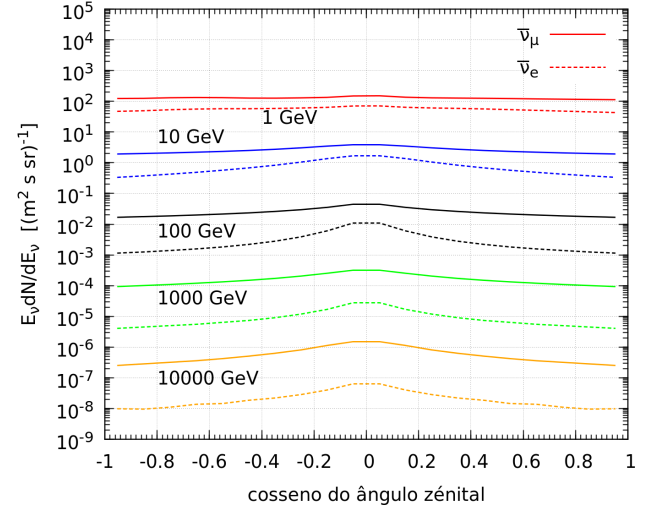
Para fazer o estudo de neutrinos estéreis no IceCube escolhemos as tabelas do fluxo de neutrinos atmosférico de Honda *et al.* [102] porque é o fluxo padrão nos estudos de neutrinos atmosféricos. Particularmente trabalhamos com fluxo de neutrinos de múon. Estas tabelas estão disponibilizadas na Internet no *site* [105]. Os fluxos dos neutrinos são dados em função da energia do neutrino e dos ângulos azimutal e zenital do neutrino. Como qualquer que seja

2.1. PRODUÇÃO DE NEUTRINOS NA ATMOSFERA

a oscilação não muda a distribuição azimutal, iremos pegar os fluxos médios em relação ao azimute, e portanto o fluxo só depende da energia e do ângulo zenital do neutrino. A tabela da referência [105] está dada em 20 intervalos do ângulo zenital e a energia do neutrino está entre 10^{-1} GeV e 10^4 GeV. Nas Figs. (2.2) e (2.3) estão apresentados estes fluxos em função da energia do neutrino, E_ν , e do cosseno do ângulo zenital, $\cos \theta_z$.



(a) Fluxo de neutrinos do múon e do elétron.



(b) Fluxo de antineutrinos do múon e do elétron.

Figura 2.2: Distribuição do fluxo atmosférico de neutrinos em relação ao ângulo zenital calculados por Honda *et al.* [102].

Nas Figs. (2.2) para cada uma das energias ($10^0, 10^1, 10^2, 10^3, 10^4$) GeV corresponde um par de linhas; a superior sólida é para neutrinos do múon e a inferior pontilhada é para neutrinos do elétron. Podem-se observar as seguintes características:

- uma diminuição do fluxo de neutrinos com o aumento da energia, o qual é devido a um aumento no comprimento de decaimento dos mésons e múons, portanto um aumento da probabilidade de interagir com outras partículas,
- uma diminuição do fluxo de neutrinos do elétron com o aumento da energia, Fig. (2.3a). Isto é devido ao fato que comprimento de decaimento do múons aumenta com a energia, Eq. (2.7), podendo chegar à superfície da Terra e não decair, por conseguinte uma diminuição no número de neutrinos do elétron. A reação (2.3) não acontece,

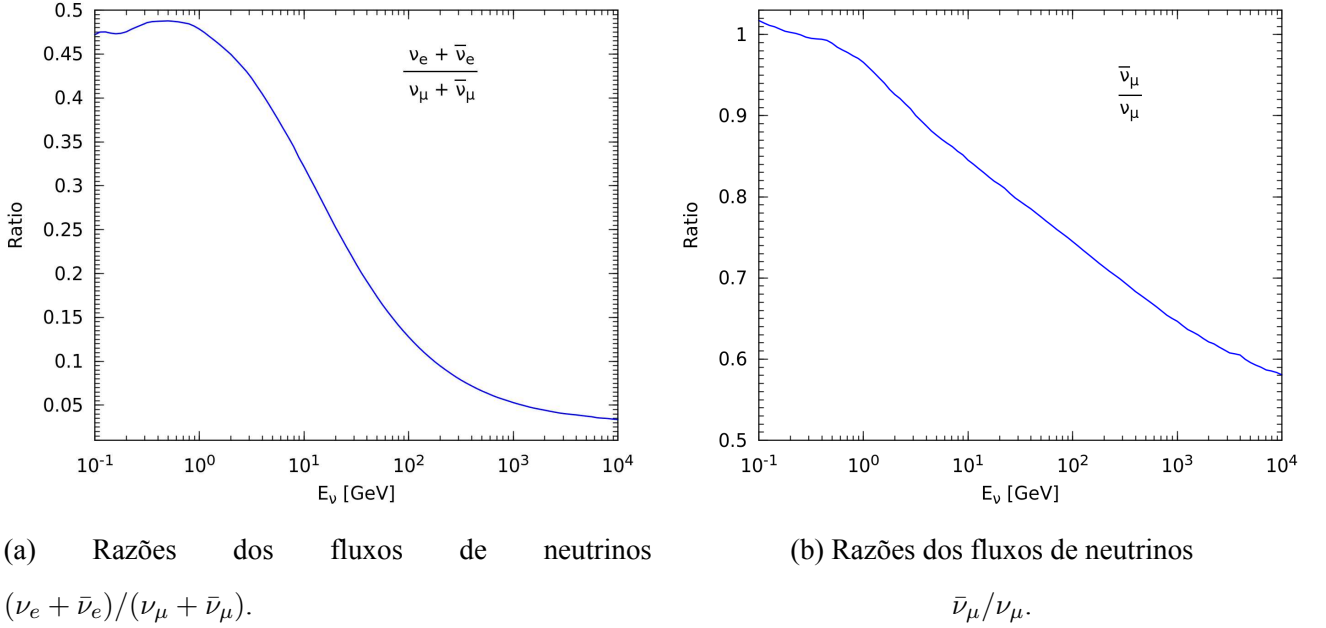


Figura 2.3: Comportamento dos razões dos fluxos de neutrinos calculados por Honda [102] em relação a energia do neutrino. Foi feita a média sobre todas as direções nos fluxos de neutrinos.

- Junto com estes dois efeitos anteriores acontecendo, se tem a presença de um pico na horizontal ($\cos \theta_z = 0$) para energias > 1 GeV. Para energias até 1 GeV todos os mésons decaem e não há uma dependência angular no fluxo. Quando a energia aumenta, o pico no fluxo horizontal aumenta porque o comprimento de decaimento aumenta e há uma probabilidade maior que estes mésons decaiam neste comprimento maior que para o comprimento vertical. O pico no caso de neutrinos do elétron é mais visível porque os múons produzidos na horizontal tem uma probabilidade maior de decair que múons produzidos na vertical.
- outra característica é que o fluxo de neutrinos, Fig. (2.2a), é maior que o fluxo de anti-neutrinos, Fig. (2.2b). Isto é devido ao excesso de π^+ sobre π^- .

Nas Figs. (2.3) apresentamos os razões entre os fluxos de neutrinos e antineutrinos calculados a partir da média sobre todas as direções. Na Fig. (2.3a) está a razão entre neutrinos do elétron e do múon e na Fig. (2.3b) temos a razão entre antineutrinos e neutrinos de múon.

As características destas razões são:

- A razão entre neutrinos de elétron e de múon, Fig. (2.3a), é próximo $1/2$, Eq. (2.4) para energias baixas, e depois diminui com o aumento da energia. O motivo disto é que para energias grandes os múons – os quais decaem em neutrinos de elétron – conseguem chegar à superfície da Terra sem decair,
- o comportamento da razão entre antineutrino e neutrino do múon, Fig. (2.3b), é devido a uma presença maior de π^+ e um aumento no comprimento de decaimento deles e dos múons (que são produzidos pelo decaimento dos π^+) com o aumento da energia.

Parametrização do fluxo de neutrinos atmosféricos

O fluxo do neutrino (por exemplo ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$) pode ser parametrizado pela Eq. (2.11) no caso que a energia do neutrino é alta $E_\nu > 1$ GeV e supomos o scaling de Feynman nas interações entre hádrons e os núcleos [104, 106],

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} = \frac{2,85 \times 10^{-2}}{\text{cm}^2 \text{ sr s GeV}} A \left(\frac{E_\nu}{\text{GeV}} \right)^{-\gamma} \left(\frac{1}{1 + \frac{6E_\nu \cos(\theta^*)}{\epsilon_\pi}} + \frac{0,213}{1 + \frac{1,44E_\nu \cos(\theta^*)}{\epsilon_K}} \right), \quad (2.11)$$

onde A é um parâmetro a ajustar, E_ν é a energia do neutrino do múon, γ é o índice espectral dos raios cósmicos, $\epsilon_\pi = 121$ GeV e $\epsilon_K = 897$ GeV são as energias críticas respectivamente para o π e o K [106] e, θ^* é a inclinação angular que descreve a curvatura da atmosfera. A inclinação angular está relacionada ao ângulo zenital através de [106]

$$\cos(\theta^*) = \sqrt{\frac{\cos^2(\theta) + 0,103^2 - 0,068 \cos^{0,959}(\theta) + 0,041 \cos^{0,817}(\theta)}{1 + 0,103^2 - 0,068 + 0,041}} \quad (2.12)$$

e descreve a curvatura da atmosfera.

Para nossa análise na procura de indícios de neutrinos estéreis no experimento Ice-Cube ajustamos as tabelas do fluxo de neutrinos de múon calculado por Honda [102] usamos a seguinte equação baseada na forma da Eq. (2.11):

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} = \frac{1}{\text{m}^2 \text{ sr s GeV}} 10^{A(\theta)} \left(\frac{E_\nu}{\text{GeV}} \right)^{-\gamma} \left(\frac{1 + B(\theta)E_\nu}{1 + C(\theta)E_\nu + D(\theta)E_\nu^2} \right), \quad (2.13)$$

onde $A(\theta) = A(\cos \theta_z)$, $B(\theta) = B(\cos \theta_z)$, $C(\theta) = C(\cos \theta_z)$, $D(\theta) = D(\cos \theta_z)$ e θ_z é o ângulo zenital, mas por motivos que ficaram esclarecidos na secção (2.2.1) o neutrino que analisamos tem uma direcção de chegada de abaixo para cima (direcção *up-going*) portanto, $\cos \theta_z$ é negativo. Na Fig. (2.10) está esquematizado o intervalo de θ_z usado nesta tese mas com a informação adicional que $\cos \theta_z$ seja negativo para levar em conta que os neutrinos são *up-going*. O ajuste desta equação, Eq. (2.13), foi feito para cada uma das 20 tabelas dos fluxos de Honda *et al.* [102, 105] no intervalo da energia do neutrino $10^2 \text{ GeV} \leq E_\nu \leq 10^4 \text{ GeV}$ a fim de obter o fluxo de neutrinos para energias maior de 10^4 GeV . Os valores do ajuste dos parâmetros da Eq. (2.13) estão nas Tabs. (2.2) e (2.3) para o caso de um neutrino *up-going*.

$\cos \theta_z$	γ	$A(\theta)$	$B(\theta) [\text{GeV}^{-1}]$	$C(\theta) [\text{GeV}^{-1}]$	$D(\theta) [\text{GeV}^{-2}]$
-0,05	2,615	2,100	$1,286 \times 10^{-3}$	$8,836 \times 10^{-3}$	$3,028 \times 10^{-6}$
-0,15	2,613	2,032	$1,803 \times 10^{-3}$	$1,100 \times 10^{-2}$	$5,232 \times 10^{-6}$
-0,25	2,717	2,117	$2,290 \times 10^{-3}$	$9,608 \times 10^{-3}$	$4,235 \times 10^{-6}$
-0,35	2,722	2,098	$2,920 \times 10^{-3}$	$1,175 \times 10^{-2}$	$6,659 \times 10^{-6}$
-0,45	2,689	2,052	$3,727 \times 10^{-3}$	$1,636 \times 10^{-2}$	$1,309 \times 10^{-5}$
-0,55	2,721	2,078	$4,488 \times 10^{-3}$	$1,769 \times 10^{-2}$	$1,523 \times 10^{-5}$
-0,65	2,762	2,073	$3,945 \times 10^{-3}$	$1,377 \times 10^{-2}$	$1,053 \times 10^{-5}$
-0,75	2,726	2,062	$5,720 \times 10^{-3}$	$2,188 \times 10^{-2}$	$2,398 \times 10^{-5}$
-0,85	2,730	2,088	$6,795 \times 10^{-3}$	$2,690 \times 10^{-2}$	$3,283 \times 10^{-5}$
-0,95	2,739	2,087	$7,515 \times 10^{-3}$	$2,841 \times 10^{-2}$	$3,755 \times 10^{-5}$

Tabela 2.2: Valores dos parâmetros da Eq. (2.13) quando ela é ajustada ao fluxo de antineutrinos de múon de Honda *et al.* [102, 105] no intervalo de energia de $10^2 \text{ GeV} \leq E_\nu \leq 10^4 \text{ GeV}$. O ajuste foi feito unicamente para o fluxo de neutrinos que atravessam a Terra em direcção a IceCube, ver Fig. (2.10)

$\cos \theta_z$	γ	$A(\theta)$	$B(\theta) [\text{GeV}^{-1}]$	$C(\theta) [\text{GeV}^{-1}]$	$D(\theta) [\text{GeV}^{-2}]$
-0,05	2,844	2,474	$1,305 \times 10^{-3}$	$2,986 \times 10^{-3}$	$3,698 \times 10^{-7}$
-0,15	2,581	2,047	$1,916 \times 10^{-3}$	$9,961 \times 10^{-3}$	$4,475 \times 10^{-6}$
-0,25	2,626	2,100	$2,811 \times 10^{-3}$	$1,225 \times 10^{-2}$	$6,833 \times 10^{-6}$
-0,35	2,718	2,186	$3,165 \times 10^{-3}$	$1,040 \times 10^{-2}$	$5,162 \times 10^{-6}$
-0,45	2,691	2,154	$4,230 \times 10^{-3}$	$1,500 \times 10^{-2}$	$1,058 \times 10^{-5}$
-0,55	2,709	2,176	$5,010 \times 10^{-3}$	$1,708 \times 10^{-2}$	$1,345 \times 10^{-5}$
-0,65	2,708	2,157	$5,484 \times 10^{-3}$	$1,840 \times 10^{-2}$	$1,667 \times 10^{-5}$
-0,75	2,716	2,153	$5,942 \times 10^{-3}$	$1,906 \times 10^{-2}$	$1,876 \times 10^{-5}$
-0,85	2,704	2,167	$7,643 \times 10^{-3}$	$2,636 \times 10^{-2}$	$3,220 \times 10^{-5}$
-0,95	2,725	2,165	$7,534 \times 10^{-3}$	$2,425 \times 10^{-2}$	$2,923 \times 10^{-5}$

Tabela 2.3: Valores dos parâmetros da Eq. (2.13) quando ela é ajustada ao fluxo de neutrinos de múon de Honda *et al.* [102, 105] no intervalo de energia de $10^2 \text{ GeV} \leq E_\nu \leq 10^4 \text{ GeV}$. O ajuste foi feito unicamente para o fluxo de neutrinos que atravessam a Terra em direção a IceCube, ver Fig. (2.10)

2.1.2 Fluxo atmosférico *prompt*

Os neutrinos e múons *prompt* atmosféricos são produzidos no decaimento de mésons pesados que contêm um par de quarks *charm*. Os neutrinos *prompt* começam contribuir para fluxo de neutrinos atmosféricas a energias acima de TeV, ver Fig. (2.4) e Fig. (2.5). Esta componente no fluxo é esperada, mas ainda não foi observada nem para múons nem neutrinos.

As mésons que contribuem predominantemente para o fluxo *prompt* são D^0 , D^+ , D_s^+ e Λ_c^+ junto com suas correspondentes antipartículas. As massas destas partículas variam de 1,87 GeV a 2,29 GeV e a produção delas nos chuveiros exige raios cósmicos com energias maiores que no caso de produção de píons e káons. O principal processo para a produção desses mésons pesados nas colisões dos raios cósmicos com núcleos na atmosfera é a fusão de glúons $g + g \rightarrow c + \bar{c}$ e fusão quark-antiquark $q + q \rightarrow c + \bar{c}$ [108]. O cálculo das seções

de choque diferencial para estes processos dependem das funções de distribuição de partons dos núcleos. Nas colisões dos raios cósmicos de altíssima energia com a atmosfera o momento da partícula primária é fortemente transferido na direção *forward*. Isso corresponde a valores pequenos da variável de Bjorken x , até da ordem de 10^{-7} , para energias de EeV. As funções de distribuição de partons na direção *forward* para valores pequenos de x são muito difíceis de medir nos experimentos de colisões. Assim, a detecção do fluxo *prompt* atmosférico poderia complementar o conhecimento de seções de choque diferenciais das interações de partons e as funções da estrutura.

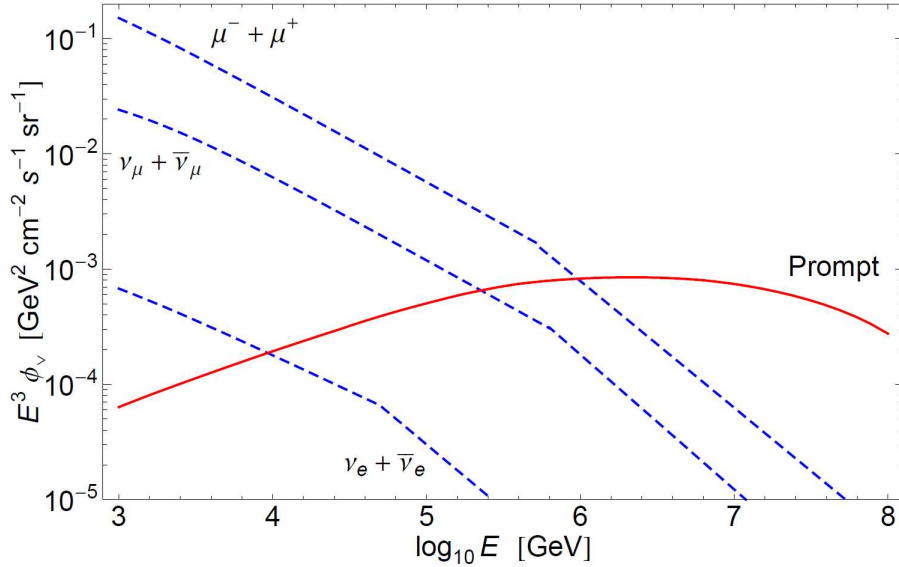


Figura 2.4: Dependência em relação a energia do fluxo *prompt* de neutrinos atmosféricos. Os fluxos *prompt* de $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$, $\nu_e + \bar{\nu}_e$ e $\mu^+ + \mu^-$ são aproximadamente iguais e estão dados pela linha cheia vermelha de $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$. As linhas pontilhadas azuis representam o fluxo convencional de neutrinos. Figura tomada da referência [108].

Nas Figs. (2.4) e (2.5) se compara o fluxo *prompt* de neutrinos, calculado por Embira *et al.* [108], e o fluxo convencional de neutrinos. A Fig. (2.4) mostra que o fluxo *prompt*, para energia $E < 100$ TeV, é menor que o fluxo de neutrinos atmosféricos convencional, mas o fluxo *prompt* começa a dominar a energias acima de 100 TeV. O comportamento para estas energias grandes é devido a que o índice espectral deste fluxo *prompt* é $\sim 2,7$ devido que os

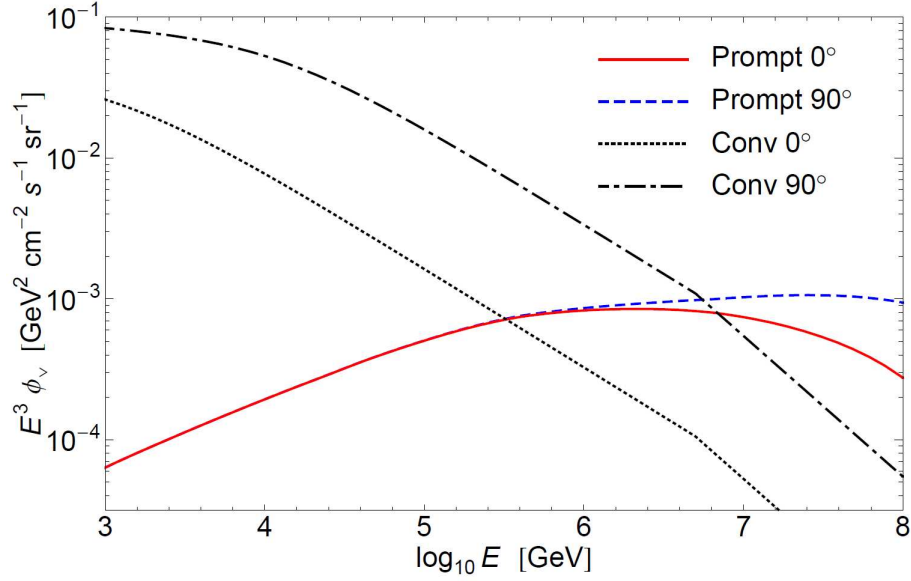


Figura 2.5: Dependência em relação a energia do fluxo *prompt* de $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ ao variar o ângulo zenital. A linha cheia e tracejada representa o fluxo *prompt* para o caso vertical e horizontal, respetivamente. O fluxo convencional está dado nas outras linhas. Figura tomada da referência [108].

mésons charmosos têm um tempo de vida curto portanto e eles predominantemente decaem por conseguinte o índice espectral deste fluxo segue o mesmo comportamento do fluxo dos raios cósmicos [108]. Os fluxos *prompt* de múons, de neutrinos do elétron e de neutrinos do múon são semelhantes porque os mésons charmosos decaem em elétrons e múons em partes iguais.

A Fig. (2.5) mostra a dependência ao variar o ângulo zenital do fluxo atmosférico de neutrinos do múon tanto para o caso *prompt* como o caso convencional. Enquanto neutrinos convencionais apresentam o excesso característico no horizonte, $\theta_z = 90^\circ$, o caso de neutrinos *prompt* não apresentam uma dependência angular abaixo de energias PeV (10^6 GeV). Isto se explica porque os mésons charmosos têm um tempo de vida curto como a consequência que todos eles decaem imediatamente sem interagir com a atmosfera. No caso de energias maior a 1 PeV acontece a fragmentação do quark c [108] em outros hádrons os quais decaem apresentam um comportamento com o ângulo zenital.

2.2 IceCube, o observatório de neutrinos

IceCube é um detector de neutrinos com um volume de um quilômetro cúbico construído no polo Sul geográfico com o propósito de estudar neutrinos astrofísicos [109] e também neutrinos atmosféricos. Requer-se de um detector com enorme volume para registrar o fluxo destes neutrinos, $\sim E^{-\gamma}$, que é dado por um índice espectral γ entre 2 e 3 conforme se pode ver na Tab. (2.2) e (2.3), pois a taxa de eventos decresce com o incremento da energia.

IceCube detecta indiretamente os neutrinos através dos fótons de Cherenkov. Estes fótons são produzidos quando os átomos polarizados, pela passagem de uma partícula carregada com velocidade maior que a velocidade da luz no meio, relaxam-se e irradiam radiação de dipolo. Assim tem-se uma detecção óptica e indireta dos neutrinos. As partículas carregadas surgem como partículas secundárias produzidas nas interações dos neutrinos com o gelo do Antártico,

$$\bar{\nu}_l + N \rightarrow l^\mp + X, \quad (2.14)$$

onde l , N e X indicam respectivamente, o sabor do lépton, o núcleon alvo e o chuveiro de partículas hadrônicas produzidas por esta interação.

As interações de corrente carregada, CC, de alguns neutrinos do múon (ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$) com o gelo que envolve o detector IceCube ou com a rocha abaixo dele produzem múons (μ^- , μ^+). A detecção do traço de múons é feita através de sensores ópticos que foram implantados no gelo do Antártico e estão distribuídos sobre um volume de 1 km^3 . Os sensores estão dispostos em cadeias de cabos verticais, cada uma com 60 sensores. Um total de 86 cadeias foram instaladas em buracos perfurados no gelo, utilizando a técnica de perfuração com água quente. O espaçamento vertical entre os sensores é de 17 m e a distância horizontal média entre cadeias vizinhas é de 125 m e estão dispostas horizontalmente em uma grade hexagonal, ver Fig. (2.6). Esta configuração do IceCube é para detectar eventos devidos a neutrinos astrofísicos de alta energia [110], $E_\nu \gtrsim 100 \text{ GeV}$. A sensibilidade a eventos de baixa energia, $10 \text{ GeV} \lesssim E_\nu \lesssim 100 \text{ GeV}$, é atingida com a configuração DeepCore [111]. DeepCore consiste de 8 cadeias com espaçamento médio de 70 m e estão localizadas perto do centro de IceCube, onde o gelo é mais transparente. O espaçamento vertical dos sensores em DeepCore

é de 7 m. IceCube está localizado a uma profundidade entre 1450 m e 2450 m, ver Fig. (2.6). O experimento disponibiliza no *site* deles na Internet os eventos de neutrinos registrados por

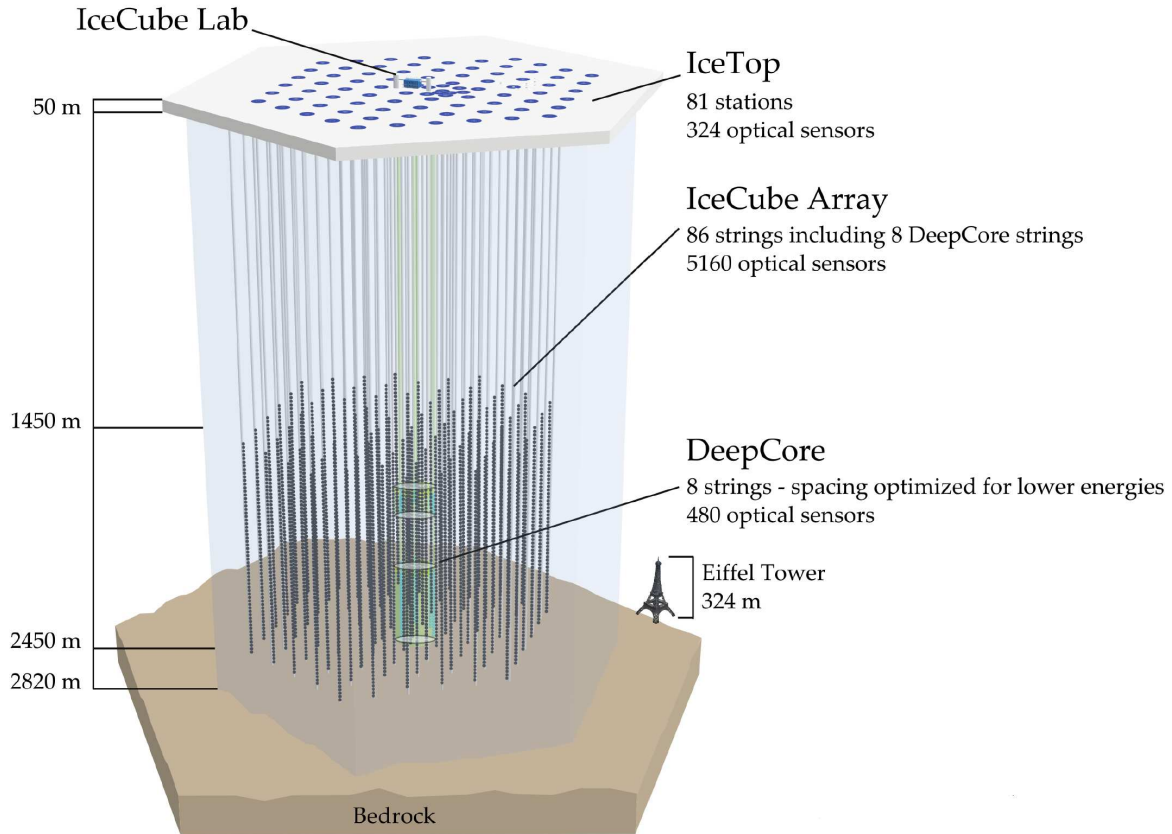


Figura 2.6: Aspecto geral do detector IceCube. Figura tomada da referência [110].

eles [112].

2.2.1 Detecção de múons

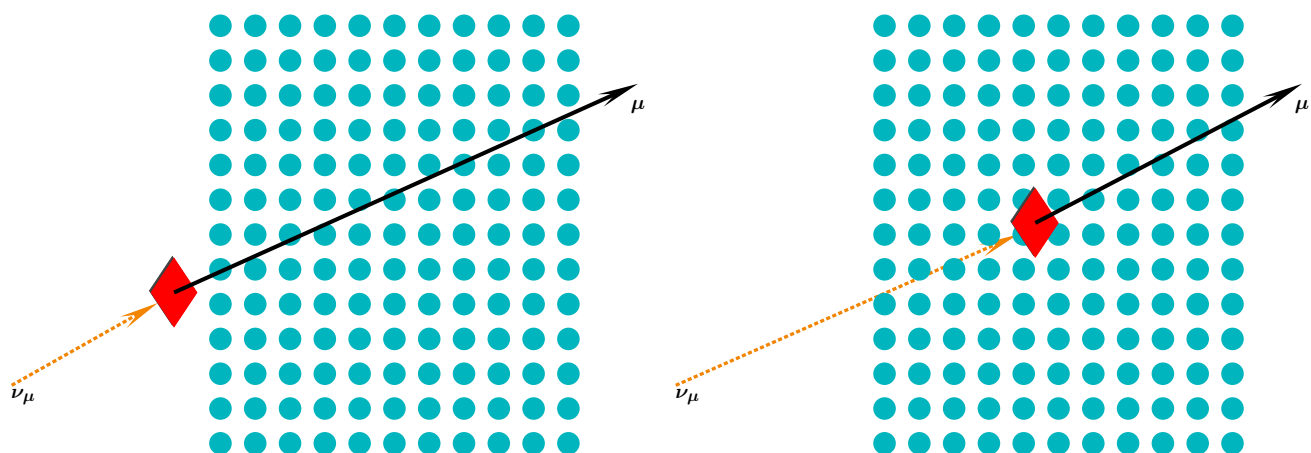
Os múons que são produzidos nas interações de CC dos neutrinos do múon de alta energia têm um alcance no gelo de vários quilômetros. Para múons de 300 GeV em média o alcance é de 1 km, e para múons de 1000 GeV o alcance médio é de 2 km [113]. Para múons com energias maiores ver Fig. (5) na referência [114]. Dependendo da posição dos vértices de produção e decaimento dos múons em relação ao volume de detecção, há quatro sinais distinguíveis dos múons [100]:

- Traço de múons *through-going*: é gerado por múons que são produzidos fora do volume de detecção e que passam completamente através do detector, ver Fig. (2.7a). Nas Figs. (2.8) estão eventos reais deste tipo. Usando as observações temporais e espacial dos sensores atingidos é possível fazer uma estimativa da direção do múon.
- Traço de múons *starting*: Um múon cujo vértice de produção está dentro do volume de detecção e deixa o detector, ver Figs. (2.7b) e (2.9).
- Traço de múons *stopping*: Neste caso o vértice onde o múon decai está contido dentro de detector. Os elétrons são o produto deste decaimento, ver Tab. (2.3), e se observa uma cascata eletromagnética. Isto é mais provável de acontecer com múons de baixa energia.
- Traço de múons *contained*: Os dois vértices, de produção e detecção do múon, estão contidos no detector portanto o traço inicia e finaliza dentro do volume de detecção. É mais provável observar este traço em múons de baixa energia.

A principal fonte de *background* nos telescópios de neutrinos, por exemplo o IceCube, é o *downward-going*³ de múons atmosféricos. Os múons atmosféricos ultrapassam em número aos neutrinos atmosféricos detectados no IceCube devido a baixa probabilidade de interação dos neutrinos com a matéria.

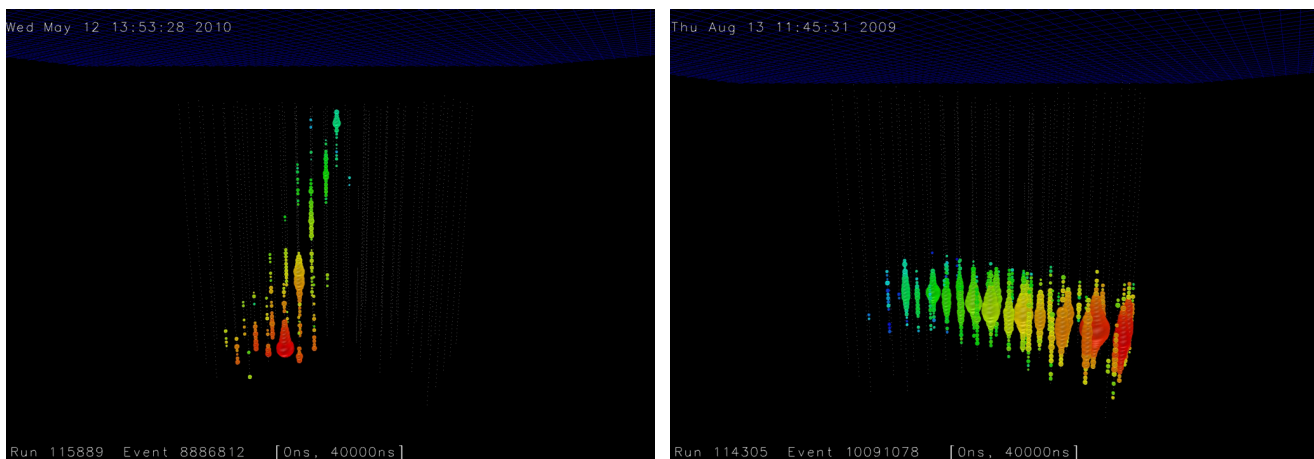
Os dados de neutrinos atmosféricos obtidos no IceCube e que foram analisados nesta tese foram registrados ao usar a Terra como filtro com a finalidade de rejeitar o *background* de múons atmosféricos. Os múons perdem energia e são absorvidos quando passam através da matéria. Os múons entram no detector só pela parte de cima enquanto os neutrinos chegam de todas as direções. Assim, registrando unicamente os eventos *up-going* selecionam-se os eventos devidos a neutrinos. Na Fig. (2.10) se tem um esquema da Terra sendo usada como filtro no detector IceCube ao analisar eventos que chegam da parte de baixo do detector. Esta figura apresenta a direção de chegada dos neutrinos atmosféricos *up-going* com ângulo zenital θ_z e também desenha-se as diferentes camadas das densidades da Terra dadas

³É o fluxo de partículas provenientes do céu acima do detector e que atravessam ele.



(a) Sinal de um evento *through-going*. A interação de corrente carregada do neutrino do múon ocorre fora do volume de detecção. (b) Sinal de um evento *starting*. A interação de corrente carregada do neutrino do múon ocorre dentro do volume de detecção.

Figura 2.7: Sinal *through-going* e *starting* do múon no detector. O losango corresponde ao vértice de produção do múon. Os pontos azuis indicam os sensores ópticos.



(a) Um evento *upgoing* do múon no IceCube-59. (b) O evento registrado na parte inferior de IceCube-59.

Figura 2.8: Eventos reais de múons *through-going* registrados no IceCube com 59 cadeias de detecção. A cor representa o tempo do evento, vermelho no início do evento e azul no fim do evento. Figuras tomadas de site de IceCube [115].

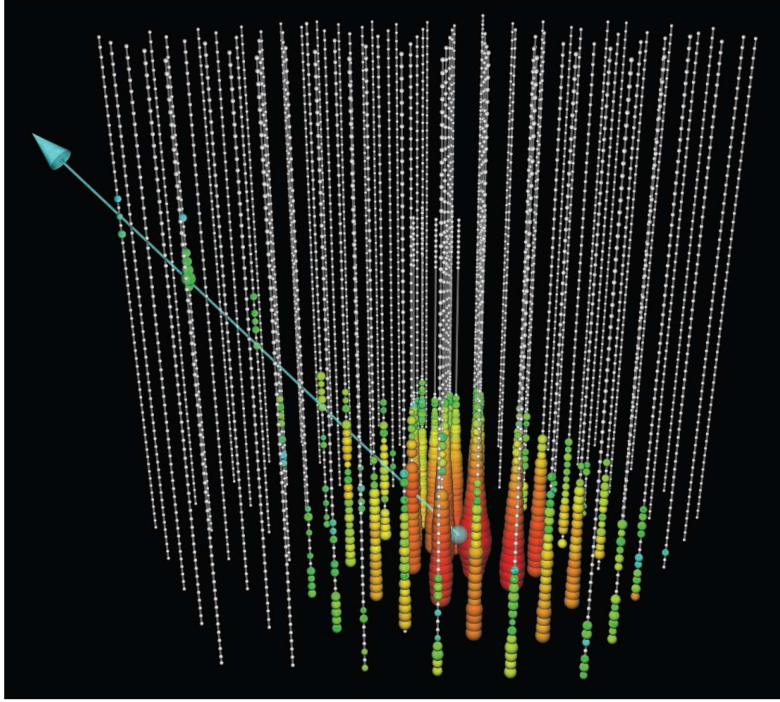


Figura 2.9: Figura tomada da referencia [116]. Neste artigo o IceCube reporta a observação de 28 eventos devidos a neutrinos de altíssima energia, $E_\nu > 30$ TeV. Dentro deste conjunto de eventos registram-se os eventos mais energéticos devidos a neutrinos.

na Tab. (2.4). A profundidade de IceCube na Fig. (2.10) não corresponde à profundidade real deste detector. Na Fig. (2.6) está a profundidade real dele, neste caso é unicamente um esquema.

2.2.2 Absorção de neutrinos na Terra

Para baixas energias, como neutrinos solares ou de reatores nucleares, o livre caminho do neutrino, Eq. (2.8) ($\lambda = 1/n\sigma$), é praticamente infinito porque a secção de choque é pequena. Para energias mais altas, não é o caso e para uma certa energia o neutrino pode ser completamente absorvido pela Terra. Podemos parametrizar a absorção de neutrinos pela Terra pela equação a seguir [118, 119, 122]

$$P_{\text{tr}}(E_\nu, \theta) = \exp \left[- \left\{ \sigma^{CC}(E_\nu) + \sigma^{CN}(E_\nu) \right\} x(\theta_z) N_e \right], \quad (2.15)$$

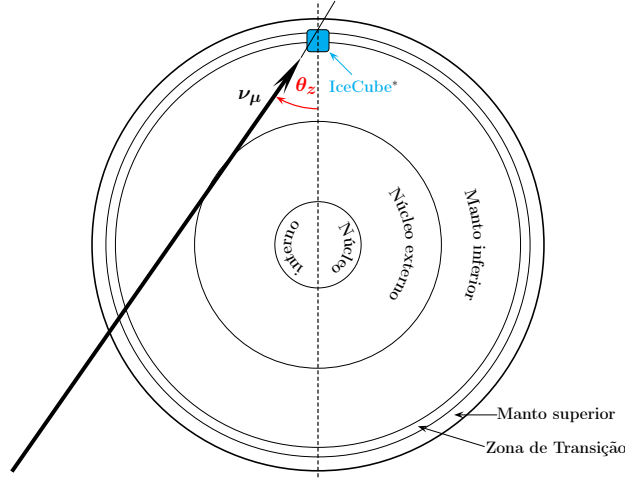


Figura 2.10: Esquema do uso da Terra como filtro no IceCube e direção de chegada dos neutrinos atmosféricos com ângulo zenital *up-going*, θ_z . Também está indicada, em concordância com a Tab. (2.4), as camadas da Terra com diferentes densidades. A profundidade do IceCube não é a real, ver Fig. (2.6).

onde E_ν é a energia do neutrino; θ_z é o ângulo zenital do neutrino em relação ao detector, representado na Fig. (2.10); $\sigma^{CC}(E_\nu)$, $\sigma^{CN}(E_\nu)$ são as seções de choque de corrente carregada e de corrente neutra do neutrino e estão dadas na referência [117]; $x(\theta_z)$ é distância percorrida pelo neutrino e N_e é a densidade número de elétrons do meio que o neutrino atravessa. A Eq. (2.15) supõe 1) igualdade no número de prótons e nêutrons na matéria da Terra, 2) que a Terra é neutra, 3) e que esta expressão é válida para neutrinos de diferentes sabores. O IceCube pode detectar neutrinos de altíssima energia e no caso de neutrinos atmosféricos o intervalo de energias é $10^2 \text{ GeV} < E_\nu < 10^4 \text{ GeV}$ [8]. A Fig. (2.11) representa a probabilidade de transmissão na Terra de um neutrino, Eq. (2.15), chegando com ângulo zenital θ_z . Para fazer esta figura, idealizou-se a Terra com três camadas diferentes concêntricas de densidade constante cada uma – núcleo interno, núcleo externo e manto, ver Fig. (2.10). Na Fig. (2.11) observa-se que os neutrinos que atravessaram a Terra com um ângulo zenital de 0° , indicado pela linha cheia, têm uma probabilidade maior de ser absorvidos quando a energia deles aumenta. Já no caso de neutrinos chegando quase horizontalmente no detector, $\theta_z = 86^\circ$, linha tracejada, propagam-se através da Terra quase sem serem absorvidos. Observar também que para

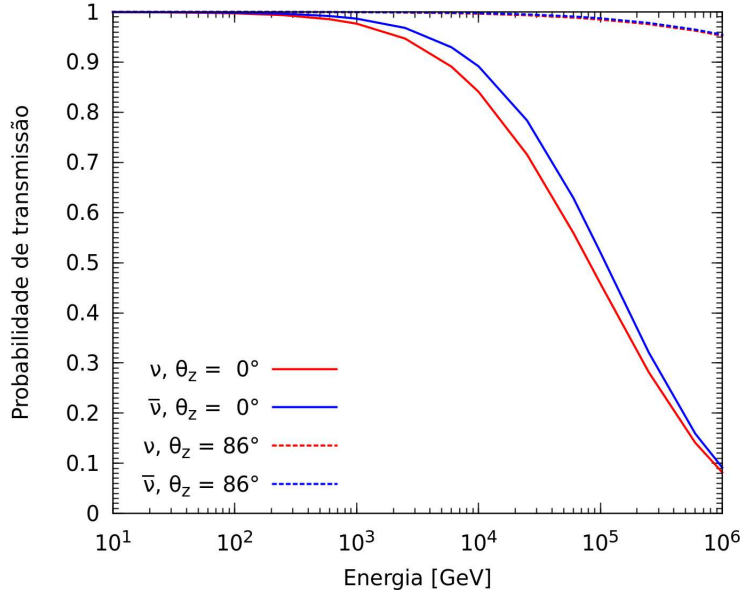


Figura 2.11: Probabilidade de transmissão dos neutrinos na Terra, Eq. (2.15), em função da energia dos neutrinos e o ângulo zenital de chegada deles.

energias entre 10³ GeV e 10⁶ GeV, a probabilidade de transmissão de antineutrinos, linhas azuis, é maior que no caso dos neutrinos, linhas vermelhas. Isto se explica porque a seção de choque dos antineutrinos é menor que no caso do neutrino para $E_\nu < 10^6$ GeV. Para o caso de $E_\nu > 10^6$ GeV as seções de choque dos neutrinos e antineutrinos são iguais implicando que a probabilidade de transmissão, Eq. (2.15), é igual para cada uma destas partículas.

2.2.3 Equação de evolução dos neutrinos na matéria

Como foi discutido anteriormente, o experimento IceCube usa a Terra para filtrar o *background* de múons atmosféricos, assim o fluxo de neutrinos atmosféricos analisados será aquele que se propaga através da Terra antes de chegar ao detector. Um neutrino ao propagar-se através da matéria está submetido a um potencial efetivo que é devido ao espalhamento elástico coerente para frente (do inglês *coherent forward elastic scattering*) com as partículas no meio, elétrons e núcleons [22]. Uma manifestação deste efeito de matéria nas oscilações de neutrinos é o efeito MSW (Mikheyev - Smirnov – Wolfenstein) [120, 121] que induz um aumento

na mistura dos neutrinos e até uma máxima probabilidade de oscilação na matéria mesmo se os ângulos de mistura dos neutrinos no vácuo são pequenos. O efeito de matéria modifica os parâmetros de oscilação dos neutrinos e no caso de mistura entre neutrinos ativos e neutrinos estéreis, as oscilações conduzidas por $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ seriam afetadas pelo efeito MSW quando a energia do neutrino do múon esteja no intervalo de energias analisadas no IceCube, $10^2 \text{ GeV} < E_\nu < 10^4 \text{ GeV}$. A absorção dos neutrinos na Terra é outro efeito que começa a ter relevância quando a energia do neutrino aumenta, $E_\nu > 10^3 \text{ GeV}$.

Para um neutrino nascido com sabor α e detectado com sabor β , a equação de evolução da amplitude de transição de sabor,

$$\psi_{\alpha\beta}(r) = \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(r) \rangle. \quad (2.16)$$

No caso de quatro sabores de neutrinos (os três neutrinos do Modelo Padrão e um neutrino estéril) que se propagam na Terra, podendo ser absorvidos por ela, está descrita pela seguinte fórmula [123]

$$i \frac{d}{dr} \Psi_\alpha(r) = \left[\frac{1}{2E_\nu} \mathbf{U}_{4 \times 4} \mathbf{M}^2 \mathbf{U}_{4 \times 4}^\dagger + \mathbf{V}(r) \right]_{\alpha\beta} \Psi_\beta(r) - \frac{i}{2} \Gamma_{\alpha\alpha}(r) \Psi_\alpha(r), \quad (2.17)$$

onde $\Psi_\alpha(r)$ está dada na Eq. (2.19). A probabilidade que um neutrino nascido com sabor α seja encontrado com sabor β depois de percorrer um comprimento r é

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(r, E) = |\psi_{\alpha\beta}(r)|^2. \quad (2.18)$$

A parte direita da equação de evolução, Eq. (2.17), consiste de duas partes. A primeira parte está contida entre os colchetes e representa a evolução dos estados de sabor, e é achada usualmente nos livros textos, por exemplo a referência [22]. A segunda parte do lado direito, o termo que inclui Γ , descreve a atenuação dos neutrinos na matéria e está relacionada com a probabilidade de transmissão dos neutrinos nela. Este termo é importante para energias do neutrino maiores que 10^3 GeV , ver Fig. (2.11). Os elementos que constituem esta equação, Eq. (2.17), para o caso do $3 + 1$ neutrinos, onde se considera os três neutrinos associados aos três léptons carregados e um neutrino estéril, são:

- O vetor ket está representado por

$$\Psi_\alpha(r) = \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \\ |\nu_s\rangle \end{pmatrix}. \quad (2.19)$$

- A matriz de mistura no modelo 3 + 1 é usualmente parametrizada como [123]

$$U_{4 \times 4} = \mathbf{R}^{34}(\theta_{34}) \mathbf{R}^{24}(\theta_{24}) \mathbf{R}^{14}(\theta_{14}) \mathbf{R}^{23}(\theta_{23}) \mathbf{R}^{13}(\theta_{13}) \mathbf{R}^{12}(\theta_{12}), \quad (2.20)$$

onde supõe-se que todas as fases de violação de CP e de Majorana são nulas.

- A matriz das diferenças dos quadrados das massas é

$$\mathbf{M}^2 = \text{diag}\left(0, \Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2, \Delta m_{41}^2\right). \quad (2.21)$$

- O potencial efetivo sentido pelos neutrinos ao se propagar pela matéria é ⁴

$$\mathbf{V}(r) = \sqrt{2}G_F \text{diag}\left(N_e(r), 0, 0, N_n(r)/2\right), \quad (2.22)$$

o qual depende da densidade número de elétrons, $N_e(r)$, densidade número de nêutrons, $N_n(r)$, e da distância ao detector do neutrino, r . Vamos supor que $N_n(r) = N_p(r)$ [densidade número de prótons] e para meios neutros $N_e = N_p$.

- A matriz atenuação ou o termo associado com a probabilidade de transmissão dos neutrinos na Terra é

$$\mathbf{\Gamma}(r) = \text{diag}\left(\Gamma_e, \Gamma_\mu, \Gamma_\tau, 0\right), \quad (2.23)$$

onde $\Gamma_\alpha = \sigma_{\nu_\alpha p} N_p(r) + \sigma_{\nu_\alpha n} N_n(r)$. $\sigma_{\nu_\alpha p(n)}$ é a seção de choque total (corrente carregada + corrente neutra) dos neutrinos de sabor α ao interagir com os prótons (nêutrons). Para o caso de energias grandes dos neutrinos, 10^3 GeV, o momento transferido

⁴Os neutrinos estéreis não têm nem interações de corrente carregada nem neutra. A forma do potencial efetivo dado na Eq. (2.22) é uma forma de reescrever o potencial $\mathbf{V}(r) = \sqrt{2}G_F \text{diag}\left(N_e(r) - N_n(r)/2, -N_n(r)/2, -N_n(r)/2, 0\right)$.

do neutrino ao núcleo é grande e assim as massas dos léptons carregados nas seções de choque são insignificantes, podendo-se supor que $\Gamma_e = \Gamma_\mu = \Gamma_\tau = \Gamma$. As seções de choque estão na referência [117].

Para descrever a propagação de antineutrinos através da Terra, trabalha-se com a Eq. (2.17) mas inverte-se o sinal do potencial efetivo, $\bar{V}(r) \rightarrow -V(r)$ na Eq. (2.22), e usa-se as seções de choque para antineutrinos.

Para poder pôr limites nos neutrinos estéreis através do experimento IceCube, resolvemos a Eq. (2.17) através de três métodos numéricos usando a linguagem de programação FORTRAN 90 e comparamos os resultados entre eles. Como resultado deste processo escolhemos o procedimento mais rápido computacionalmente como o método a usar para fazer a análise de neutrinos estéreis. Os métodos usados são os seguintes:

- O método de Runge-Kutta de quarta ordem para solucionar a Eq. (2.17). Esta equação requer N_e , para isto usamos a descrição feita do perfil de densidade da Terra no artigo [124] onde a parametrização da densidade número de elétrons na Terra foi feita como

$$N_{e,j}(r) = \alpha_j + \beta_j r^2 + \gamma_j r^4, \quad (2.24)$$

onde os parâmetros α_j , β_j e γ_j estão dados na Tab. (2.4) e a distância radial r está normalizada em relação ao raio da Terra. As unidades de N_e são mol/cm³.

- Outro método consiste em usar o método de Runge-Kutta e consideramos que cada uma das cascas da Terra, Fig. (2.10), têm uma densidade número de elétrons constante. N_e está dado na expressão (2.25). Com este método continuamos solucionado a equação diferencial Eq. (2.17) numericamente.
- Outra abordagem foi considerar a aproximação *slab approximation* [22] e a sub-rotina *zgeev* da biblioteca *LAPACK* para diagonalizar matrizes. A *slab approximation* se pode usar quando a densidade se pode aproximar para uma série de placas com densidade constante onde em cada uma destas placas os estados de neutrinos massivos na matéria

se propagam como ondas planas. Nos limites de cada uma das placas se juntam as soluções na base de sabor.

j	Casca	$[r_{j-1}, r_j]$	α_j	β_j	γ_j
1	Núcleo interno	$[0, 0, 192]$	6,099	-4,119	0,000
2	Núcleo externo	$[0, 192, 0, 546]$	5,803	-3,653	-1,086
3	Manto inferior	$[0, 546, 0, 895]$	3,156	-1,459	0,280
4	Zona de Transição	$[0, 895, 0, 937]$	-5,376	19,210	-12,520
5	Manto superior	$[0, 937, 1]$	11,540	-20,280	10,410

Tabela 2.4: Valores dos parâmetros da parametrização dada na Eq. (2.24). Esta equação dá densidade número de elétrons para cada uma das cinco cascas da Terra. A distância radial r está normalizada em relação ao raio da Terra. As unidades de N_e são mol/cm^3 . Tabela tomada da referência [124].

O código mais rápido é no caso da *slab approximation*. Não observamos uma diferença significativa entre considerar 4 ou 5 cascas para o perfil de densidade da Terra. Então por motivos de rapidez computacional, consideramos a Terra com 4 cascas. Consideramos as cascas Zona de Transição e Manto superior, na Fig. (2.15) e na Tab. (2.4), como uma só casca. A densidade número de elétron, $[N_e] = \text{mol}/\text{cm}^3$, constante no caso de 4 cascas com as quais nós trabalhamos são:

$$\frac{N_e}{N_A} = \{6,05 \text{ (N. interno); } 5,24 \text{ (N. externo); } 2,47 \text{ (M. inferior); } 1,78 \text{ (M. superior)}\}, \quad (2.25)$$

onde N_A é o número de Avogadro.

2.2.4 Probabilidade de sobrevivência do ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$

Nas Figs. (2.12) a (2.21) apresentamos diferentes probabilidades de sobrevivência de neutrinos do múon obtidas através de nosso código considerando variações na Eq. (2.17). As figuras serão apresentadas em função da energia para $\cos \theta_z = -1$ e em função da energia e

de $\cos \theta_z$ na forma de curvas de níveis ⁵. O objetivo desta parte é mostrar que as soluções da Eq. (2.17) achadas pelo código funcionam corretamente.

Mistura de dois neutrinos no vácuo

As probabilidades de sobrevivência nas Figs. (2.12) e (2.13) são para o caso de mistura de dois neutrinos ativos e correspondem a supor que a Terra é uma esfera sem matéria, oca, e os neutrinos propagam-se no vácuo através dela. Para obter esta figura solucionamos a Eq. (2.17) sem considerar os termos de matéria, atenuação, sem neutrinos estéreis e considerando os seguintes valores para os parâmetros de oscilação $\sin^2 2\theta_{13} = 0,095$, $\sin^2 2\theta_{23} = 0,95$, $\Delta m_{21}^2 = 0 \text{ eV}^2$ e $\Delta m_{31}^2 = 2,43 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. Não é necessário impor a condição que não temos matéria pois se θ_{13} é nula corresponde ao caso da propagação no vácuo. A importância de θ_{13} fica em evidência na seguinte subseção onde falaremos de propagação de neutrinos ativos na matéria. Este é o caso de mistura de dois neutrinos porque estamos considerando que não temos neutrinos estéreis e porque a diferença do quadrado das massas entre os estados de massa m_1 e m_2 é nula $\Delta m_{21}^2 = 0$. As Figs. (2.12) representam as variações da probabilidade de sobrevivência com a energia do neutrino para $\cos \theta_z = -1$. As Figs. (2.13) representam como muda este padrão da probabilidade ao mudar o ângulo zenital do neutrino. As Figs. (2.12a) e (2.13a) são para o caso de neutrinos e as Figs. (2.12b) e (2.13b) são para antineutrinos.

Valendo-nos do comprimento de oscilação para o caso de oscilações de dois neutrinos no vácuo, ver livro texto [22], podemos determinar a energia do neutrino para a qual na probabilidade de sobrevivência tem seu primeiro máximo (de direita para esquerda),

$$E = \left(\frac{L}{1 \text{ km}} \right) \left(\frac{\Delta m^2}{1 \text{ eV}^2} \right) \left(\frac{1}{2,47} \right) \text{ GeV}. \quad (2.26)$$

Para isto supomos um comprimento de oscilação igual ao diâmetro da Terra, $L = 2 \times (6371) \text{ km}$ (ou $\cos(\theta_z) = -1$) e $\Delta m^2 \sim 2,43 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. Assim, o primeiro máximo acontece

⁵Nas figuras apresentamos o $\cos(\theta_z)$ negativo pois é a forma como IceCube exibe os resultados deles. Observar que $\cos(\theta_z) = -1$ indica que o neutrino chegou com $\theta_z = 0$ no sentido debaixo para cima, ver Fig. (2.10) para uma melhor compreensão.

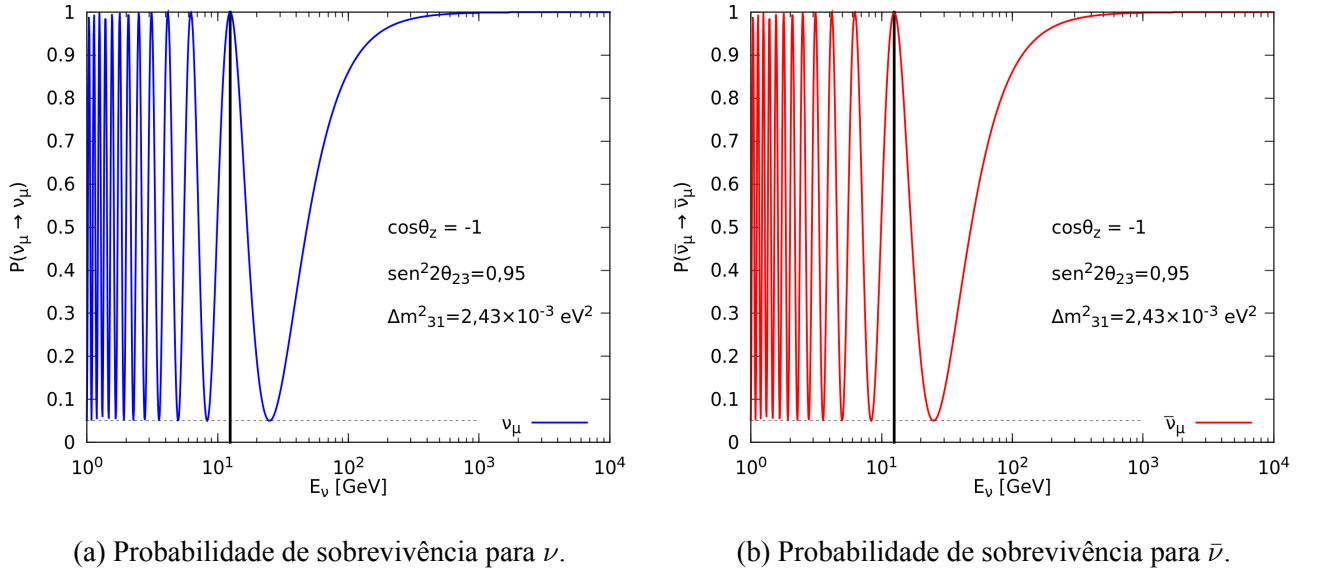


Figura 2.12: Probabilidades de sobrevivência no vácuo em função da energia do neutrino para $\cos \theta_z = -1$. A linha vertical negra representa o valor da energia para a qual acontece o primeiro máximo (de direita para esquerda) na probabilidade de sobrevivência, $E_\nu = 12,53$ GeV. A linha tracejada horizontal negra representa a amplitude da oscilação, dada por $\sin^2 2\theta_{23}$, e está a uma altura de $0,95(0,05)$ em relação a $1(0)$. Os valores dos outros parâmetros de oscilação são: $\Delta m_{21}^2 = 0$ eV² e $\sin^2 2\theta_{13} = 0,095$.

para uma energia do neutrino de $12,53$ GeV a qual está em concordância com o resultado do código, ver linha vertical negra na Figs. (2.12) e faixa vermelha para $\cos(\theta_z) = -1$ na Figs. (2.13). Uma característica deste caso, oscilação no vácuo para neutrinos e antineutrinos, é que as probabilidades de sobrevivência de ν e $\bar{\nu}$ devem ser iguais e independentes se a matriz de mistura é real ou complexa. Este comportamento está presente nas Figs. (2.12) e (2.13). A linha tracejada horizontal negra representa a amplitude da oscilação, dada por $\sin^2 2\theta_{23}$, e está a uma altura de $0,95(0,05)$ em relação a $1(0)$.

Mistura de dois neutrinos ativos na matéria

Para descrever a propagação dos neutrinos na matéria, por exemplo a Terra, temos que ter em conta que eles sentem um potencial efetivo devido à interação coerente com ela, Eq. (2.17).

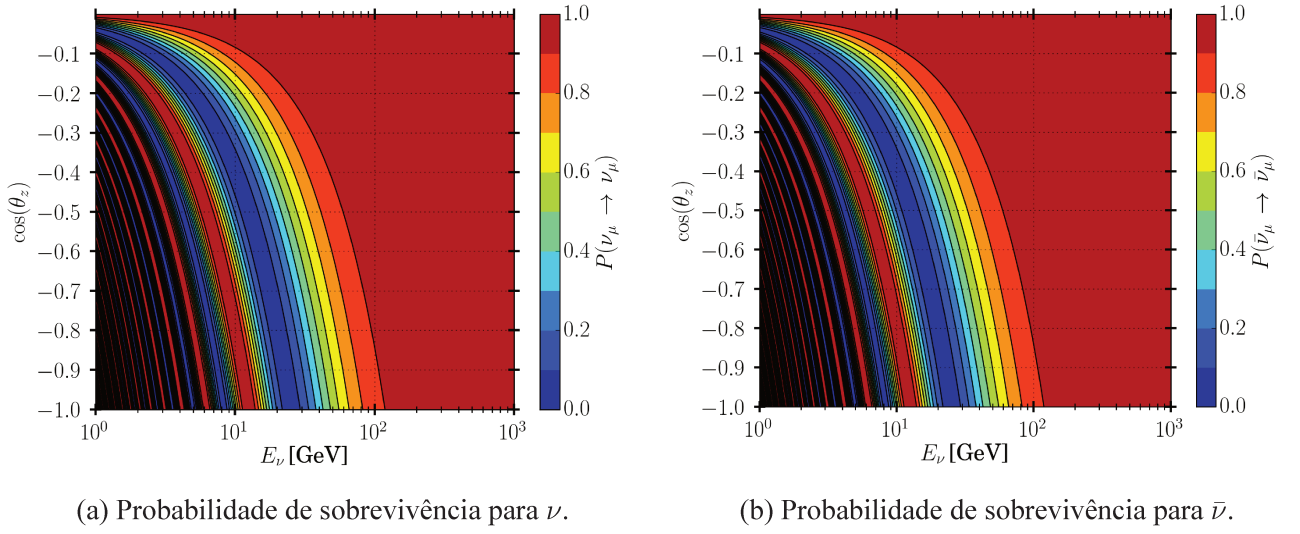


Figura 2.13: Probabilidades de sobrevivência no vácuo em função da energia do neutrino e $\cos(\theta_z)$ obtidas usando nosso código. Os parâmetros de oscilação são $\sin^2 2\theta_{13} = 0,095$, $\sin^2 2\theta_{23} = 0,95$, $\Delta m_{21}^2 = 0 \text{ eV}^2$ e $\Delta m_{31}^2 = 2,43 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$.

Este potencial efetivo modifica os parâmetros de oscilação, Δm^2 e os ângulos de mistura, fazendo que estes adquiram um valor efetivo na matéria. No formalismo de mistura de dois neutrinos (ν), estes parâmetros de oscilação efetivos são [22]:

$$\tan(2\theta_M) = \frac{\tan(2\theta)}{1 - \frac{N_e}{N_e^R}} \quad \text{e} \quad (2.27)$$

$$\Delta m_M^2 = \sqrt{(\Delta m^2 \cos 2\theta - 2\sqrt{2}E_\nu G_F N_e)^2 + (\Delta m^2 \sin 2\theta)^2}, \quad (2.28)$$

onde

$$N_e^R = \frac{\Delta m^2 \cos(2\theta)}{2\sqrt{2}E_\nu G_F}. \quad (2.29)$$

Se a densidade do meio é igual a densidade de ressonância, $N_e = N_e^R$, o ângulo de mistura efetivo, Eq. (2.27), é igual a $\pi/4$, indicando uma mistura máxima dos dois neutrinos, o efeito MSW (Mikheev, Smirnov e Wolfenstein) [120, 121]. Notar que a densidade de ressonância não é fixa; ela depende da energia do neutrino.

No caso de antineutrinos os parâmetros de oscilação efetivos na matéria estão

dados por:

$$\tan(2\theta_M) = \frac{\tan(2\theta)}{1 + \frac{N_e}{N_e R}} \quad \text{e} \quad (2.30)$$

$$\Delta m_M^2 = \sqrt{(\Delta m^2 \cos 2\theta + 2\sqrt{2}E_\nu G_F N_e)^2 + (\Delta m^2 \sin 2\theta)^2}, \quad (2.31)$$

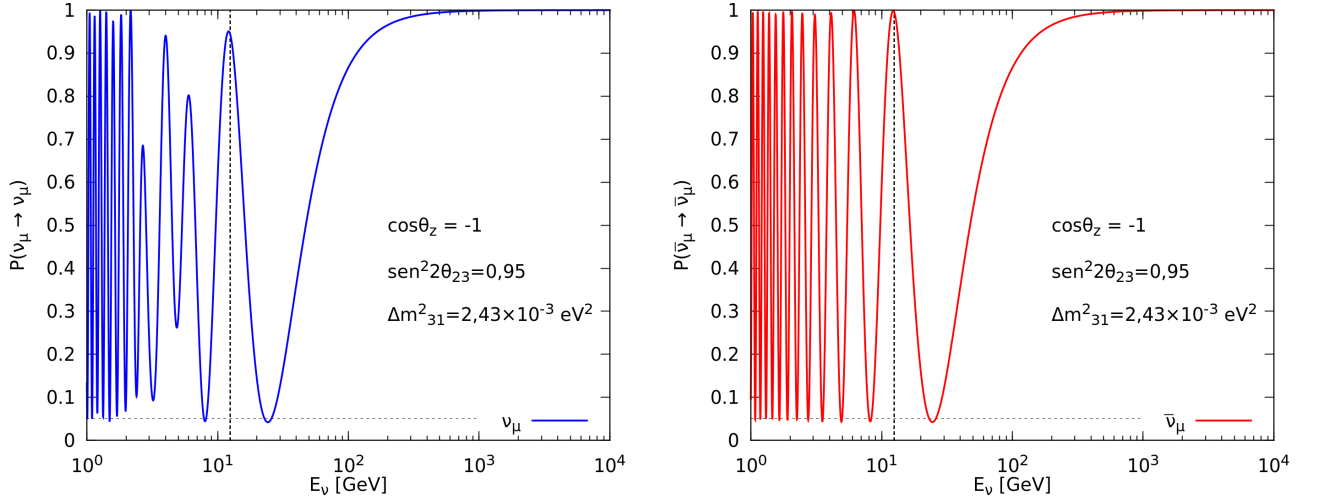
onde o potencial efetivo na matéria tem o sinal invertido em relação ao caso dos neutrinos, $2\sqrt{2}G_F N_e \rightarrow -2\sqrt{2}G_F N_e$. Neste caso de antineutrinos, não temos uma combinação de N_e e E_ν para produzir uma ressonância, o denominador da Eq. (2.30) nunca é nulo.

Adicionalmente, a existência da região de ressonância não só depende de se temos ν ou $\bar{\nu}$ mas também do ângulo de mistura no vácuo, θ , e do sinal de Δm^2 . No caso de neutrinos (ν) e $\Delta m^2 > 0$, se θ é menor que $\pi/4$ implica que $\cos 2\theta > 0$ e a existência da região de ressonância; entretanto se $\theta > \pi/4$ não existe região de ressonância pois $\cos 2\theta < 0$. Para antineutrinos e $\Delta m^2 > 0$ acontece o contrario, se $\theta < \pi/4$ ($\cos 2\theta > 0$) não há ressonância, não obstante se $\theta > \pi/4$ ($\cos 2\theta < 0$) existe região de ressonância. Se $\Delta m^2 < 0$ fica tudo invertido.

No caso de mistura de dois neutrinos, as Figs. (2.14) representam as probabilidades de sobrevivência do neutrino do múon na matéria em função da energia do neutrino para $\cos \theta_z = -1$. Para obter estas figuras não consideramos atenuação nem neutrinos estereis. Consideramos que $\Delta m_{21}^2 = 0 \text{ eV}^2$, $\Delta m_{31}^2 = 2,43 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{13} = 0,095$, $\sin^2 2\theta_{12} = 0,85$ e $\sin^2 2\theta_{23} = 0,95$.

Ao comparar oscilações na matéria, Figs. (2.14), com oscilações no vácuo, Fig. (2.12), observamos que o efeito do potencial efetivo na matéria é mudar a amplitude de oscilação (a linha tracejada horizontal nas Figs. (2.14) representa a amplitude de oscilação no vácuo) e o valor da energia para o primeiro máximo (de esquerda para direita), a linha tracejada vertical representa o primeiro máximo no vácuo. Outra característica é que as probabilidades para neutrinos, Fig. (2.14a), e para antineutrinos, Fig. (2.14b), não são iguais. Estes efeitos eram esperados porque para o caso de oscilações de dois neutrinos temos mudanças nos parâmetros de oscilação devido aos efeitos de matéria, Eqs. (2.27) - (2.31).

A mudança na amplitude de oscilação nas Figs. (2.14) não é um efeito devido



(a) Probabilidade de sobrevivência na matéria para ν . (b) Probabilidade de sobrevivência na matéria para $\bar{\nu}$.

Figura 2.14: Probabilidades de sobrevivência na matéria para a mistura de dois neutrinos em função da energia do neutrino para $\cos \theta_z = -1$. Não consideramos atenuação nem neutrinos estereis e consideramos que $\Delta m_{21}^2 = 0 \text{ eV}^2$. A linha tracejada vertical negra é uma linha de referência e corresponde ao valor da energia, $E_\nu = 12,53 \text{ GeV}$, para a qual acontece o primeiro máximo (de direita para esquerda) para oscilações no vácuo, ver Figs. (2.12). A linha tracejada horizontal negra é uma linha de referência e representa a amplitude da oscilação, $\text{sen}^2 2\theta_{23} = 0,95$, no vácuo. Consideramos que $\text{sen}^2 2\theta_{13} = 0,095$.

ao potencial efetivo na matéria sobre o ângulo de mistura θ_{23} , pois a matriz de rotação associada com este ângulo comuta com a matriz do potencial efetivo na matéria. Como não estamos considerando neutrinos estéreis, a matriz de mistura dada pela Eq. (2.20) reduz-se para $U = R^{23} R^{13} R^{12}$ e o potencial efetivo na matéria neste caso, Eq. (2.22), é $V(r) = \sqrt{2} G_F \text{diag}(N_e(r), 0, 0)$. Portanto podemos redefinir uma nova amplitude de transição $\tilde{\Psi}_\alpha = R^{23\dagger} \Psi_\alpha$ sem mudar a equação de evolução, pois $R^{23\dagger} V R^{23} = V$. Também não é um efeito do ângulo de mistura θ_{12} , pois estamos considerando que a matriz dada pela Eq. (2.21) tem a forma $M^2 = \text{diag}(0, 0, \Delta m_{31}^2)$ logo $R^{13} R^{12} M^2 R^{12\dagger} R^{13\dagger} = R^{13} M^2 R^{13\dagger}$. Assim, a amplitude de oscilação nas Figs. (2.14) muda porque θ_{13} passa ter um valor efetivo na matéria devido as interações coerentes dos neutrinos com ela.

Podemos nos auxiliar da densidade na Eq. (2.29) para estimar a energia do neutrino que conduz ao efeito MSW. Para isto supomos que a Terra está constituída unicamente por uma camada de densidade constante, Eq. (2.29). A finalidade desta suposição é poder comparar os resultados de nosso código com uma estimativa que provém do caso de mistura de dois neutrinos. Na Tab. (2.5) apresentamos os valores das energias do neutrino para os valores das densidades dadas pelo vetor Eq. (2.25). Temos que o efeito MSW acontecerá para

N_e^R/N_A	E_ν
mol/cm ³	GeV
6,05	2,50
5,24	2,90
2,47	6,13
1,78	8,51

Tabela 2.5: Energias dos neutrinos dada pela Eq. (2.29) para as quais aconteceria o efeito MSW na Terra na aproximação de mistura de dois sabores de neutrinos. Também supomos que a Terra está composta de uma única camada de densidade constante cujos valores estão dados pelo vetor Eq. (2.25). Os parâmetros relevantes são $\Delta m_{31}^2 \sim 2,43 \text{ eV}^2$ e $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,095$ [23].

energias do neutrino inferiores de 10 GeV.

Nas Figs. (2.15) está representado a probabilidade de sobrevivência obtida através de nosso código para neutrinos do múon e considerando unicamente o efeito de matéria – nesta figura estão desligados os efeitos de neutrinos estéreis e de atenuação dos neutrinos na matéria. A densidade da Terra varia e os valores para cada camada estão no vetor Eq. (2.25). A Fig. (2.15a) é para o caso de ν_μ e a Fig. (2.15b) é para o caso de $\bar{\nu}_\mu$. Das figuras temos que o efeito de matéria muda com mais intensidade a probabilidade de sobrevivência para ν_μ que para $\bar{\nu}_\mu$. No caso de neutrinos, Fig. (2.15a), aprecia-se que as mudanças acontecem para energias inferiores de 10 GeV e para diferentes ângulos zenitais. Para apreciar melhor

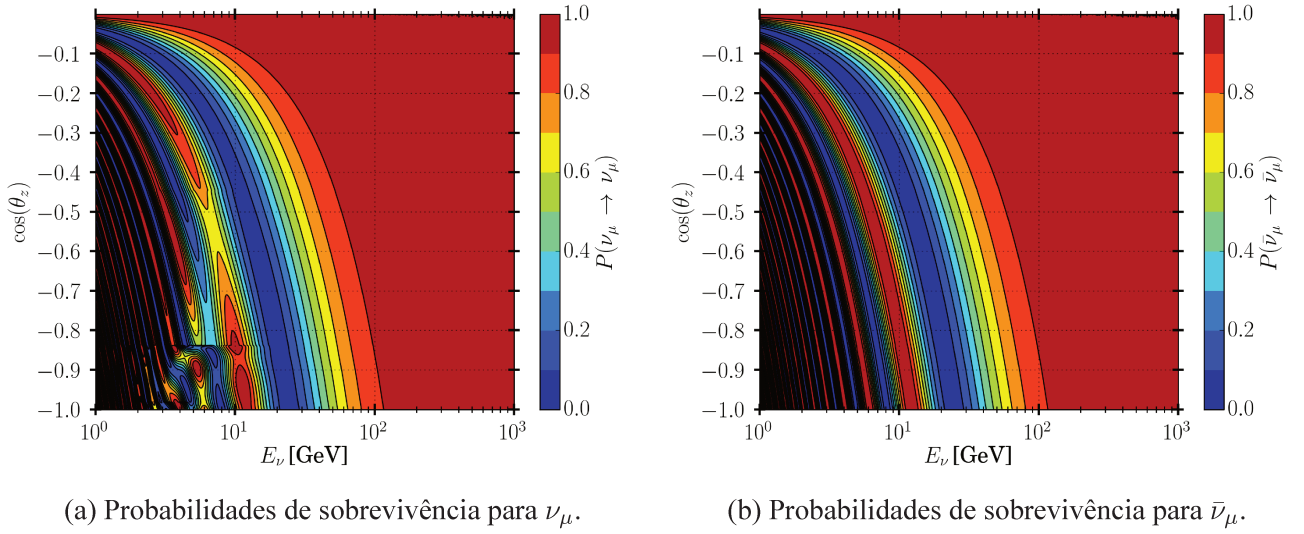


Figura 2.15: Probabilidades de sobrevivência para neutrinos do múon considerando mistura de três neutrinos e o efeito de matéria. Probabilidades obtidas ao solucionar numericamente a Eq. (2.17).

as mudanças devido ao efeito de matéria, calculamos a seguinte razão:

$$\frac{P(\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu))^M - P(\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu))^V}{P(\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu))^M + P(\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu))^V}, \quad (2.32)$$

onde $P(\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu))^M$ é a probabilidade de sobrevivência na matéria, Figs. (2.15), e $P(\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu))^V$ é a probabilidade de sobrevivência no vácuo, Figs. (2.13). Esta razão, Eq. (2.32), está apresentada nas Figs. (2.16). A Fig. (2.16a) é para neutrinos e a Fig. (2.16b) é para antineutrinos. Da escala de cores temos:

- A cor verde amarelo contém o valor zero da razão e poderíamos considerar que quase não temos o efeito de matéria, $P(\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu))^M \approx P(\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu))^V$.
- Para a cor vermelho, quando a razão tem o valor de 1, a probabilidade de sobrevivência no vácuo é nula, $P(\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu))^V = 0$ mas o efeito de matéria minimiza esta conversão de sabor máxima, $P(\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu))^M \neq 0$.
- Para a cor azul (ou razão negativa) é quando a probabilidade de sobrevivência no vácuo é diferente de zero, $P(\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu))^V \neq 0$ mas a probabilidade de sobrevivência

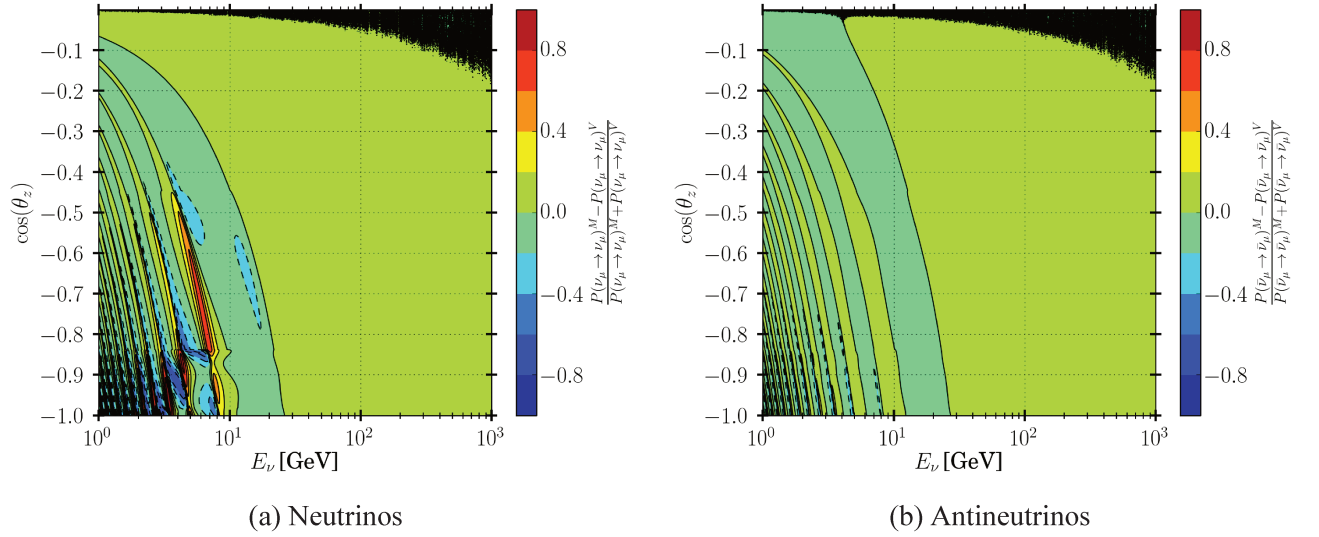


Figura 2.16: Razão entre a diferença da probabilidade de sobrevivência na matéria com a probabilidade de sobrevivência no vácuo e a soma da probabilidade de sobrevivência na matéria com a probabilidade de sobrevivência no vácuo, Eq. (2.32), em função da energia do neutrino e do ângulo zenital.

na matéria é nula, $P(\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu))^M = 0$, quer dizer, o efeito de matéria maximiza a conversão de sabor.

Então, das Figs. (2.16) temos que o efeito de matéria é mais forte para ν_μ que para $\bar{\nu}_\mu$. A faixa negra no canto superior direito o um defeito, não tem significado físico.

As probabilidades de oscilação dos neutrinos e dos antineutrinos na matéria são diferentes. Isto implica que a matéria induz efeitos de violação de CP. Isto acontece porque a matéria está constituída de partículas e não de antipartículas. Esta violação de CP não está relacionada com a violação de CP do setor leptônico do Modelo Padrão.

Mistura entre neutrinos ativos e estéreis no vacuo e na matéria

Nas Figs. (2.17) estão as probabilidades de sobrevivência de ν_μ no vácuo em função da energia do neutrino para uma distância igual ao diâmetro da Terra ($\cos \theta_z = -1$) e para valores dos parâmetros de oscilação de $(\Delta m_{31}^2; \sin^2 2\theta_{23}) = (2,43 \times 10^{-3} \text{ eV}^2; 0,95)$,

$(\Delta m_{41}^2; \sin^2 2\theta_{24}) = (0, 1 \text{ eV}^2; 0, 1)$. A Fig. (2.17a) é obtida usando a probabilidade Eq. (1.21), mistura de dois neutrinos, neste caso um neutrino ativo e um neutrino estéril. A linha azul (vermelha) corresponde a oscilações dominantes pela escala atmosférica (estéril), $\Delta m_{31}^2 (\Delta m_{41}^2)$. A Fig. (2.17b) é a probabilidade de sobrevivência obtida usando nosso código. As linhas tracejadas horizontais correspondem aos valores da amplitude de oscilação sem neutrinos estéreis. As linhas tracejada vertical azul e vermelha indicam a energia do primeiro máximo (da direita para esquerda), Eq. (2.26). A linha vertical verde na Fig. (2.17b) em $E_\nu = 100 \text{ GeV}$ corresponde à energia mínima de IceCube-79.

O efeito de introduzir um novo neutrino com $\Delta m_{41}^2 > \Delta m_{31}^2$ é modificar as oscilações para energias abaixo de 100 GeV, dominar a probabilidade de oscilação para energias acima de 100 GeV e modificar a amplitude de oscilação. A probabilidade de oscilação no vácuo, Eq. (1.3), para o caso de $\alpha = \beta = \nu_\mu$, $\Delta m_{21}^2 = 0 \text{ eV}^2$ e $\Delta m_{41}^2 > \Delta m_{31}^2$ se pode escrever como

$$\begin{aligned}
 P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}(L, E) = & 1 - 4 \left[|U_{\alpha 4}|^2 (1 - |U_{\alpha 4}|^2) \sin^2 \left(\frac{1, 27 \Delta m_{41}^2 L}{E_\nu} \right) \right] + \\
 & - 4 \left[|U_{\alpha 3}|^2 (1 - |U_{\alpha 4}|^2 - |U_{\alpha 3}|^2) \sin^2 \left(\frac{1, 27 \Delta m_{31}^2 L}{E_\nu} \right) \right], \quad (2.33)
 \end{aligned}$$

onde as unidades são: L em km, $\Delta m_{41(31)}^2$ em eV^2 e E_ν em GeV. Para $E_\nu \sim (1, 27 \Delta m_{31}^2 L)$ o argumento $1, 27 \Delta m_{41}^2 L / E_\nu$ é grande logo $\sin^2(1, 27 \Delta m_{41}^2 L / E_\nu)$ oscila muito rápido. Isto se pode ver pela curva vermelha na Fig. (2.17a) e pela faixa na Fig. (2.17b) para energia abaixo de 100 GeV. Para energia $E_\nu \sim (1, 27 \Delta m_{41}^2 L)$ o argumento $1, 27 \Delta m_{31}^2 L / E_\nu$ é pequeno logo $\sin^2(1, 27 \Delta m_{31}^2 L / E_\nu)$ é nulo e a probabilidade de sobrevivência passa ser dominada pela escala de neutrinos estéreis, isto se pode ver pela linha azul na Fig. (2.17a) e pelo comportamento oscilatório tipo mistura de dois neutrinos na Fig. (2.17b) para energias em torno de 1000 GeV. A amplitude de oscilação é modificada pois o termo $|U_{\alpha 3}|^2 (1 - |U_{\alpha 4}|^2 - |U_{\alpha 3}|^2)$ depende dos ângulos de mistura do neutrino estéril.

Para energias em torno de 100 GeV, a energia mínima do IceCube-79, corresponde a uma região de transição entre o domínio da escala atmosférica e a escala estéril. Por conseguinte se tem que considerar a escala atmosférica na análise de IceCube-79. Em nossa

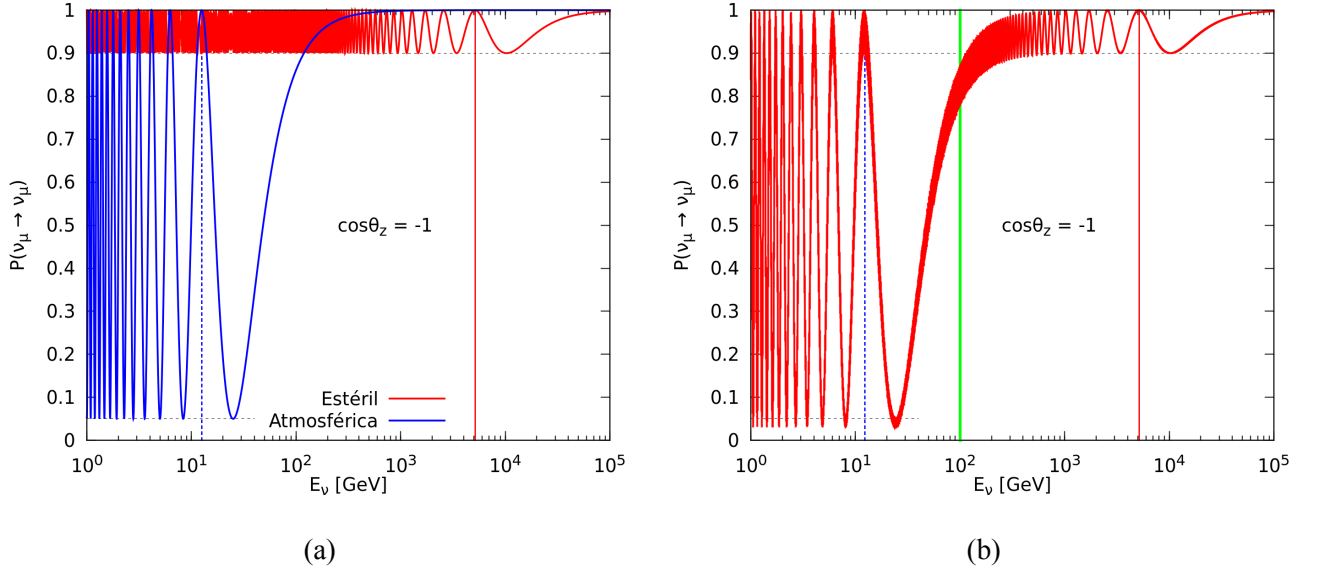


Figura 2.17: Probabilidades de sobrevivência de ν_μ no vácuo em função da energia do neutrino para uma distância de igual ao diâmetro da Terra. As probabilidades no lado esquerdo são obtidas usando a mistura de 2 neutrinos, Eq. (1.21): a linha azul corresponde a escala atmosférica $(\Delta m_{31}^2; \sin^2 2\theta_{23}) = (2, 43 \times 10^{-3} \text{ eV}^2; 0, 95)$, a linha vermelha é para escala estéril $(\Delta m_{41}^2; \sin^2 2\theta_{24}) = (0, 1 \text{ eV}^2; 0, 1)$. No lado direito está a solução de nosso código do modelo 3 + 1 usando unicamente os valores dos parâmetros da Fig. (a). As linhas tracejadas horizontais correspondem os valores da amplitude de oscilação sem neutrinos estéril. As linhas tracejada vertical azul e vermelha indicam a energia do primeiro máximo (da direita para esquerda), Eq. (2.26). A linha vertical verde na Fig. (b) em $E_\nu = 100$ GeV corresponde a energia mínima de IceCube-79.

análise de IceCube consideramos todos os parâmetros de oscilação.

Estudaremos o efeito de matéria no caso de neutrinos estéreis. Para este caso consideraremos que 1) temos mistura de dois neutrinos, entre o neutrino do múon e um neutrino estéril porque quando fizermos a análise de neutrinos estéreis no IceCube queremos restringir os parâmetros de oscilações de neutrinos estéreis nos dados publicados por IceCube de neutrinos de múons, e 2) que a densidade na Terra é constante. Vamos considerar que a densidade de prótons e nêutrons são iguais, $N_p = N_n$, e que a matéria é neutra, $N_e = N_p$. Devido

a que os neutrinos do múon interagem com a matéria da Terra através das interações de corrente neutra, ver rodapé na página 68, o potencial efetivo para este caso é $-\sqrt{2}E_\nu G_F N_n$ e como a matéria é neutra o potencial efetivo fica $-\sqrt{2}E_\nu G_F N_e$. Conforme visto na seção **Mistura de dois neutrinos ativos na matéria**, página 72, neste caso como o potencial é negativo, não existe ressonância para neutrinos mas existe ressonância para antineutrinos pois $V_{\text{antineutrinos}} = -V_{\text{neutrinos}}$.

Devido a interação coerente com a matéria, o ângulo de mistura no vácuo, θ , e Δm^2 adquirem valores efetivos na matéria. Para neutrinos, as Eqs. (2.27) e (2.28) para este caso ficam

$$\tan(2\theta_M) = \frac{\tan(2\theta)}{1 + \frac{N_e}{N_e^R}} \quad \text{e} \quad (2.34)$$

$$\Delta m_M^2 = \sqrt{(\Delta m^2 \cos 2\theta + \sqrt{2}E_\nu G_F N_e)^2 + (\Delta m^2 \sin 2\theta)^2}. \quad (2.35)$$

Para antineutrinos as Eq. (2.30) e (2.31) mudam para, note a mudança de sinal no termo do potencial,

$$\tan(2\theta_{\bar{M}}) = \frac{\tan(2\theta)}{1 - \frac{N_e}{N_e^R}} \quad \text{e} \quad (2.36)$$

$$\Delta m_{\bar{M}}^2 = \sqrt{(\Delta m^2 \cos 2\theta - \sqrt{2}E_\nu G_F N_e)^2 + (\Delta m^2 \sin 2\theta)^2}, \quad (2.37)$$

onde

$$N_e^R = \frac{\Delta m^2 \cos(2\theta)}{\sqrt{2}E_\nu G_F}. \quad (2.38)$$

Devido a que a densidade é constante a probabilidade de oscilação na matéria tem a mesma forma que a probabilidade de oscilação no vácuo, Eq. (1.21), mas com a diferença que os parâmetros de oscilação têm valores efetivos na matéria. Assim a probabilidade de sobrevivência para neutrinos é

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu} = 1 - \sin^2 2\theta_M \sin^2 \left(\frac{1,267 \Delta m_M^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} \right). \quad (2.39)$$

com

$$\sin 2\theta_M = \frac{\Delta m^2 \sin 2\theta}{\Delta m_M^2}. \quad (2.40)$$

Para antineutrinos

$$P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu} = 1 - \sin^2 2\theta_{\overline{M}} \sin^2 \left(\frac{1,267 \Delta m_{\overline{M}}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} \right). \quad (2.41)$$

com

$$\sin 2\theta_{\overline{M}} = \frac{\Delta m^2 \sin^2 2\theta}{\Delta m_{\overline{M}}^2}. \quad (2.42)$$

Uma dedução formal da probabilidade de oscilação entre dois neutrinos e para o caso de densidade constante se pode achar no livro texto [22].

No caso de densidade constante, as Figs. (2.18) representam a probabilidade de sobrevivência para uma mistura entre dois neutrinos, ν_μ e um neutrino estéril, em função da energia do neutrino. A Fig. (2.18a) é para neutrinos e a Fig. (2.18b) é para antineutrinos. Consideramos que o neutrino percorre uma distância igual ao diâmetro da Terra, $\cos \theta_z = -1$. O caso de $N_e = 6,05 N_A$ ($1,78 N_A$) está representado pela linha cheia azul (vermelha). A linha tracejada negra é para o caso de uma propagação no vácuo. Os parâmetros de oscilação estão dados nesta figura.

As Figs. (2.18) apresentam as seguintes características:

- A conversão de sabor é maior para antineutrinos que para neutrinos. Isto é devido ao efeito de matéria.
- Para energias baixas as probabilidades de sobrevivência para ν e $\bar{\nu}$ oscilam rapidamente e atingem o valor do vácuo. Existe uma energia tal que $\sqrt{2}E_\nu G_F N_e < \Delta m^2 \cos 2\theta$ portanto nas Eqs. (2.35) e (2.37) $\Delta m_{\overline{M}}^2$, e $\Delta m_M^2 \rightarrow \Delta m^2$ e nas Eqs. (2.40) e (2.42) $\sin 2\theta_{\overline{M}}$ e $\sin 2\theta_M \rightarrow \sin^2 2\theta$. Adicionalmente os argumentos oscilatórios $1,267 \Delta m_{\overline{M}}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}] / E [\text{GeV}]$ são grandes logo as probabilidades oscilam muito.
- Para energia alta as probabilidades de sobrevivência não oscilam, são iguais a 1. Este efeito é devido a que a amplitude de oscilação efetiva, Eqs. (2.40) e (2.42), aproxima-se de zero quando a energia aumenta. Se a densidade do meio aumenta, a energia para que não aconteçam oscilações é menor.

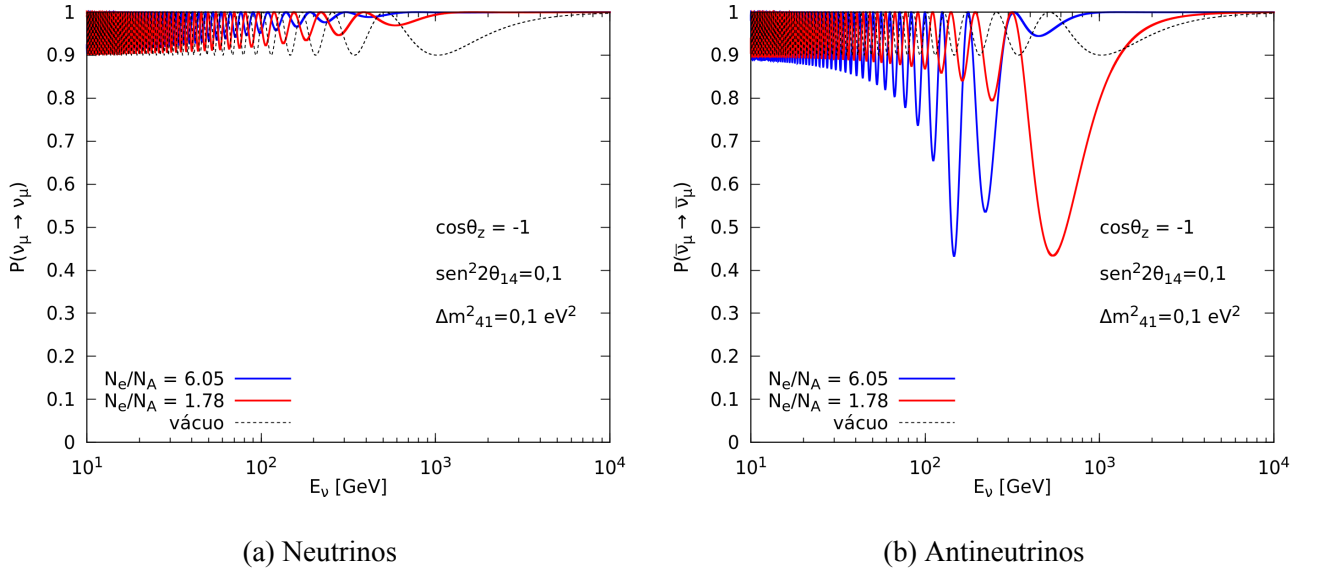


Figura 2.18: A probabilidade de sobrevivência em função da energia do neutrino para o caso de mistura entre dois neutrinos, ν_μ e um neutrino estéril, densidade constante e o neutrino percorre uma distância igual ao diâmetro da Terra, $\cos\theta_z = -1$. O caso de $N_e = 6,05 N_A$ ($1,78 N_A$) está representado pela linha cheia azul (vermelha). A linha tracejada negra é para o caso de uma propagação no vácuo. Os parâmetros de oscilação estão dados nesta figura.

Nas Fig. (2.19) e (2.20) apresentamos o comportamento da probabilidade de sobrevivência em função da energia do neutrino e do ângulo zenital para o modelo 3 + 1. Estas probabilidades são obtidas usando nosso código considerando todas as camadas de densidade da Terra e sem considerar o termo de atenuação dos neutrinos na matéria. A Fig. (2.19) é para o caso quando o neutrino percorre uma distancia igual ao diâmetro da Terra e este caso está representado nas Fig. (2.20) quando $\cos\theta_z = -1$.

Das Figs. (2.19) e (2.20) observamos que o efeito de matéria afeta fortemente os antineutrinos no intervalo de energias da detecção de neutrinos no IceCube, 100 GeV até 10000 GeV. Também observamos que o efeito da matéria sobre os neutrinos estéreis abrange quase todos os ângulos zenitais. Assim o efeito de introduzir um neutrino estéril é mudar o sinal dos neutrinos do múon detectados no IceCube e é este o motivo de usarmos o experimento

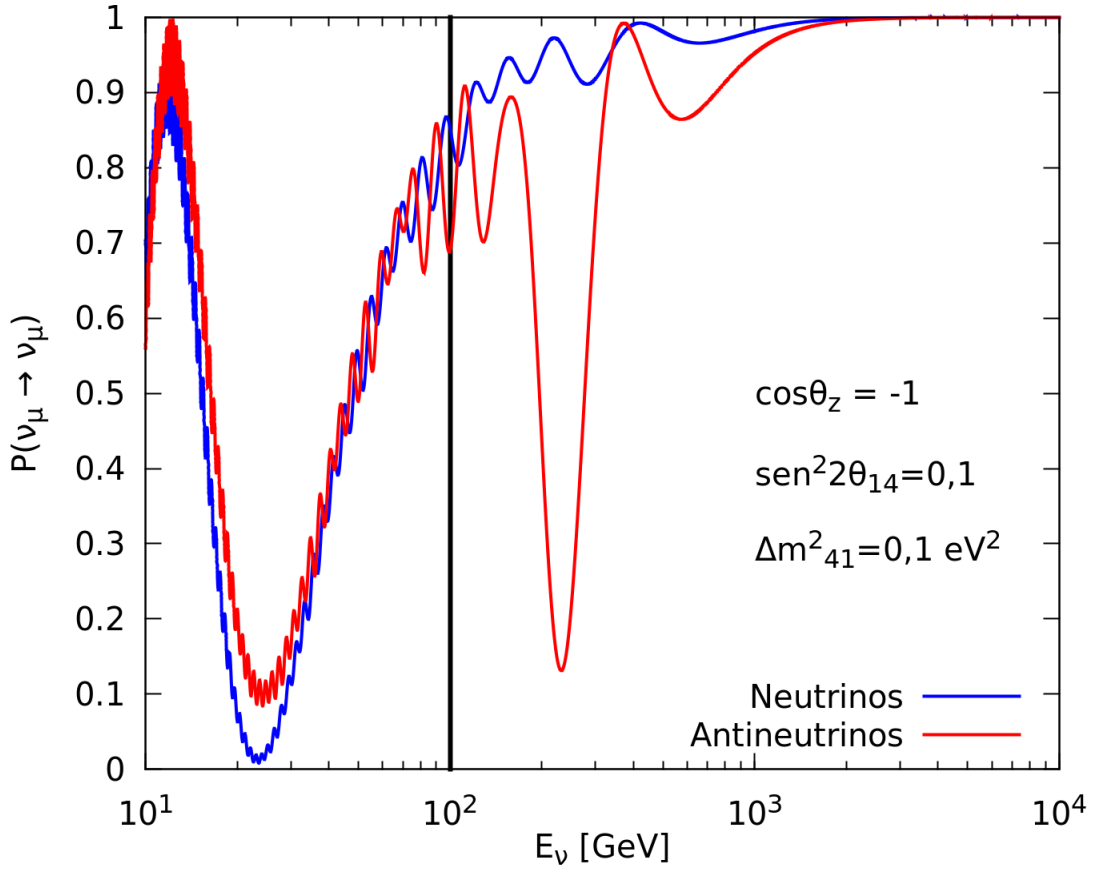


Figura 2.19: Probabilidade de sobrevivência para ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ em função da energia do neutrino obtida usando nosso código quando consideramos um neutrino estéril e uma distância percorrida pelo neutrino do múon igual ao diâmetro da Terra. Todas as camadas da Terra são consideradas e não consideramos o termo de atenuação para os neutrinos. A linha azul (vermelha) é para neutrinos (antineutrinos). Consideramos que $\theta_{14} = \theta_{34} = 0$. A linha vertical negra corresponde ao limite inferior na energia do neutrino detectado pelo IceCube.

do IceCube para testar oscilações de neutrinos esteréis.

Efeito da atenuação

As Figs. (2.21) apresentam o efeito da atenuação na probabilidade de sobrevivência dos neutrinos. Observamos que o efeito é maior no caso de neutrinos, Fig. (2.21a), que no caso de

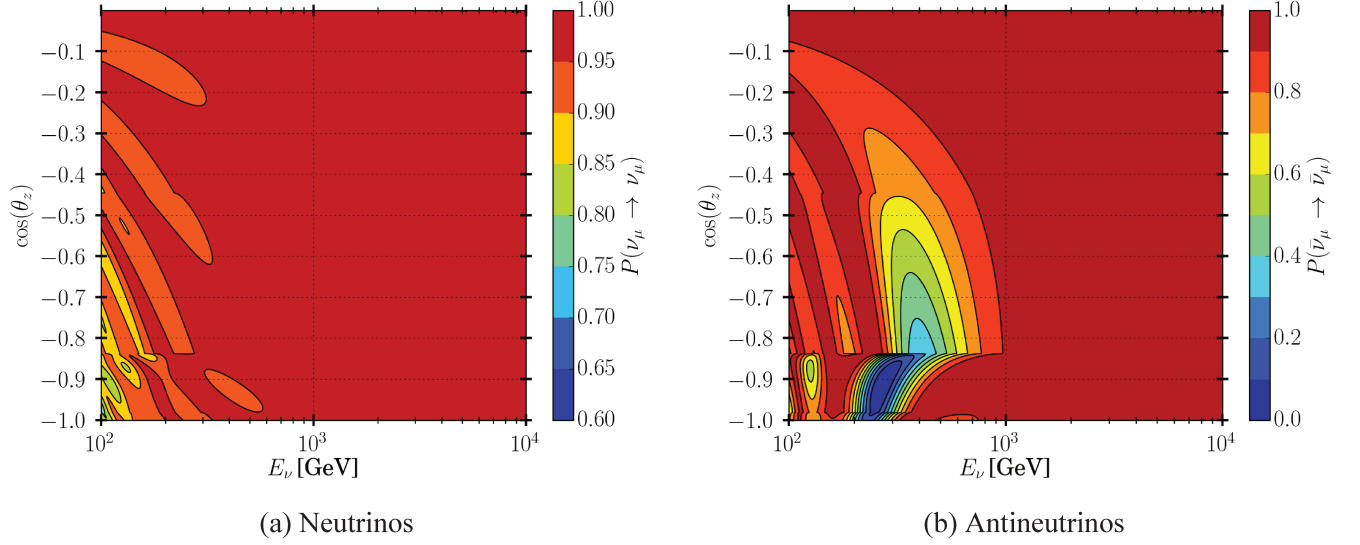


Figura 2.20: Probabilidade de sobrevivência para ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ em função da energia do neutrino e o ângulo zenital obtida usando nosso código quando consideramos um neutrino estéril. Não consideramos o termo de atenuação para os neutrinos. Consideramos que $\Delta m_{41}^2 = 0,1 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{24} = 0,1$, $\theta_{14} = \theta_{34} = 0$ e a escala atmosférica ($\Delta m_{32}^2 = 2,43 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{23} = 0,95$). A região azul corresponde ao *dip* observado na Fig. (2.19) O intervalo de energias dos neutrinos é o intervalo de IceCube.

antineutrinos, Fig. (2.21b), para energias acima de 1000 GeV. Este efeito era esperado pois a probabilidade de transmissão do antineutrino é maior que para o neutrino, ver Fig. (2.11) devido que seção de choque dos antineutrinos é menor que a correspondente seção para neutrinos.

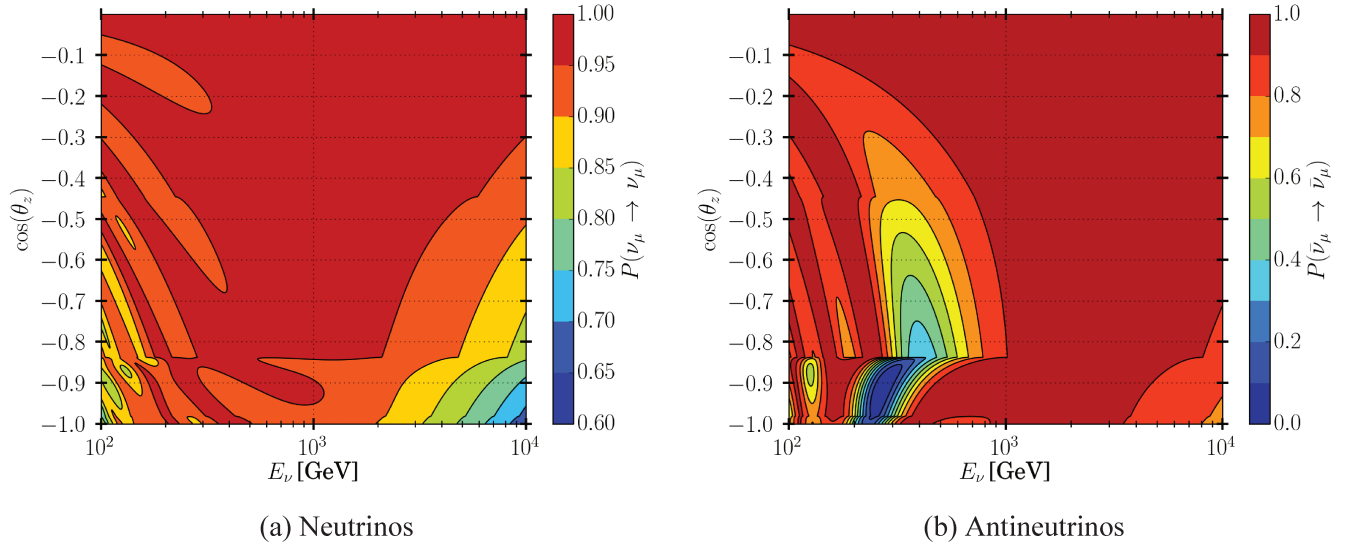


Figura 2.21: Probabilidade de sobrevivência para ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ em função da energia do neutrino e o ângulo zenital obtida usando nosso código para o modelo 3 + 1 e considerando todos os termos na Eq. (2.17). Consideramos que $\Delta m_{41}^2 = 0,1 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{24} = 0,1$, $\theta_{14} = \theta_{34} = 0$ e a escala atmosférica. Esta figura apresenta o efeito de absorção dos neutrinos. Este efeito é maior para ν que para $\bar{\nu}$ e se pode ver ao comparar a figura no lado esquerdo com a figura do lado direito para energias altas e $\cos \theta_z = -1$. O intervalo de energias dos neutrinos é o intervalo de IceCube.

2.3 Experimento KATRIN

Os experimentos de oscilações de neutrinos mostram que os neutrinos têm massa diferente de zero, mas a partir destes experimentos não é possível determinar a massa absoluta dos neutrinos porque estes experimentos medem a interferência entre os estados de massa dos neutrinos que é proporcional a diferença do quadrado das massas, Δm_{ij}^2 . Na atualidade o valor absoluto sobre a massa dos neutrinos não tem sido determinado mas existem limites sobre estas massas. Nesta seção nós focaremos no experimento KATRIN que tem como objetivo principal medir a massa dos neutrinos.

O experimento KATRIN (KArlsruhe TRItium Neutrino) está sendo montado no Tritium Laboratory Karlsruhe no campus norte no instituto KIT (Karlsruhe Institute of Technologies) com o objetivo de melhorar os limites atuais sobre a massa do antineutrino do elétron devidos aos experimentos,

$$\text{Mainz: } m_i < 2,3 \text{ eV}/c^2 \quad (95\% \text{C.L.}) [53]$$

$$\text{Troisk: } m_i < 2,1 \text{ eV}/c^2 \quad (95\% \text{C.L.}) [126],$$

através da análise da forma do espectro dos elétrons, que são o produto do decaimento β do Trítio, para energias perto da energia máxima destes elétrons. Usando as mesmas técnicas dos experimentos Mainz e Troitz, KATRIN ou melhorará o limite na massa do antineutrino do elétron por uma ordem de grandeza, 200 meV (90% C.L.) [9], ou descobrirá a massa do neutrino se ela for maior do que 0,35 eV/ c^2 (5σ) [127].

Esta medida da massa do neutrino em KATRIN será feita de forma independente do modelo e de forma direta porque é usado o princípio de conservação da energia. A massa do neutrino é determinada usando a relação relativista de energia-momentum $E_\nu^2 = p_\nu^2 + m_\nu^2$. Portanto, a sensibilidade em KATRIN é em relação ao quadrado da massa do neutrino. Assim, atingir uma sensibilidade na massa do neutrino de uma ordem de grandeza maior que os limites atuais implica uma melhoria de duas ordens de grandeza em relação ao parâmetro experimental chave, o quadrado da massa do neutrino. A medida é feita de forma direta porque a massa do neutrino impactará na cinemática dos elétrons do decaimento beta (electrons- β)

do núcleo e na forma do espectro dos elétrons- β . O elétron- β é a partícula a ser analisada em KATRIN.

Para efetuar estas medidas, que são altamente precisas, KATRIN analisará as energias dos elétrons- β perto da energia do ponto final (Q) deles, que é a máxima energia cinética dos elétrons- β se a massa do neutrino fosse zero. A fonte destes elétrons- β é muito importante. KATRIN decidiu usar o Trítio (^3H), um isótopo de hidrogênio, porque ele tem as seguintes características [9]:

- A energia máxima dos elétrons é a menor possível. O espectro β do Trítio possui uma energia do ponto final de 18,57 keV sendo a segunda mais baixa que todos os candidatos para emissores de elétrons- β . A energia mais baixa pertence ao ^{187}Re e já estão sendo realizados experimentos de medir a massa do neutrino com ele, o experimento MARE [128]. Quanto menor a energia máxima dos elétrons- β mais sensível pode ser aos efeitos de uma pequena massa de neutrinos.
- Vida média curta. O Trítio é um isótopo com vida média de 12,3 anos. Isto tem a vantagem que se precisa de menos material para atingir uma taxa de contagem adequada e também um tempo de medição menor [129]. Em contraste, o ^{187}Re tem uma vida média comprida, $(4,1 \pm 0,6) \times 10^{20}$ anos.
- Camada de elétrons simples. As configurações das camadas dos elétrons do Trítio e do $^3\text{He}^+$, o íon filho, são simples. As correções atômicas e moleculares e as correções devido à interação com o elétron- β podem ser calculadas com precisão [130].
- Pequena probabilidade de espalhamento inelástico. Devido a que o Trítio tem uma carga elétrica nuclear, Z , pequena, a probabilidade de espalhamento inelástico entre a fonte e os elétrons- β é baixa. A probabilidade de não ter espalhamentos inelásticos é de $P_0 = 0,41$, e de ter um espalhamento inelástico é de $P_1 = 0,30$, valores deduzidos e estão dados na Eq. (2.72).
- Os elementos da matriz de transição são independentes. O decaimento β do Trítio é

superpermitido, pois é uma transição entre núcleos espelho ⁶. Os elementos da matriz de transição leptônica e nuclear são independentes entre eles é em relação à energia do elétron- β [129].

2.3.1 Espectro diferencial de elétrons- β

A fonte de elétrons- β em KATRIN é um gás molecular de Trítio. A pureza deste gás é $> 95\%$ [9]. O decaimento β desta molécula é

$$T_2 \rightarrow ({}^3\text{HeT})^+ + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (2.43)$$

onde T_2 é a molécula de Trítio e $({}^3\text{HeT})^+$ é a molécula filha. O espectro beta diferencial para o decaimento β da molécula de Trítio no caso que a resolução do experimento não possa separar os diferentes estados de massa do neutrino é dado por [9, 129]

$$\begin{aligned} \beta(K_e, Q, m_\nu) &= N_s F(Z, K_e) \sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)(K_e + m_e c^2)} \times \\ &\times \sum_i \omega_i (Q - W_i - K_e) \sqrt{(Q - W_i - K_e)^2 - m_\nu^2 c^4} \times \\ &\times \Theta(Q - W_i - K_e - m_\nu c^2), \end{aligned} \quad (2.44)$$

onde K_e é a energia cinética do elétron- β , m_ν massa do neutrino e Q é a energia de ponto final ⁷ e a soma sobre i é sobre as distribuições dos estados moleculares da molécula filha, $({}^3\text{HeT})^+$. N_s é a norma do espectro e é dada por

$$N_s = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_C}{2\pi^3} |\mathcal{M}|^2, \quad (2.45)$$

sendo G_F a constante de Fermi, θ_C o ângulo de Cabbibo e $\mathcal{M}$ os elementos da matriz nuclear, $|\mathcal{M}|^2 \approx 5,55$ [131]. $F(Z, K_e)$, em Eq. (2.44), é a função de Fermi e considera a interação eletromagnética entre o elétron- β emitido e o núcleo filho com carga $Z = 2$. Ela está dada

⁶Núcleos espelho são núcleos em que o número de prótons, (Z_1) , do elemento pai é igual ao número de nêutrons, (N_2) , do elemento filho; o número de prótons, (Z_2) , do elemento filho é igual ao número de nêutrons, (N_1) , do elemento pai; e número massa deles é o mesmo.

⁷Energia máxima do elétron- β .

na seguinte forma aproximada [9, 132]

$$F(Z, K_e) = \frac{x}{1 - \exp(-x)} (a_0 + a_1 \beta); \quad x = \frac{2\pi Z \alpha}{\beta} \quad (2.46)$$

com α a constante de estrutura fina, $\beta = v_e/c$ a velocidade relativa dos elétrons- β e os valores empíricos $a_0 = 1,002037$ e $a_1 = -0,001427$. Os estados rotacional e vibracional, representados pela soma no índice i na Eq. (2.44), são devidos à energia de recuo nuclear⁸ do $(^3\text{HeT})^+$ [129]. A forma do espectro β é dependente da distribuição da energia liberada nas excitações da molécula filha, $(^3\text{HeT})^+$ [133]. Assim na Eq. (2.44), ω_i representa a probabilidade da molécula de Trítio decair no estado rotacional e vibracional i da molécula $(^3\text{HeT})^+$ e W_i representa a energia de excitação deste estado final. A referência [134] fornece a tabela para as probabilidades e as energias de excitação; na Tab. (2.6) ministramos os quatro primeiros estados. O primeiro estado excitado eletrônico da molécula filha $(^3\text{HeT})^+$ quase

i	W_i [eV]	$\omega_i(W_i)$ %
1	0,053	0,0069
2	0,124	0,0046
3	0,247	0,0233
4	0,351	0,0553

Tabela 2.6: Energias e as probabilidades para popular os quatro primeiros estados rotacional e vibracional da molécula $(^3\text{HeT})^+$. Esta tabela faz parte de uma tabela completa dada no artigo [134].

não desempenha nenhum papel no intervalo de energia de trabalho de KATRIN, apenas o decaimento para o estado fundamental desta molécula filha, com uma probabilidade de cerca de 57%, tem que ser levado em conta [129]. Até 20 eV abaixo da energia máxima Q representa uma probabilidade de 57% nas tabelas fornecidas por [134]. Finalmente na Eq. (2.44), a função Heaviside (função degrau), Θ , garante a conservação da energia. $\sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}$ é o momento do elétron e $(K_e + m_e c^2)$ é a energia do elétron.

⁸A energia de recuo nuclear se pode considerar com um valor constante de $E_{\text{rec}} = 1,72$ eV.

Na Fig. (2.22) estão representadas diferentes configurações do espectro diferencial do elétron- β do decaimento do Trítio, Eq. (2.44), em função da energia cinética do elétron. Na legenda da figura estão explicadas as legendas desta. Trabalhou-se com energia de ponto

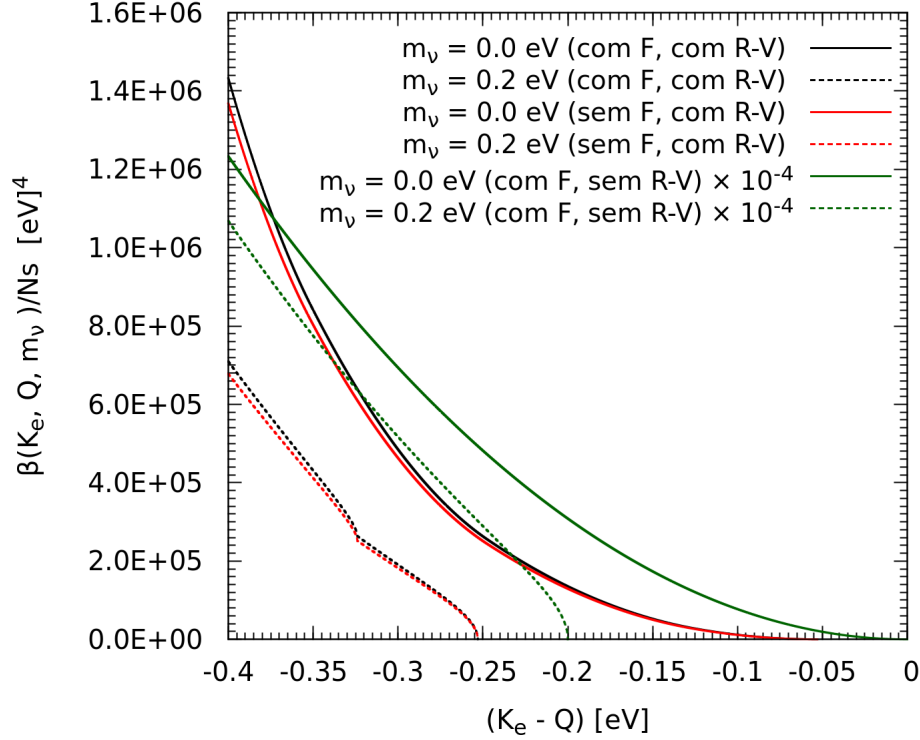


Figura 2.22: Espectro diferencial do elétron do decaimento β do Trítio em função da diferença entre a energia cinética do elétron- β e a energia máxima do elétron- β , $K_e - Q$. Nesta figura estão representadas diferentes configurações da Eq. (2.44). As legendas referem-se a: “com F” considerando a Função de Fermi, “sem F” sem considerar a Função de Fermi; “com R-V” considerando os estados excitados rotacional e vibracional da molécula filha $(^3\text{HeT})^+$, “sem R-V” sem os estados excitados. O caso de $m_\nu = 0$ eV está dado pelas linhas cheias e o caso $m_\nu = 0,2$ eV está dado pelas linhas tracejadas. Trabalhou-se com uma energia máxima do elétron- β , $Q = 15,6$ keV [9].

final de $Q = 15,6$ keV [9]. O caso de $m_\nu = 0$ eV está dado pelas linhas cheias e o caso $m_\nu = 0,2$ eV está dado pelas linhas tracejadas. Observar que se o neutrino tem uma massa diferente de zero, o ponto final do espectro diferencial é deslocado para valores menores. O

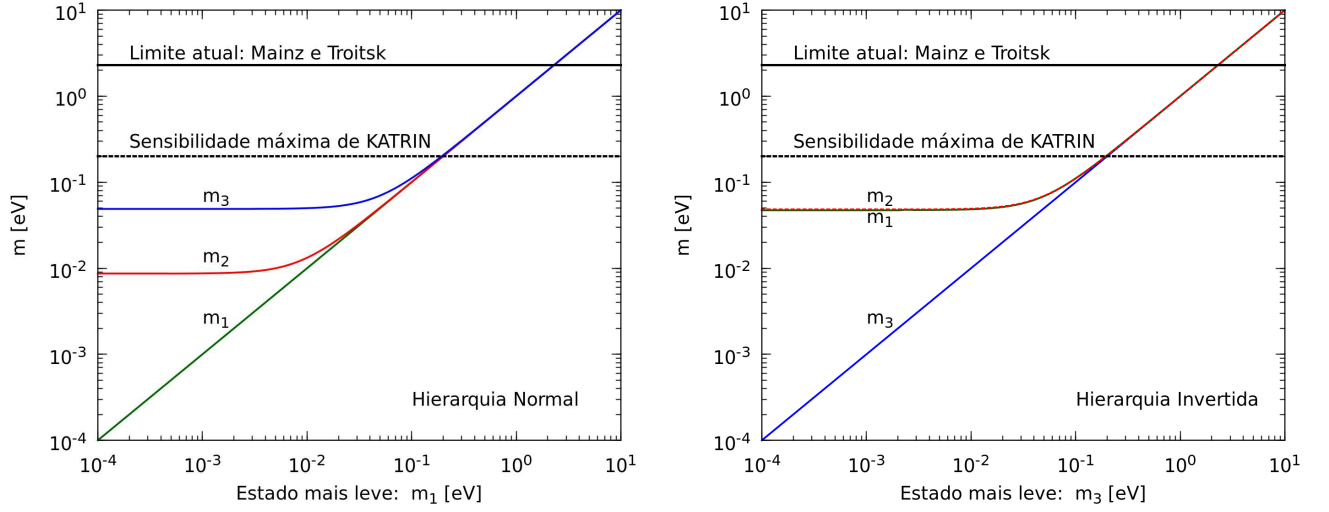
efeito da função de Fermi, Eq. (2.46), não afeta a posição do ponto final mas modifica levemente a tangente do espectro, comparar linhas tracejadas pretas com vermelhas. Já o efeito dos estados rotacionais e vibracionais da molécula filha é mais severo:

- Modifica a posição do ponto final do espectro, pois estes estados absorvem energia que seria adquirida pelo elétron, comparar linha tracejada verde com linhas tracejadas vermelha e preta na Fig. (2.22). No caso quando não consideramos os estados rotacional e vibracional, o espectro diferencial termina em $K_e - Q = -0,2 \text{ eV}$. A inclusão dos estados rotacional e vibracional absorve uma energia de $0,053 \text{ eV}$, que corresponde ao primeiro destes estados, ver Tab. (2.6), que de outro modo seria absorvida pelo elétron- β , e causando que o ponto final seja transferido para $K_e - Q = -0,253 \text{ eV}$.
- Modifica a forma do espectro diferencial. A deformação para energias $K_e - Q = -0,324 \text{ eV}$ é devida ao segundo estado rotacional e vibracional (comparar linha tracejada verde com linhas tracejadas vermelha e preta na Fig. (2.22)) pois este estado absorve uma energia de $0,124 \text{ eV}$, Tab. (2.6).
- O valor do espectro é menor no caso quando se considera os estados rotacional e vibracional, linhas tracejadas vermelha e preta na Fig. (2.22), que quando não se considera estes estados, linha tracejada verde, porque a probabilidade de ocupar um destes estados rotacional e vibracional é pequena, ver segunda coluna em Tab. (2.6).

2.3.2 Espectro diferencial e física nova

Como já foi falado, a máxima sensibilidade na massa do neutrino para a qual foi projetado o experimento KATRIN é de $0,2 \text{ eV}$ (90%C.L.). Este valor da massa excluirá quase completamente toda a região degenerada na massa dos estados de massa dos neutrinos, na Fig. (2.23) ver a região acima da linha horizontal tracejada preta. Apesar de que não conhecemos a escala absoluta da massa dos neutrinos, a Fig. (2.23) pode ser feita em termos da diferença do quadrado das massas dos neutrinos e um parâmetro que representa a escala absoluta da massa. É conveniente escolher como este parâmetro a massa do estado de massa mais leve, que no

2.3. EXPERIMENTO KATRIN



(a) Massas do neutrino para o caso de Hierarquia Normal. O estado de massa mais leve é m_1 . (b) Massas do neutrino para o caso de Hierarquia Invertida. O estado de massa mais leve é m_3 .

Figura 2.23: Valores das massas dos estados de neutrinos como uma função do estado de massa mais leve.

caso de hierarquia normal é m_1 e no caso de hierarquia invertida é m_3 [22]. Para o caso de hierarquia normal

$$m_2^2 = m_1^2 + \Delta m_{21}^2, \quad (2.47)$$

$$m_3^2 = m_1^2 + \Delta m_{31}^2 \quad (2.48)$$

e para o caso de hierarquia invertida ($\Delta m_{31}^2 < 0$)

$$m_1^2 = m_3^2 + |\Delta m_{31}^2|, \quad (2.49)$$

$$m_2^2 = m_3^2 + |\Delta m_{31}^2| + \Delta m_{21}^2. \quad (2.50)$$

Da mistura de neutrinos sabemos que estado de sabor ν_e é uma superposição linear de estados de massa ν_j ponderados pelos elementos da matriz de mistura leptônica U_{ej} ,

$$|\nu_e\rangle = \sum_{j=1}^3 U_{ej}^* |\nu_j\rangle. \quad (2.51)$$

Devido a possíveis efeitos de estados de massa mais pesados que os três estados de massa ν_1 , ν_2 e ν_3 apresentados na Fig. (2.23), no experimento KATRIN é válido considerar uma

expressão mais detalhada da Eq. (2.44) que exiba estes novos estados. Estes novos estados mais pesados surgiriam de física nova, a qual inclui mecanismos que geram massa para os neutrinos: como o mecanismo *see-saw*⁹ tipo I ou dimensões extras grandes (LED). Uma expressão mais detalhada da Eq. (2.44) deve incluir uma soma sobre todos os novos estados acessíveis. A soma é uma soma incoerente [129] onde as fases da matriz de mistura leptônica não representam função alguma no espectro β do elétron.

Se os neutrinos estéreis existem, eles podem ser incluídos na Eq. (2.44) através de adições nela de novos termos que incluam estes novos estados de massa mais pesados,

$$\begin{aligned} \beta(K_e, Q, [U_{ej}], [m_j]) &= N_s F(Z, K_e) p_e E_e \times \\ &\times \sum_{i,j} \left[\omega_i (Q - W_i - K_e) |U_{ej}|^2 \sqrt{(Q - W_i - K_e)^2 - m_j^2 c^4} \times \right. \\ &\times \left. \Theta(Q - W_i - K_e - m_j c^2) \right] \end{aligned} \quad (2.52)$$

onde a nova somatória sobre j inclui os três estados de massa (m_1 , m_2 e m_3) e os novos estados pesados (m_j com $j \geq 4$). $|U_{ej}|^2$ em Eq. (2.52) é a proporção do estado de sabor e no estado de massa j .

Uma forma comum de visualizar o espectro diferencial é através da função de Kurie onde o comportamento em relação à energia cinética e massa do neutrino são mais simples, pois no caso de massa dos neutrinos ser zero a função de Kurie é uma linha reta. Esta está definida como

$$K(K_e) = \sqrt{\frac{\beta(K_e, Q, [U_{ej}], [m_j])}{N_s F(Z, K_e) p_e E_e}}. \quad (2.53)$$

A função de Kurie do espectro descrito na Eq. (2.52) está dada nas Figs. (2.24). Nestas figuras apresentamos o comportamento da função em termos da energia cinética do elétron- β , dos estados rotacionais e vibracionais da molécula filha, e da massa dos estados de massa do neutrino para o caso de mistura de três neutrinos. O caso da Fig. (2.24a) é para quando todas as massas dos estados de massa são nulas e sem os estados rotacional e vibracional (linha

⁹O *see-saw* é um mecanismo que explica o pequeno valor da massa dos neutrinos a partir de uma supressão gerada por uma nova escala de alta energia [22].

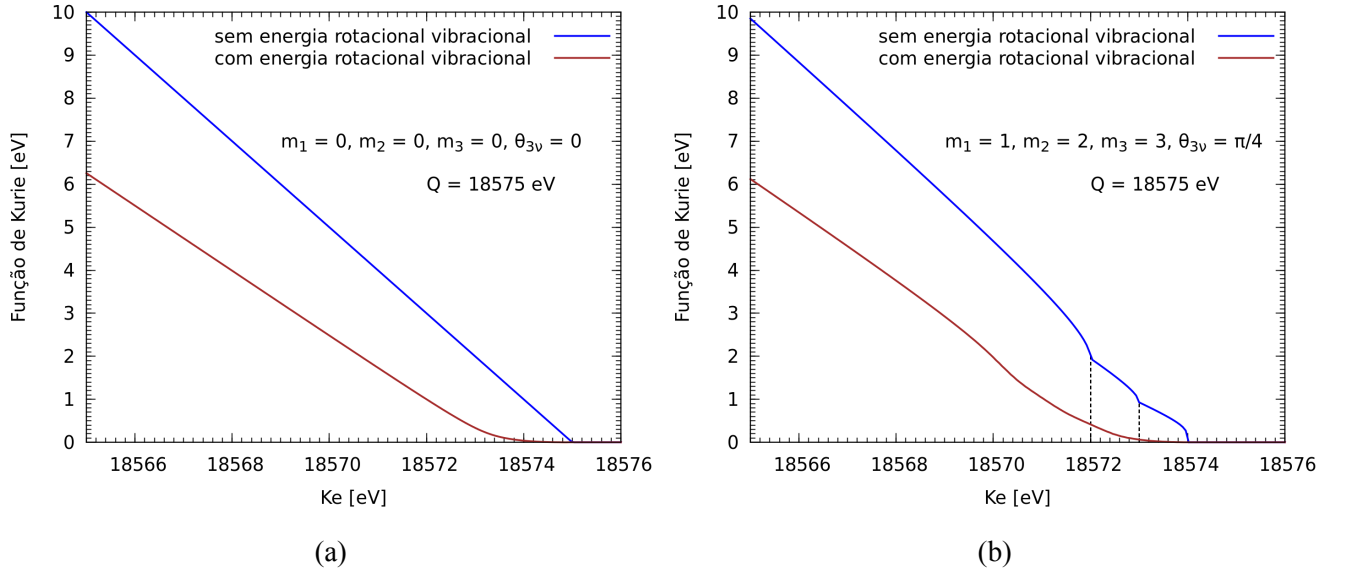


Figura 2.24: Comportamento da Função de Kurie da Eq. (2.52) em relação a energia cinética do elétron K_e . Consideramos os casos quando a massa dos estados de massa dos neutrinos são nulas (a) ou não nulas (b) e quando os estados rotacional e vibracional da molécula filha $(^3\text{HeT})^+$ são levados em consideração ou não.

reta azul) e com os estados rotacional e vibracional (linha vermelha). O efeito de incluir a massa dos estados de massa está na Fig. (2.24b). Analisando o caso quando os estados rotacional e vibracional não são levados em conta (linha azul), observamos que o efeito da massa dos neutrinos é transferir a energia máxima do elétron para um valor menor (neste caso $Q - m_1$) e distorcer a função de Kurie (neste caso a função dobra-se para $Q - m_j$ com $j = 1, 2, 3$). Esta mesma figura, Fig. (2.24b), mostra que o efeito combinado dos estados rotacional e vibracional com as massas dos neutrinos (linha vermelha) impactam na função de Kurie numa região maior próxima do ponto final.

Dimensões extras grandes

Considerar que nosso espaço-tempo tem mais dimensões espaciais, mais das três de nosso dia a dia, e que o neutrino de mão direita pode propagar-se através de todo o espaço-tempo permitindo explicar o porquê a massa dos neutrinos é pequena. Esta consideração modifica

o espectro do elétron- β pois temos estados nas torres de Kaluza-Klein que serão acessíveis aos neutrinos. A Eq. (2.44) que descreve o espectro do elétron- β fica modificada na seguinte forma ao considerar dimensões extras grandes,

$$\begin{aligned}
 \beta(K_e, Q, m, R) &= N_s F(Z, K_e) p_e E_e \times \\
 &\times \sum_i \left[\omega_i (Q - W_i - K_e) \sum_{j=1}^3 |U_{ej}|^2 \sum_{n=0}^{\infty} (L_j^{0n})^2 \times \right. \\
 &\times \sqrt{(Q - W_i - K_e)^2 - \left(\frac{\lambda_j^{(n)}}{R} \right)^2} c^4 \\
 &\times \left. \Theta \left(Q - W_i - K_e - \frac{\lambda_j^{(n)}}{R} c^2 \right) \right], \tag{2.54}
 \end{aligned}$$

onde a massa do neutrino foi substituída, $m_\nu \rightarrow \lambda_j^{(n)}/R_{ED}$ e consideramos a projeção aos diferentes estados de Kaluza-Klein com o termo $\sum_{j=1}^3 |U_{ej}|^2 \sum_{n=0}^{\infty} (L_j^{0n})^2$ com $(L_j^{0n})^2$ dado na Eq. (1.71).

2.3.3 Visão geral do experimento KATRIN

O experimento KATRIN está composto de uma fonte de alta luminosidade de elétrons- β , *Windowless Gaseous Tritium Source* (WGTS), uma seção de transporte com dois sistemas de bombeamento para reduzir o fluxo de Trítio, o espectrômetro principal e o detector, Fig. (2.25).

Windowless Gaseous Tritium Source, WGTS

É a fonte de elétrons- β que serão analisados no experimento. O gás de Trítio molecular, mantido ultra frio (27 K) e com alta pureza isotópica ($> 95\%$), será injetado no meio de um tubo de 10 m de comprimento (l) e irá-se difundir para ambas extremidades. Ao controlar a temperatura e a taxa de injeção, a densidade da coluna do gás dentro do tubo será mantida no valor de $\rho l = 5 \times 10^{17}$ moléculas/cm², que concede condições ideais no que diz respeito tanto a luminosidade quanto espalhamento de elétrons- β com as moléculas residuais do gás. Além

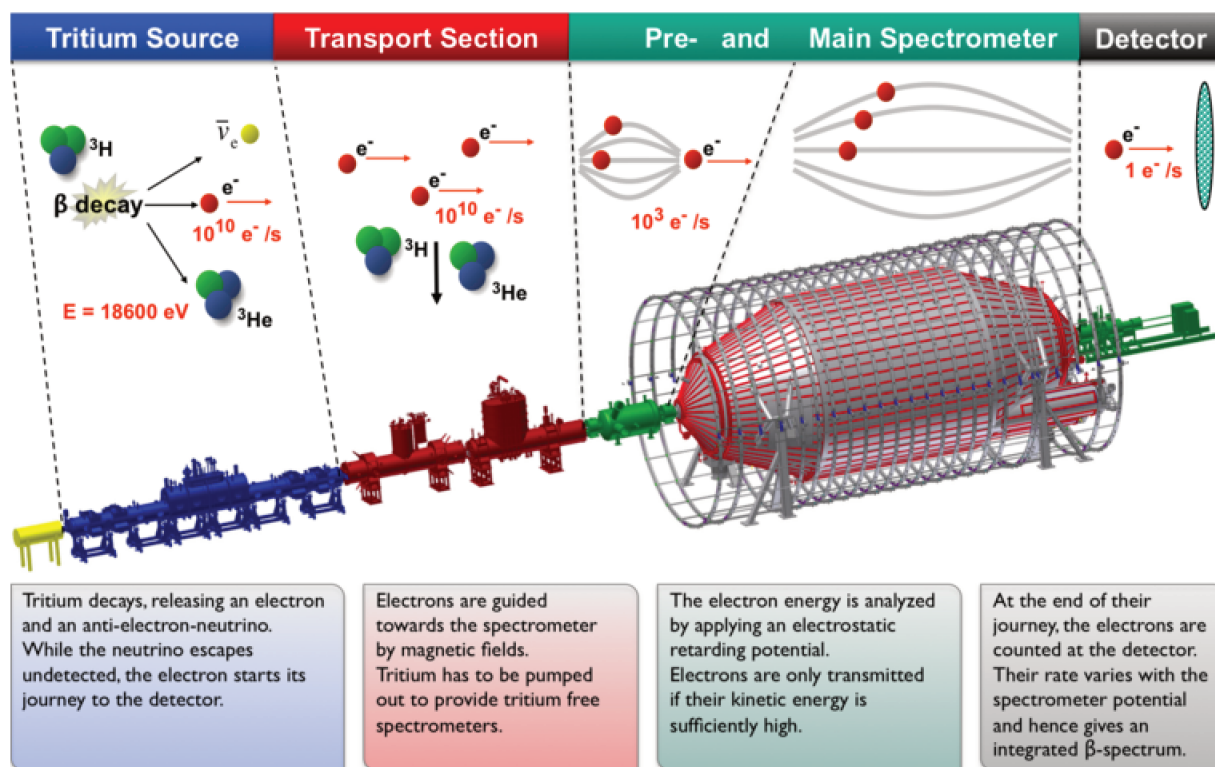


Figura 2.25: Visão geral do experimento KATRIN. Figura tomada do *site* de KATRIN [127].

disso, todo o tubo está cercado por solenoides supercondutores que produzirão um campo magnético forte de (3,6 T) para orientar os elétrons- β para fora da fonte na direção da seção de transporte [9]. Como os elétrons- β precisam alcançar o espectrômetro, o gás de trítio da fonte não pode estar contido com barreiras físicas, daí porque é chamado de *windowsless*.

Seção de transporte

Para reduzir o *background*, é fundamental que o gás de trítio na fonte não entre no detector. Para este fim o fluxo de gás nesta seção é reduzido em 14 ordens de grandeza. Para isso, há duas seções diferentes de extração implantados entre a fonte e o espectrômetro. O *Differential Pumping Section* que abriga bombas turbo-molecular para reduzir o fluxo de gás e o *Cryogenic Pumping Section* o qual é um tubo interior coberto por argônio geado no qual as moléculas do gás residual são congeladas, aderidas. Além disso, esta seção de transporte segue um padrão *zig-zag* o qual aumenta a eficiência da remoção do gás residual. Igual que na seção WGTS,

os elétrons- β nesta seção são guiados por um campo magnético elevado (até de 5,6 T) gerado por solenoides supercondutores [9].

Espectrômetro principal

Os elétrons- β que vêm da fonte serão analisados por um espectrômetro eletrostático retardador do tipo MAC-E-Filter. Somente os elétrons com energia cinética suficiente vão passar este filtro, enquanto os outros serão rejeitados. Mais para frente falaremos sobre o filtro MAC-E.

Detector

A função do detector é de contar os elétrons- β que passaram o espectrômetro principal, a análise da energia foi feita pelo espectrômetro principal. Mesmo assim, o detector precisa ter uma boa resolução em energia para poder discernir entre sinal e *background*. O detector tem que ter os seguintes requerimentos:

- Baixo *background* intrínseco,
- Capacidade de operar em campos magnéticos altos,
- Sensibilidade a baixas taxas de contagem,
- Capacidade de operar com taxas elevadas durante as fases de calibração,
- Resolução espacial.

Utilizara-se um detector de silício com uma resolução de 600 eV para energias do elétron- β de 18,6 keV. Devidos às taxas de contagem baixas esperadas no ponto final do espectro de energia do elétron, o detector deve estar bem blindado para suprimir o *background* externo. Para obter boa resolução espacial, o detector é dividido em segmentos de 148 pixels e cada um destes segmentos cobrirá uma parte da seção transversal do fluxo de elétrons- β que chega ao detector [9].

2.3.4 Filtro MAC-E

A maioria da informação sobre a massa do neutrino está contida na região logo abaixo da energia do ponto final Q do espectro do elétron- β . Apenas uma fração de todos os decaimentos β , uma taxa de contagem de $\sim 2 \times 10^{-13}$ [9], reside na área de 1 eV abaixo do Q . A fim de atingir uma taxa de contagem significativa na região perto da energia de ponto final, precisa-se de um espectrômetro com ângulo de aceitação grande e uma boa resolução em energia no Q . KATRIN cumpre estes requerimentos através do uso do princípio *magnetic adiabatic collimation* e analisando a energia do elétron- β com um filtro eletrostático, daí surge o nome de filtro MAC-E, Fig. (2.26).

O princípio básico do filtro MAC-E consiste na orientação adiabática do elétron que está em movimento cíclotron ao longo da linha de campo magnético. Dois solenoides supercondutores formam um campo magnético axial. A fonte é colocada no centro de um solenoide e o detector no centro do outro. Decrescendo lentamente a intensidade do campo magnético, parte da energia cinética do elétron armazenada no movimento transversal dele, $E_{\perp}$, é transformada em energia longitudinal, $E_{\parallel}$. No centro do espectrômetro principal onde o campo magnético é mínimo B_{min} (onde o campo magnético tem diminuído várias ordens de grandeza) é aplicado um potencial elétrico retardador U_0 . Unicamente elétrons com energia longitudinal tal que

$$E_{\parallel} > qU_0 \quad (2.55)$$

podem cruzar a barreira e podem ser contados no detector. Assim, o espectrômetro atua como um filtro passa alto.

A variação lenta do campo magnético implica uma transformação adiabática da energia no movimento cíclotron em energia longitudinal, com a consequência que o fluxo magnético é mantido constante. Existem várias formas de escrever isto [136]:

$$\left. \begin{array}{l} Br^2 \\ E_{\perp}/B \\ \gamma\mu \end{array} \right\} \quad (2.56)$$

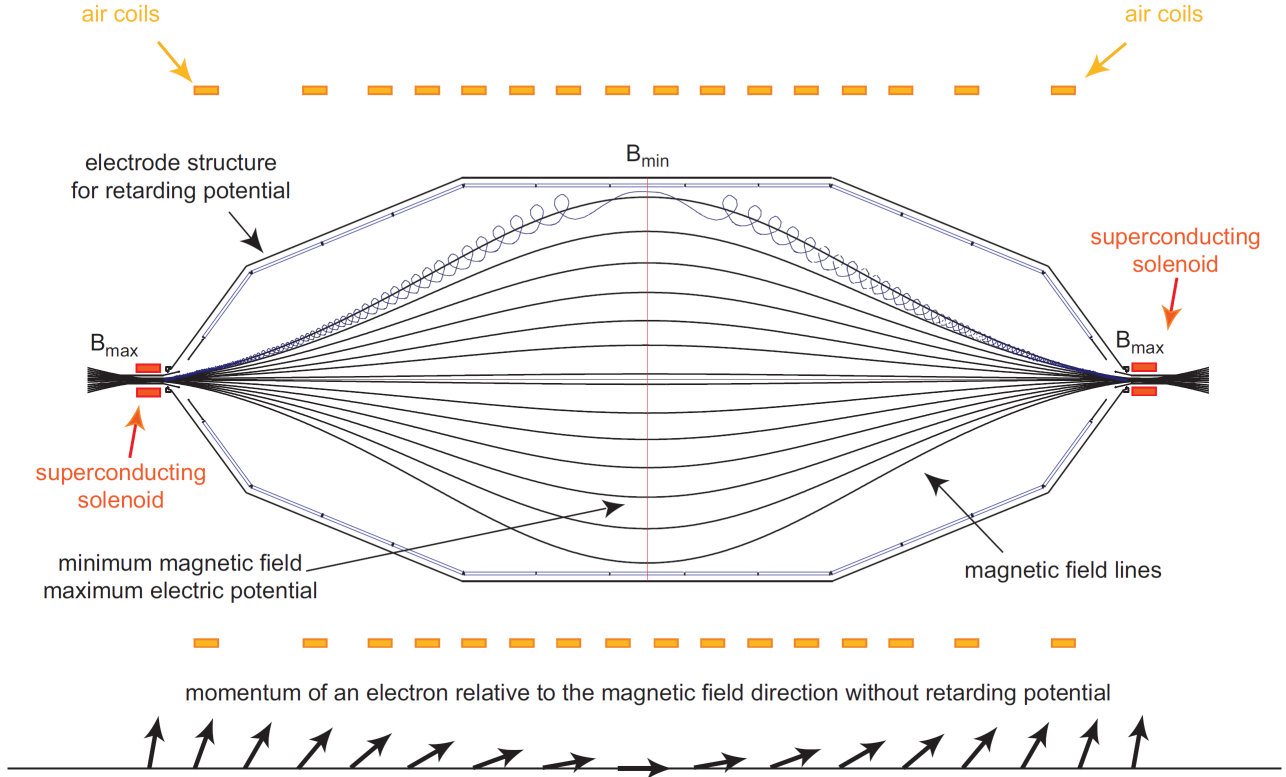


Figura 2.26: O filtro MAC-E usado no espectrômetro principal do experimento KATRIN. Em vermelho estão os solenoides supercondutores, em amarelo estão às bobinas no ar e em azul os eletrodos. As linhas pretas indicam o campo magnético e a linha azul do movimento ciclotron do elétron ao longo do campo magnético. As setas na parte inferior da figura indica o momento relativo do elétron- β . Figura tomada da referência [135].

onde r é o raio do ciclotron e $\mu = (e\omega_B r^2/2c)$ é o momento magnético da órbita da partícula. Devido a esta conservação do fluxo, é possível escrever as seguintes equações,

$$\frac{E_{\perp, \text{fonte}}}{B_{\text{fonte}}} = \frac{E_{\perp, \text{ana}}}{B_{\text{ana}}} = \frac{E_{\perp, \text{pinch}}}{B_{\text{pinch}}}, \quad (2.57)$$

onde as energias cinéticas transversal do elétron são: $E_{\perp, \text{fonte}}$ energia na fonte, $E_{\perp, \text{ana}}$ energia no plano de análise (centro do espectrômetro onde o campo magnético é mínimo) e $E_{\perp, \text{pinch}}$ onde o campo magnético é máximo. B_{fonte} , B_{ana} e B_{pinch} são os correspondentes campos magnéticos.

A resolução em energia, ΔK_e , do filtro MAC-E pode ser determinada a partir da

Eq. (2.57). Para o campo magnético máximo, $B_{\max}(B_{\text{pinch}})$, a energia cinética máxima do elétron, $K_{e, \max}$, é armazenada na componente perpendicular, $E_{\perp}$ ¹⁰; a quantidade de energia cinética que ainda permanece no movimento ciclotron, $\Delta K_{e, \perp}$, no plano de análise, onde o campo magnético é mínimo, pode ser determinada como [135]:

$$\Delta K_{e, \perp} = \frac{B_{\text{ana}}}{B_{\max}} K_{e, \max}. \quad (2.58)$$

Como $\Delta K_e (= \Delta K_{e, \perp})$ não é transformada em energia longitudinal, esta energia não pode ser analisada. A máxima magnitude do campo magnético no espectrômetro principal de KATRIN é $B_{\max} = 6 \text{ T}$ e o valor mínimo deste campo é $B_{\min} = 3 \times 10^{-4} \text{ T}$ [9]. Como a energia cinética máxima do elétron- β é a energia do ponto final, obtemos que [9],

$$\Delta K_e = \frac{B_{\text{ana}}}{B_{\max}} Q = 0,93 \text{ eV}, \quad (2.59)$$

que é a resolução máxima do filtro MAC-E em KATRIN.

Função de transmissão

Em princípio, o filtro MAC-E é capaz de aceitar elétrons- β com ângulos iniciais de até 90° se a fonte estivesse dentro da região do máximo campo magnético. No entanto, para um elétron- β com ângulo inicial grande o comprimento do caminho dentro da fonte é longo e aumenta a probabilidade de espalhamento com o gás de moléculas. Portanto, no experimento KATRIN a WGTS não está em uma região com o campo magnético máximo; o campo no WGTS é de $3,6 \text{ T}$, mas o campo magnético máximo, de 6 T , está na região *pinch* [135].

A função de transmissão é a razão de elétrons que passa o filtro em comparação com o número máximo possível. Para uma fonte isotrópica de partículas monoenergéticas com energia cinética K_e , carga q e um potencial elétrico retardador U , a função de transmissão

¹⁰Dado um campo magnético (B), o raio de curvatura (r) do caminho, a carga (q) e a massa (m) da partícula, é possível determinar a velocidade tangencial a curvatura, $v_{\perp} = rqB/m$.

é [129, 135, 137]:

$$T(K_e, qU) = \begin{cases} 0 & K_e - qU < 0 \\ \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{K_e - qU}{K_e} \frac{B_{\text{fonte}}}{B_{\text{ana}}}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{\Delta K_e}{K_e} \frac{B_{\text{fonte}}}{B_{\text{ana}}}}} & 0 \leq K_e - qU \leq \Delta K_e \\ 1 & K_e - qU > \Delta K_e \end{cases} \quad (2.60)$$

com

$$\Delta K_e = \frac{B_{\text{ana}}}{B_{\text{max}}} K_e. \quad (2.61)$$

Função resposta

A função de transmissão $T(K_e, qU)$ do filtro MAC-E, Eq. (2.60), é analítica e depende de $B_{\text{ana}}/B_{\text{max}}$ e $B_{\text{fonte}}/B_{\text{ana}}$. Esta função não leva em consideração as interações dos elétrons- β na fonte. Para uma correta descrição da transmissão dos elétrons- β , a função de transmissão deve ser acumulada com a distribuição de energia perdida pelos elétrons quando eles colidem inelasticamente com as moléculas de T_2 na fonte [129]. A função resposta, ver Fig. (2.27), é [137],

$$R(K_e, qU) = \int_0^{K_e - qU} T(K_e - \epsilon, qU) \times \\ \times \left[P_0 \delta(\epsilon) + P_1 f(\epsilon) + P_2 (f \otimes f)(\epsilon) + \dots \right] d\epsilon, \quad (2.62)$$

onde $f(\epsilon)$ define a função perda de energia do elétron- β no gás de Trítio e P_i é a probabilidade de um elétron ser espalhado i vezes no gás de Trítio. $\delta(\epsilon)$ é função delta de Dirac e o símbolo $\otimes$ indica a operação de convolução.

A função perda de energia é aproximada para [137],

$$f(\epsilon) = \begin{cases} A_1 \exp \left(-\frac{2(\epsilon - \epsilon_1)^2}{\omega_1^2} \right) & \text{para } \epsilon < \epsilon_c \\ A_2 \left(\frac{\omega_2^2}{\omega_2^2 + 4(\epsilon - \epsilon_2)^2} \right) & \text{para } \epsilon \geq \epsilon_c, \end{cases} \quad (2.63)$$

onde os parâmetros $A_{1,2}$, $\epsilon_{1,2}$ e $\omega_{1,2}$ são parâmetros ajustados em [137] que descrevem a amplitude, a posição central e a largura das funções Gaussiana e Lorentziana. ϵ_c é escolhido

de forma tal que no ajuste das duas funções as amplitudes delas tenham uma conexão suave para $\epsilon = \epsilon_c$. Uma pequena deformação nesta função, Eq. (2.63), devido à conexão entre as funções Gaussiana e a Lorentziana tem pouco efeito na prática, pois este defeito é apagado pela convolução com a função de transmissão, Eq. (2.62). Da Tab. (2) da referência [137] tomamos os seguintes valores para os parâmetros na Eq. (2.63):

$$\left. \begin{array}{ll} A_1 = & 0,204 \quad [1/\text{eV}] \\ A_2 = & 0,0556 \quad [1/\text{eV}] \\ \epsilon_1 = & 12,6 \quad [\text{eV}] \\ \epsilon_2 = & 14,30 \quad [\text{eV}] \\ \omega_1 = & 1,85 \quad [\text{eV}] \\ \omega_2 = & 12,5 \quad [\text{eV}] \end{array} \right\} \quad (2.64)$$

e trabalhamos com $\epsilon_c = 14,092 [\text{eV}]$.

Probabilidades de espalhamento, P_i

A probabilidade de um elétron- β de espalhar-se i vezes ao se propagar através do gás de Trítio, é dada por uma distribuição de Poisson [137]

$$P'_i = \exp(-\mu\sigma_{\text{tot}}) \frac{(\mu\sigma_{\text{tot}})^i}{i!}, \quad (2.65)$$

onde σ_{tot} é seção de choque total de espalhamento inelástico e $\mu = \rho l$ é a densidade da coluna efetiva do gás de Trítio que o elétron- β cruza (ρ é a densidade e l é o segmento de linha percorrido pelo elétron- β). As características da câmara cilíndrica, a fonte de WGTS onde o gás de Trítio é injetado, são 10 m de comprimento e 90 mm de diâmetro [9]. O sistema de coordenadas está orientado de forma tal que a componente longitudinal do momento ($p_{\parallel}$) do elétron- β é paralela com o campo magnético e a componente perpendicular ($p_{\perp}$) é perpendicular com este campo; assim,

$$p_{\parallel} = p \cos(\Theta), \quad E_{\parallel} = K_{e\parallel} = K_e \cos^2(\Theta) \quad \text{e} \quad dl = \frac{dx}{\cos(\Theta)}. \quad (2.66)$$

A probabilidade de um elétron- β , emitido da fonte na distância x e com ângulo inicial Θ , de ser espalhado i vezes é

$$P_i(x, \Theta) = \exp \left[-\frac{\sigma_{\text{tot}}}{\cos(\Theta)} \int_x^L \rho(y) dy \right] \frac{\left[-\frac{\sigma_{\text{tot}}}{\cos(\Theta)} \int_x^L \rho(y) dy \right]^i}{i!}, \quad (2.67)$$

com $L = 10$ m (o comprimento do tubo) [9], e a densidade de Trítio está dada pela seguinte forma triangular [138],

$$\rho(x) = \rho_m \begin{cases} 10^{-2} + \frac{1 - 10^{-2}}{L/2} x & \text{para } x \in [0; L/2) \\ 1 - \frac{1 - 10^{-2}}{L/2} (x - L/2) & \text{para } x \in [L/2; L] \end{cases}. \quad (2.68)$$

Tendo em conta que a direção do momento do elétron- β não muda durante o espalhamento, a probabilidade média de um elétron ser espalhado i vezes é

$$P_i = \frac{1}{\rho_c [1 - \cos(\Theta_{\text{max}})]} \int_0^L dx \int_0^{\Theta_{\text{max}}} d\Theta \rho(x) P_i(x, \Theta) \sin(\Theta) \quad (2.69)$$

onde ρ_c é densidade da coluna de Trítio,

$$\rho_c = \int_0^L dx \rho(x), \quad (2.70)$$

e Θ_{max} é o ângulo inicial máximo de aceite de elétrons- β .

Θ_{max} é calculado comparando os fluxos magnéticos entre a região da fonte de elétrons- β com a região onde o campo magnético é máximo (*pinch magnet*), Eq. (2.57). Na região com máximo campo magnético ¹¹ $E_{\perp, \text{pinch}} = K_e$, assim [9]

$$\Theta_{\text{max}} = \arcsin \left(\sqrt{\frac{B_{\text{fonte}}}{B_{\text{pinch}}}} \right) = \arcsin \left(\sqrt{\frac{3,6\text{T}}{6\text{T}}} \right) = 50,77^\circ. \quad (2.71)$$

A partir de $\rho_c = 5 \times 10^7$ moléculas/cm² [9] e a densidade da coluna de Trítio, Eq. (2.70), pode-se determinar ρ_m em Eq. (2.68), $\rho_m = 9,9 \times 10^{16}$ moléculas/cm³.

¹¹Ler rodapé na página 101 ou ver o esquema de momentos na Fig. (2.26).

Usando $\sigma_{\text{tot}} = 3,4 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ [137] temos suficiente informação para calcular as probabilidades de espalhamento, P_i . Considerando até cinco espalhamentos achamos:

$$\left. \begin{array}{l} P_0 = 0,41 \\ P_1 = 0,30 \\ P_2 = 0,17 \\ P_3 = 0,08 \\ P_4 = 0,03 \\ P_5 = 0,01 \end{array} \right\} \quad (2.72)$$

Na Fig. (2.27) está a função resposta de KATRIN obtida usando a Eq. (2.62) em função da energia cinética do elétron. Para realizar esta figura consideramos que os elétrons- β têm desde nenhum espalhamento com as moléculas de Trítio, linha violeta (P_0), até quatro espalhamentos, linha azul (P_4). Em vermelho está o resultado publicado pelo experimento KATRIN na Fig. (120) no artigo [9]. Podemos ver que nosso resultado concorda com o resultado de KATRIN em todo o intervalo de $K_e - qU$.

2.3.5 O espectro beta integrado

O experimento KATRIN mede o espectro β integrado. Este espectro é calculado através de

$$S(qU, Q, m_\nu) = \int_0^\infty dK_e R(K_e, qU) \beta(K_e, Q, m_\nu), \quad (2.73)$$

onde $R(K_e, qU)$ é função resposta de KATRIN dada na Eq. (2.62). No caso da função espectro diferencial de elétrons- β , $\beta(K_e, Q, m_\nu)$, podemos fazer as seguintes análises:

- Vamos considerar a Eq. (2.44) em nossa análise do experimento KATRIN para reproduzir a sensibilidade de 200 meV na massa do neutrino deste experimento. O objetivo desta parte é calibrar nossa análise de KATRIN,
- Consideramos a Eq. (2.52) para obter limites sobre neutrinos estéreis no experimento KATRIN

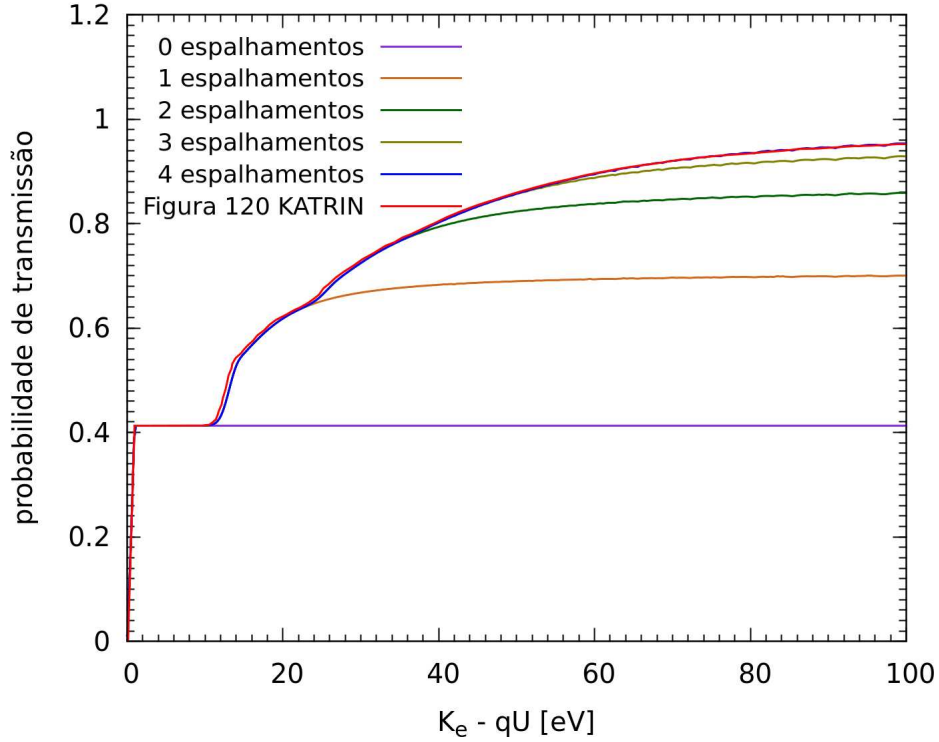


Figura 2.27: Função resposta para o experimento KATRIN obtida a partir da Eq. (2.62) em função da energia cinética do elétron- β . Na elaboração desta figura consideramos que os elétrons- β têm desde nenhum espalhamento com as moléculas de Trítio, linha violeta (P_0), até quatro espalhamentos, linha azul (P_4). A linha vermelha é o resultado publicado pelo experimento KATRIN na Fig. (120) no artigo [9].

- e Trabalhamos com a Eq. (2.54) no caso de pôr limites com o experimento KATRIN sobre dimensões extras grandes.

A linha azul na Fig. (2.28) representa o espectro integrado para quando a massa do neutrino é nula obtido com nosso código para o experimento KATRIN em função do potencial retardador. Os pontos pretos nesta figura representam o resultado de KATRIN dado na Fig. (131a) no artigo [9]. Esta linha azul, na Fig. (2.28), representaria nossos dados experimentais posto que KATRIN ainda não iniciou a coleta de dados como a suposição que KATRIN não observe massa para os neutrinos. Adicionamos um *background* de 10 mHz [9] ao espectro integrado, Eq. (2.73). Este valor do *background* é para três anos de coleta de dados. Nesta

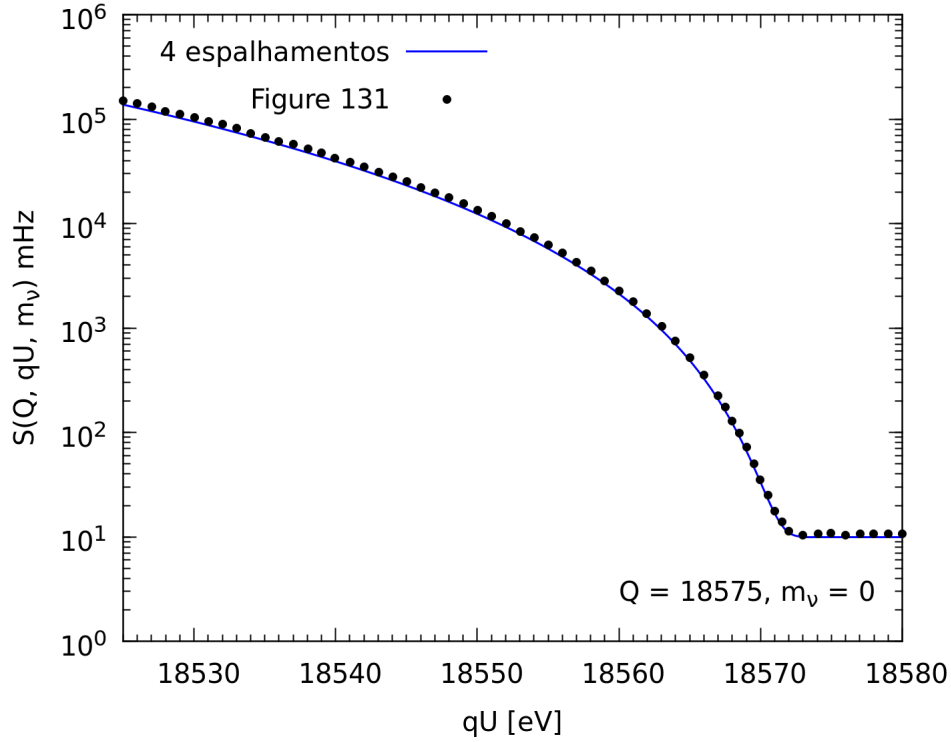


Figura 2.28: O espectro integrado em função do potencial retardador, Eq. (2.73), simulado com nosso código do experimento KATRIN. Os pontos pretos representam o resultado de KATRIN na Fig. (131a) no artigo [9]. Consideramos no máximo quatro espalhamento dos elétrons- β na fonte e um *background* de 10 mHz [9].

figura vemos que temos uma boa concordância entre nosso espectro integrado e o espectro integrado de KATRIN. Para fazer esta figura usamos o espectro diferencial dado pela Eq. (2.44) para o caso que $m_\nu = 0$ e consideramos que um elétron- β experimenta no máximo quatro espalhamentos com as moléculas de Trítio na fonte. Na Fig. (2.29) consideramos o efeito devido ao número de espalhamentos dos elétrons- β : o caso em que o elétron- β não se espalha (linha tracejada verde), quando no máximo espalha-se uma vez (linha pontilhada púrpura) e que no máximo espalha-se quatro vezes (linha cheia azul).

O experimento KATRIN fará uma análise dos elétrons- β na procura da massa do neutrino através de variações no potencial eletrostático, U . A Fig. (2.29) nos indica que considerando no máximo um espalhamento do elétron com as moléculas do Trítio na fonte seria

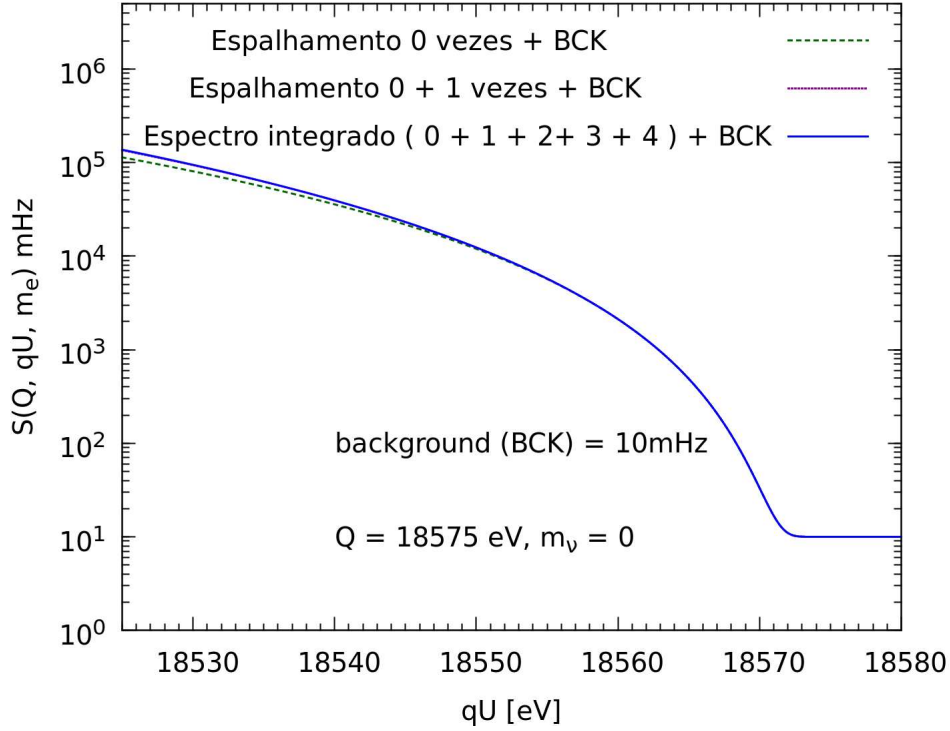


Figura 2.29: Simulação do espectro integrado de KATRIN em função do potencial retardador, Eq. (2.73), considerando diferente número de espalhamentos dos elétrons- β com as moléculas de Trítio. O *background* é de 10 mHz [9].

suficiente para descrever o espectro integrado nas regiões perto do ponto final, $Q = 18575$ eV, por exemplo de 15 unidades abaixo deste ponto. Da Fig. (2.27) poderíamos ter obtido a mesma conclusão, regiões perto do ponto final estão bem descritas por até um espalhamento entre os elétrons- β e o Trítio. Da Fig. (2.24b) observamos que elétrons com energia inferior a energia do ponto final são os que carregam os efeitos principais devidos à massa dos neutrinos. São estes elétrons os que passariam o potencial eletrostático quando o valor deste potencial seja menor que (por exemplo de 15 unidades) a energia do ponto final. Para nossa análise de KATRIN consideramos até quatro espalhamentos dos elétrons- β com as moléculas de Trítio.

KATRIN atingirá uma alta sensibilidade quando a incerteza sistemática estatística, σ_{est} , seja próxima da incerteza sistemática, σ_{sist} , $\sigma_{\text{est}} \approx \sigma_{\text{sist}}$. As fontes de incertezas

sistemáticas devem ser mantidas estáveis por períodos compridos de coleta de dados, por exemplo de três anos. As contribuições de diferentes incertezas sistemáticas, incertezas teóricas e de estabilização dos parâmetros experimentais, contribuirão cada uma no quadrado da massa do neutrino no máximo em $\Delta m_\nu^2 = 0,0075 \text{ eV}^2$ [9]. No artigo do design experimental de KATRIN [9] eles conservadoramente sugerem uma incerteza sistemática total de $\sigma_{\text{sist, tot}} = 0,017 \text{ eV}^2$. Ademais sugerem que é possível ter uma incerteza sistemática menor, ver Tab. (6) neste artigo. Parece assim que o experimento KATRIN está levando ao limite tecnológico diferentes técnicas para medir a massa do neutrino.

2.4 CHOOZ

O experimento de oscilações de neutrinos CHOOZ [12] foi levado a cabo para verificar se a oscilação $\nu_\mu \rightleftharpoons \nu_e$ explicaria os resultados observados nos experimentos Kamiokande [37] e IMB [39]. O experimento CHOOZ [12] estava localizado perto das usinas nucleares CHOOZ na França. O detector de $\bar{\nu}_e$ estava localizado numa caverna protegida por 100 m de rocha. A distancia as duas usinas era de 1115 m e 998 m.

Os antineutrinos do elétron foram detectados através do decaimento inverso do neutro, $\bar{\nu}_e + n \rightarrow p + e^+$. Sabia-se que este processo acontecia porque 1) se registrava a sinal devida aos gamas que surgem da aniquilação do positrão, os pósitrons se aniquilam rapidamente, 2) e a sinal de gamas que acontece tempo depois devido a captura do neutro no gadolinium. O tempo típico de captura do neutro foi de $30,5 \mu\text{s}$. A razão entre os eventos de $\bar{\nu}_e$ medidos e esperados determinada pela colaboração de CHOOZ foi

$$R = 1,01 \pm 0,024 \text{ (esta.)} \pm 0,027 \text{ (siste.)}. \quad (2.74)$$

Este resultado e a Fig. (2.30) indicam ausência de oscilações de neutrinos, o desaparecimento de $\bar{\nu}_e$, no CHOOZ.

A Fig. (2.30) apresenta as regiões de exclusão para os parâmetros de oscilação $\sin^2 2\theta_{13} - \Delta m_{31}^2$ obtidas pela colaboração de CHOOZ ao analisar os dados do desaparecimento de $\bar{\nu}_e$. As três linhas, cheia, tracejada e cheia grossa, representam três análises feitos

por eles e excluem os parâmetros que estão a direita delas. As regiões cheias representam a regiões dos parâmetros permitidos para neutrinos atmosféricos obtida pelo experimento Kamiokande para neutrinos de baixa e alta energia. Este resultado de CHOOZ exclui a explicação dos resultados de Kamiokande e IMB para neutrinos atmosféricos em termos de oscilações de $\nu_\mu \rightleftharpoons \nu_e$.

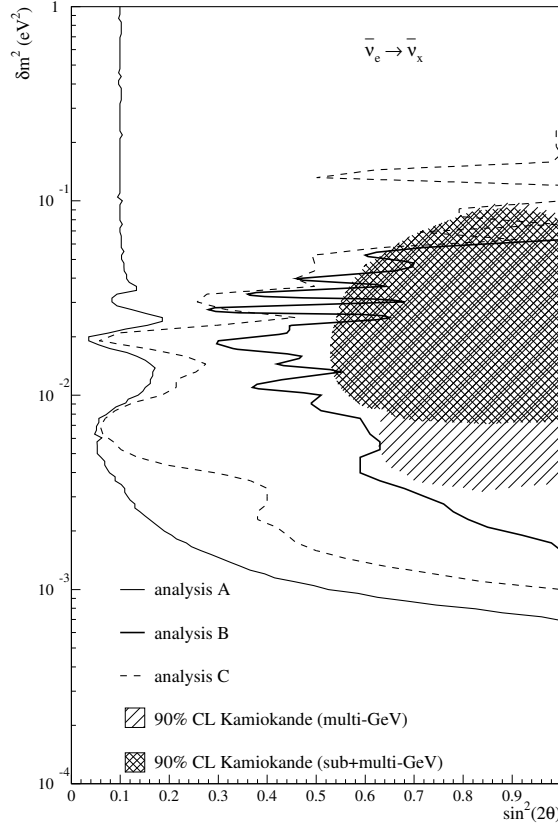


Figura 2.30: Os antigos limites sobre $\sin^2 2\theta_{13}$ obtidos do experimento CHOOZ. A região que esta a direita das linhas, cheia, tracejada e cheia grossa, são excluídas. Figura tomada de [12].

O resultado de CHOOZ na Fig. (2.30) também foi importante porque forneceu o melhor vinculo sobre o ângulo de mistura θ_{13} . Na atualidade este parâmetro está completamente determinado e este conhecimento é devido principalmente ao experimento Day Bay [2].

Resultados

Conforme descrito no capítulo anterior usaremos os experimentos ICECUBE e KATRIN para analisar fenômenos além do modelo usual de três neutrinos. Testaremos: 1) Neutrinos estéreis em ICECUBE e KATRIN em um modelo com um neutrino estéril. No caso da análise de IceCube considerando, nosso aporte com este trabalho consiste em vincular este modelo com um neutrino estéril usando os dados observados em IceCube na configuração quase completa do detetor, o IceCube 79. No caso da análise de KATRIN fizemos a reprodução dos resultados publicados em [139]. Também testaremos um modelo com dois neutrinos estéreis em KATRIN e neste caso esta análise é original. 2) Modelos de dimensões extras grandes (LED) em KATRIN. Produto deste último estudo, publicamos um artigo na Physics Letters B [11].

Adicionar um quarto estado de massa do neutrino, ν_4 , com uma diferença do quadrado das massas, Δm_{41}^2 , muito maior que $|\Delta m_{31}^2| = 2,43 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ se conhece como o modelo 3 + 1. A matriz de mistura leptônica é ampliada e os novos elementos nela, $U_{\alpha 4}$, descrevem a mistura do ν_4 com os três sabores de neutrinos, ν_e , ν_μ e ν_τ . O novo estado de massa do neutrino é principalmente estéril. O modelo 3 + 2 segue a mesma lógica do modelo 3+1, temos dois novos estados de massa do neutrino, ν_4 e ν_5 , que são principalmente estéreis; a matriz de mistura tem duas novas componentes, $U_{\alpha 4}$ e $U_{\alpha 5}$, e as novas diferenças dos quadrados das massas Δm_{41}^2 e Δm_{51}^2 , são maiores que $|\Delta m_{31}^2|$ mas $\Delta m_{51}^2 > \Delta m_{41}^2$.

Os modelos LEDs são modelos que introduzem novas dimensões espaciais compactificadas ao espaço-tempo. Em particular, analisamos um modelo efetivo com cinco di-

mensões, 4 espaciais e uma temporal, onde todas as partículas do Modelo Padrão estão confinadas nas 4 dimensões (as três espaciais e uma temporal). Unicamente é permitido que os neutrinos de mão direita viajem pela quinta dimensão. A interação de Yukawa do neutrino de mão direita com o dublete de léptons gera uma massa pequena para os neutrinos que é devida à supressão gerada pelo volume da dimensão extra. Os parâmetros de LEDs a serem analisados em KATRIN são a massa do estado de massa mais leve e o raio da dimensão espacial.

3.1 Neutrinos estéreis no ICECUBE-79

Para a análise de neutrino estéril no experimento IceCube nós usamos os dados do IceCube-79 no qual 79 cadeias de detectores foram usadas. Nesta configuração foram coletados dados por 318,9 dias de Maio de 2010 até Maio de 2011, e as energias dos neutrinos do múon e antimúon estão no intervalo 100 GeV até 10 TeV [8].

Para procurar indícios de neutrino estéril, limitar o modelo $3 + 1$, nós usamos os dados de IceCube-79 e o teste de χ^2 o qual definimos como,

$$\begin{aligned} \chi^2(\Delta m_{41}^2, \theta_{14}, \theta_{24}, \theta_{34}) = & \sum_{i=1}^{10} \frac{[N_i^{\text{exp}} - \alpha N_i^{\text{th}}(1 + \beta \langle \cos \theta_z \rangle_i)]^2}{\alpha N_i^{\text{th}}(1 + \beta \langle \cos \theta_z \rangle_i) + (\sigma_i^{\text{uncor}})^2} \\ & + \left(\frac{1 - \alpha}{\sigma_\alpha} \right)^2 + \left(\frac{\beta}{\sigma_\beta} \right)^2, \end{aligned} \quad (3.1)$$

onde α é a normalização total, $\sigma_\alpha = 0,24$ é a incerteza na normalização do fluxo atmosférico, β é a incerteza na dependência zenital do fluxo de neutrinos atmosféricos e σ_β é correspondente incerteza, $\sigma_\beta = 0,01; 0,04$. N_i^{exp} indica o número de eventos experimentais no *bin* i , sendo i o *bin* no ângulo zenital e estão dados pelos pontos pretos na Fig. (2) no artigo [8] (esta figura está dada na Fig. (3.1) desta tese). i toma valores de $i = 1, \dots, 10$. Os eventos detectados no IceCube são devidos à soma dos eventos de ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ porque não é possível discriminar a carga do múon produzido através da radiação Cherenkov. As incertezas sistemática não correlacionadas no IceCube-79 estão dadas por

$$\sigma_i^{\text{uncor}} = f_i \alpha N_i^{\text{th}}(1 + \beta \langle \cos \theta_z \rangle_i) \quad (3.2)$$

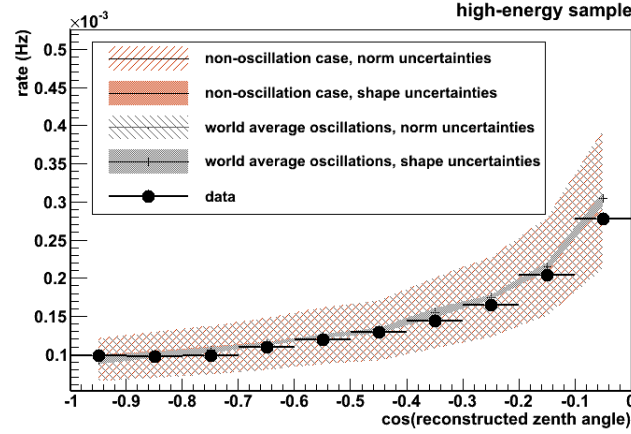


Figura 3.1: Dados e simulação de Monte Carlo do IceCube-79. Figura tomada da referência [8].

onde f_i é a porcentagem da incerteza na forma do número de eventos e está dada pela faixa cinza na Fig. (2) de [8] (ver Fig. (3.1)). N_i^{th} na Eq. (3.1) é o número de eventos esperados de neutrino do múon (ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$) no *bin* i (*bin* no ângulo zenital) no IceCube e estão dados por

$$N_i^{\text{th}} = N_i^{\text{th}}(\Delta m_{41}^2, \theta_{14}, \theta_{24}, \theta_{34}). \quad (3.3)$$

Estes números de eventos são calculados através de [123],

$$N_i^{\text{th}} = 2\pi T \sum_{j=1}^{16} \int \int \left\{ A_{\nu_\mu}^{\text{eff}}(E_\nu^j, \cos \theta_i^z) \Phi_{\nu_\mu}(E_\nu^j, \cos \theta_i^z) + A_{\bar{\nu}_\mu}^{\text{eff}}(E_\nu^j, \cos \theta_i^z) \Phi_{\bar{\nu}_\mu}(E_\nu^j, \cos \theta_i^z) \right\} dE_\nu^j d\cos \theta_i^z, \quad (3.4)$$

onde $T = 318,9$ dias de coleta de dados; a integral na distribuição do ângulo zenital, $d\cos \theta_i^z$, é sobre o *bin* i , *bins* dados na Fig. (3.1), e a integração sobre a energia do neutrino, dE_ν^j , é sobre 16 *bins* na escala logarítmica ($\log(E_\nu^j/\text{GeV})$), *bins* dados na Fig. (3.2). $\Phi_{\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)}(E_\nu^j, \cos \theta_i^z)$ é o fluxo de neutrino no detector, este fluxo combina o fluxo atmosférico de (anti)neutrinos do múon calculado por Honda [102, 105] e a probabilidade de sobrevivência do neutrino do múon calculada a partir da equação de evolução, Eq. (2.17). $A_{\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)}^{\text{eff}}(E_\nu^j, \cos \theta_i^z)$ são as áreas efetivas para (anti)neutrinos do múon no IceCube-79. A área efetiva para ν_μ está dada na Fig. (3.2). Não tivemos acesso à área efetiva de $\bar{\nu}_\mu$ assim, para este trabalho consideramos

CAPÍTULO 3. RESULTADOS

que no intervalo de energias do neutrino de 10^2 GeV até 10^5 GeV $A_{\bar{\nu}_\mu}^{\text{eff}} = A_{\nu_\mu}^{\text{eff}}(\sigma_{\bar{\nu}}/\sigma_\nu)$ sendo $\sigma_{\bar{\nu}}$ e σ_ν as seções de choque para antineutrinos e neutrinos. Marginalizamos χ^2 em relação a α e β . O critério de χ^2 é comparar o valor de χ^2 reduzido ¹ com 1.

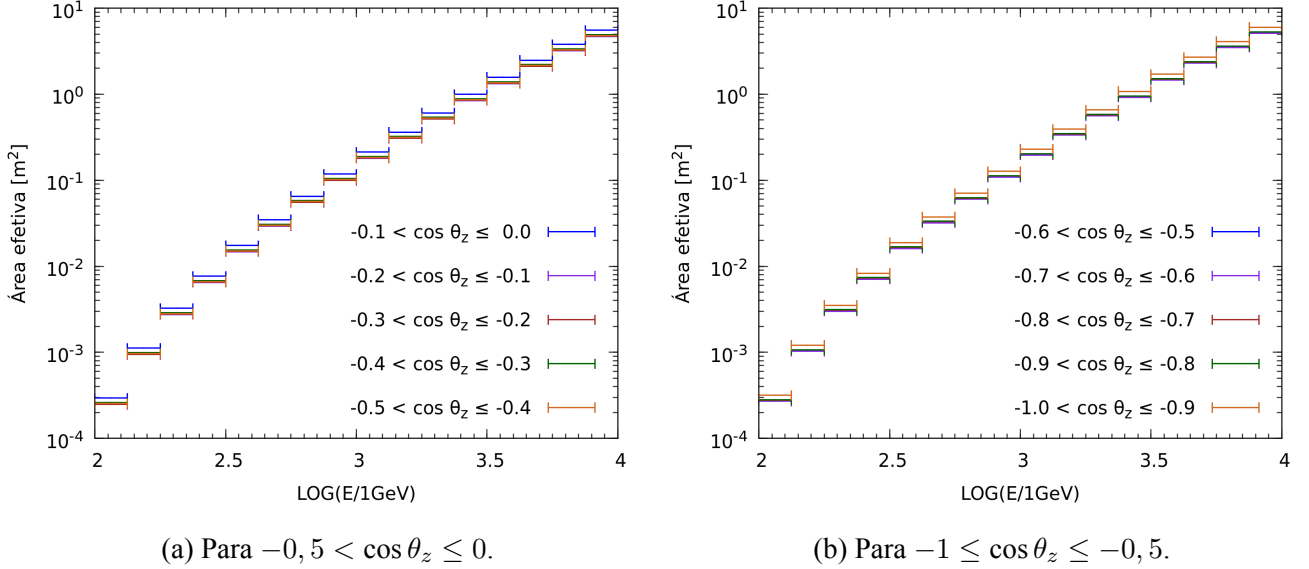


Figura 3.2: Áreas efetivas de IceCube-79 para neutrinos do múon em função do logaritmo da energia do neutrinos e do ângulos zenital.

A área efetiva do neutrino descreve a função resposta do detector em relação ao sabor, energia e ângulo zenital do neutrino, e é a área equivalente para a qual seriam observados todos os neutrinos de um determinado fluxo portanto, nós estamos trabalhando com uma eficiência de 100%. Efeitos de absorção na Terra estão incorporados nestas áreas [140], mas as áreas efetivas apresentadas na Fig. (3.2) não possuem os efeitos devidos à absorção dos neutrinos. Este efeito foi extraído porque estamos analisando o efeito combinado do neutrino padrão (ν_e, ν_μ, ν_τ) e de neutrino estéril – que não interagem com a matéria diferente do caso dos três neutrinos padrão. Para retirar as contribuições devidas à atenuação, nós dividimos a área efetiva em cada *bin* pela média da probabilidade de transmissão, Eq. (2.15), no mesmo *bin*. Observar que a equação de evolução, Eq. (2.17), leva em consideração os efeitos devidos à atenuação.

¹O χ^2 reduzido é a divisão entre o valor de χ^2 e o número de graus de liberdade.

Na Fig. (3.3) as linhas representam o número de eventos esperados, Eq. (3.4), devido a neutrinos do múon em função do ângulo zenital. Nesta figura o número de eventos esperados não estão multiplicados pelas constantes de normalização α e β porque queremos mostrar que o único efeito destas constantes é normalizar o número de eventos esperados em relação ao número de eventos observados [8], que estão representados pelos pontos com incertezas estatísticas. Nossa análise na procura de indícios de neutrinos estéreis no IceCube fundamenta-se em achar distorções no número de eventos devidas a neutrinos estéreis. O número de eventos observados por IceCube-79 que estão na Fig. (3.3) representam contagens no entanto o número de eventos apresentados na Fig. (3.1) representa taxas de números de eventos. A linha tracejada vermelha corresponde ao caso quando todos os parâmetros de oscilação são nulos, a linha cheia negra representa o caso quando unicamente os parâmetros de neutrino estéril são nulos ($\theta_{14} = \theta_{24} = \theta_{34} = \Delta m_{41}^2 = 0$), e a linha cheia verde corresponde com o melhor ajuste da referência [63], $\Delta m_{41}^2 = 1 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{14} = 0,09$, $\sin^2 2\theta_{24} = 0,12$, $\sin^2 2\theta_{14} = 0,65$. O efeito de oscilação devido aos três neutrinos padrão é pequeno e pode-se ver no intervalo $-1 \leq \cos \theta_z < -0,7$, onde a linha cheia negra é menor que a linha tracejada vermelha. Este efeito pequeno é esperado porque para energias da ordem de 10^2 GeV e ângulos zenitais entre $-1 \leq \cos \theta_z < -0,7$ as probabilidades de sobrevivência dadas nas Figs. (2.15) apresentam uma variação pequena nos parâmetros dos três neutrinos ativos. Já o efeito de introduzir um neutrino estéril, ver linha cheia verde, muda a forma dos números de eventos, pois o comportamento do número de eventos passa ser decrescente se esta figura é observada de direita para esquerda. Nas Figs. (2.20) já tínhamos apresentado o impacto dos neutrinos estéreis na probabilidade de oscilação.

3.1.1 Dependência em Δm_{41}^2 e θ_{24}

Nesta seção apresentamos os resultados de nossa análise na procura de indícios de neutrino estéril no modelo $3 + 1$ com os dados de IceCube-79. Nesta primeira parte obtemos limites sobre os parâmetros Δm_{41}^2 e θ_{24} quando consideramos zero os ângulos de mistura θ_{14} , e θ_{34} .

Na Tab. (3.1) estão os valores do teste χ^2 obtidos ao explicar os dados de IceCube-

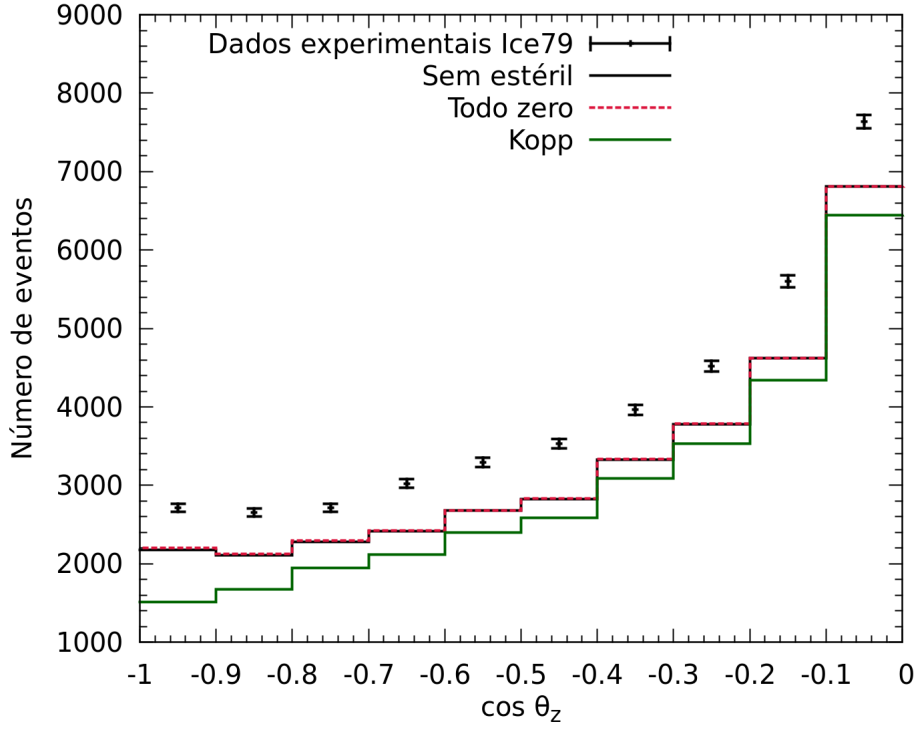


Figura 3.3: Número de eventos esperados devido a neutrinos do múon ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) em função do ângulo zenital obtidos a partir da Eq. (3.4). Os pontos representam o número de eventos observados por IceCube-79 [8]. A linha cheia negra corresponde ao caso quando não se considera neutrinos estéreis. A linha tracejada vermelha indica o caso quando todos os parâmetros de oscilação de neutrino são nulos. A linha cheia verde corresponde ao melhor ajuste de $\Delta m_{41}^2 = 1 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{14} = 0,09$, $\sin^2 2\theta_{24} = 0,12$, $\sin^2 2\theta_{34} = 0,65$ dado na referência [63]. Nas linhas cheias não tivemos em consideração as normalizações α e β .

79 usando três neutrinos ou adicionando um quarto neutrino. O caso de mistura de três neutrinos corresponde à linha “Sem oscilações” e o caso do melhor ajuste corresponde ao valor dos parâmetros $\sin^2 2\theta_{24}$ e Δm_{41}^2 que minimizam χ^2 considerando o quarto neutrino. Para esta análise não consideramos a incerteza na dependência zenital do fluxo de neutrinos atmosféricos (*tilt*) no fluxo dos neutrinos atmosféricos. Na Eq. (3.1) foi feita a substituição $(1 + \beta \langle \cos \theta_z \rangle_i) \rightarrow 1$ e $(\beta/\sigma_\beta) \rightarrow 0$. A sigla “dof” é do inglês *degree of freedom* (graus de liberdade) que é o número de variáveis independentes. O χ^2 reduzido, χ^2/dof , para

3.1. NEUTRINOS ESTÉREIS NO ICECUBE-79

	$\sin^2 2\theta_{24}$	Δm_{41}^2 [eV ²]	$\chi_{\min}^2$ / dof
Sem oscilações	0	0	18,6/10
Melhor ajuste	0,31	3,77	17,6/8

Tabela 3.1: Valor do teste de χ^2 entre os dados de IceCube-79 e os modelos sem e com oscilação induzida por neutrinos estéreis. O caso do melhor ajuste é o mínimo de χ^2 em relação aos parâmetros $\sin^2 2\theta_{24}$ e Δm_{41}^2 de neutrino estéril. Nestes casos não consideramos a incerteza na dependência zenital do fluxo de neutrinos atmosféricos. A sigla “dof” quer dizer graus de liberdade (*degree of freedom*).

estes casos sem a incerteza na dependência zenital do fluxo de neutrinos atmosféricos é um valor alto. Não considerar a incerteza na dependência zenital do fluxo de neutrinos atmosféricos tem como consequência uma pobre descrição dos dados de IceCube-79 posto que o χ^2 reduzido é muito maior que um.

Na Tab. (3.2) consideramos incerteza na dependência zenital do fluxo de neutrinos atmosféricos e apresentamos o valor de χ^2 para os modelos sem e com oscilações induzidas por neutrinos estéreis. Também estão incluídos os efeitos ao mudar a incerteza na dependência zenital do fluxo, σ_β . Aumentar σ_β de 0,01 para 0,04 diminui o χ^2 reduzido. A melhor descrição dos dados é feita pelo caso sem neutrinos estéreis e $\sigma_\beta = 0,04$, “Sem oscilações”, mas como nosso objetivo neste trabalho é pôr limites sobre os neutrinos estéreis no IceCube-79 concluímos que: consegue-se ter uma boa descrição dos dados de IceCube-79 com o modelo 3 + 1 neutrinos ao incluir a incerteza na dependência zenital do fluxo de neutrinos atmosféricos com uma incerteza nesta dependência zenital de $\sigma_\beta = 0,04$.

CAPÍTULO 3. RESULTADOS

	σ_β	$\text{sen}^2 2\theta_{24}$	$\Delta m_{41}^2 [\text{eV}^2]$	$\chi_{\text{min}}^2 / \text{dof}$
Sem oscilações	0,01	0	0	17,6/10
Melhor ajuste	0,01	0,27	3,77	16,9/8
Sem oscilações	0,04	0	0	12,8/10
Melhor ajuste	0,04	0,14	4,40	12,6/8

Tabela 3.2: Valor do teste de χ^2 entre os dados de IceCube-79 e os modelos sem e com oscilação induzida por neutrinos estéreis. Tivemos em conta a incerteza na dependência zenital do fluxo de neutrinos atmosféricos e a incerteza nesta dependência zenital do fluxo. O caso do melhor ajuste é o mínimo de χ^2 em relação aos parâmetros $\text{sen}^2 2\theta_{24}$ e Δm_{41}^2 de neutrino estéril. “dof” quer dizer graus de liberdade (*degree of freedom*).

Na Fig. (3.4) apresentamos as regiões permitidas de 3σ de *C.L.*². Tudo o que está a direita de qualquer linha é excluído. A linha azul cheia corresponde a análise para neutrino estéril sem considerar a incerteza na dependência zenital do fluxo de neutrinos atmosféricos. A linha verde (vermelha) representa a análise para um neutrino estéril e tem em conta a incerteza na dependência zenital do fluxo de neutrinos atmosféricos e a incerteza nele de $\sigma_\beta = 1\%(4\%)$. A linha tracejada negra é o limite sobre os parâmetros de um neutrino estéril obtido analisando os detectores AMANDA-II [141] e IceCube-40 [142] na referência [123]. A linha cheia negra vertical é o limite a baixas energias dos dados de oscilações dos neutrinos atmosféricos [63, 123]. O ponto vermelho representa o melhor ajuste para o caso $\sigma_\beta = 0,04$, ver Tab. (3.2).

A linha vermelha na Fig. (3.4) representa nosso limite mais conservador nos parâmetros $\sin^2 2\theta_{24}$ e Δm_{41}^2 sobre indícios de neutrino estéril nos dados de IceCube-79 supondo que θ_{14} , e θ_{34} são nulos. Desta figura concluímos que logramos restringir parte do espaço de parâmetros permitido pela análise de neutrinos atmosféricos a baixa energia. Esta restrição apresenta-se no intervalo de Δm_{41}^2 entre $0,1 \text{ eV}^2$ e 1 eV^2 que corresponde com o intervalo esperado para transições de sabor ressonante na Terra e para energias do neutrino no intervalo das energias de operação de IceCube-79, $10^2 \text{ GeV} < E_\nu < 10^4 \text{ GeV}$. A análise global feita no artigo [63] em procura de indícios de neutrino estéril, deriva para caso do modelo $3 + 1$ o seguinte melhor ajuste, $\Delta m_{41}^2 = 0,93 \text{ eV}^2$ e $|U_{\mu 4}| = 0,17$ ($\sin^2 2\theta_{24} = 0,11$). Este melhor ajuste está na região permitida de nossa análise de neutrino estéril em IceCube-79 indicando assim uma boa concordância com esta análise global. Por outro lado, nosso limite mais conservador exclui uma região menor do parâmetros que a análise combinada de IceCube-40 e AMANDA-II feito no artigo [123].

²O *confidence level* Representa o nível de confiança para o qual um conjunto de valores dos parâmetros, por exemplo $\sin^2 2\theta_{24}$ e Δm_{41}^2 , explicariam os resultados de repetições do experimento feito sob as mesmas condições. O caso de (3σ) de *C.L.* é equivale a 99,73% de *C.L.*.

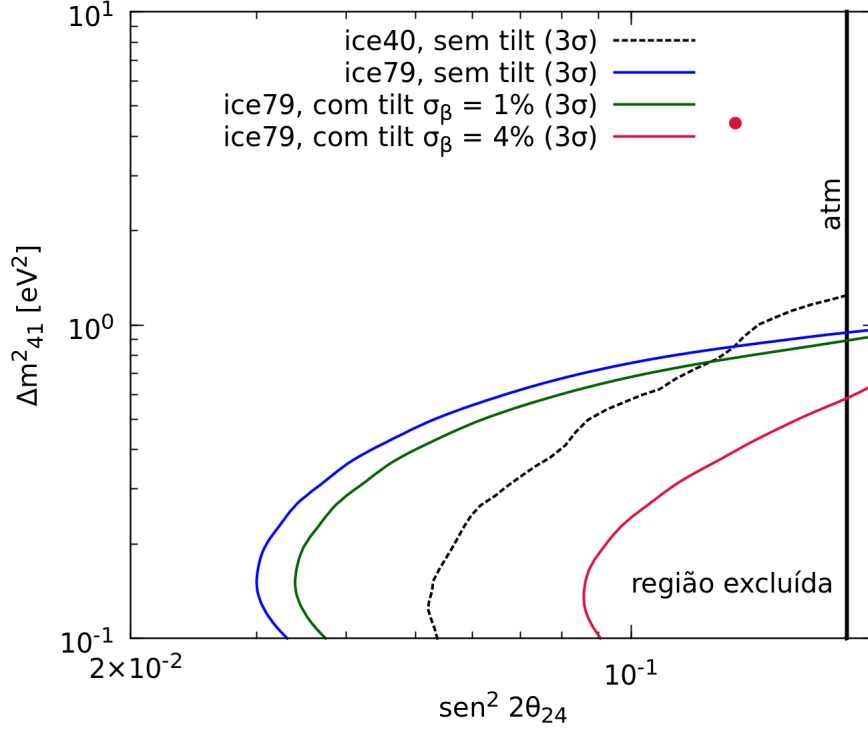


Figura 3.4: Região permitida de 3σ de C.L. nos parâmetros $\sin^2 2\theta_{24}$ e Δm_{41}^2 usando os dados de IceCube-79 e supondo que θ_{14} e θ_{24} são nulos. A linha azul representa a linha de exclusão sem considerar a incerteza na dependência zenital do fluxo de neutrinos atmosféricos (*tilt*). Nas linhas de exclusão verde ($\sigma_\beta = 1\%$) e vermelha ($\sigma_\beta = 4\%$) se considera a incerteza na dependência no fluxo dos neutrinos atmosféricos (*tilt*) e a incerteza nesta dependência (σ_β). A linha tracejada negra é a análise conjunta de IceCube-40 e AMANDA da referência [123]. A linha cheia negra vertical é o limite a baixas energias de dados de oscilações dos neutrinos atmosféricos [123]. O ponto vermelho representa o melhor ajuste para o caso $\sigma_\beta = 0,04$, ver Tab. (3.2). Tudo o que está à direita de qualquer linha é excluído.

Número de eventos

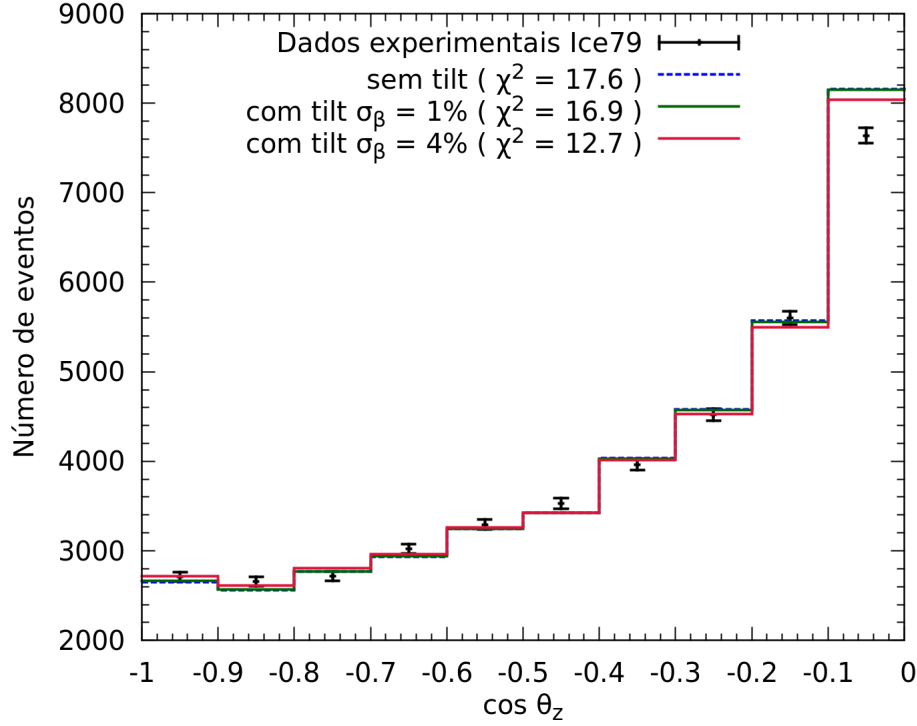


Figura 3.5: Número de eventos observados e esperados em função de ângulo zenital para IceCube-79 supondo que θ_{14} e θ_{24} são nulos. Os pontos negros representam os dados de IceCube-79 e as barras as incertezas estatísticas. A linha tracejada azul corresponde ao caso sem a incerteza na dependência zenital do fluxo de neutrinos atmosféricos, nas linhas verde e vermelha considera-se a incerteza na dependência zenital do fluxo de neutrinos atmosféricos (*tilt*) e uma incerteza respectiva de $\sigma_\beta = 1\%$ e $\sigma_\beta = 4\%$.

Na Fig. (3.5) está representado o número de eventos observados e esperados em função de ângulo zenital para IceCube-79 supondo um neutrino estéril e que θ_{14} e θ_{24} são nulos. Os números dos eventos esperados, indicados pelas linhas, é calculado usando os melhores ajustes, que estão nas Tabs. (3.1) e (3.2): a linha tracejada azul corresponde ao caso sem a incerteza na dependência zenital do fluxo de neutrinos atmosféricos e a linha cheia verde (vermelha) corresponde ao caso com a incerteza na dependência zenital do fluxo de neutrinos atmosféricos e uma incerteza nesta dependência de $\sigma_\beta = 1\%$ (4%). Para calcular

CAPÍTULO 3. RESULTADOS

os números de eventos desta figura tivemos em conta os valores de α e β , Tab. (3.3), que marginalizam χ^2 .

	sem tilt	com tilt $\sigma_\beta = 1\%$	com tilt $\sigma_\beta = 4\%$
α	1,43	1,39	1,27
β	0	0,0081	0,059

Tabela 3.3: Valores das normalizações α e β que marginalizam χ^2 , Eq. (3.1), no caso de um neutrino estéril.

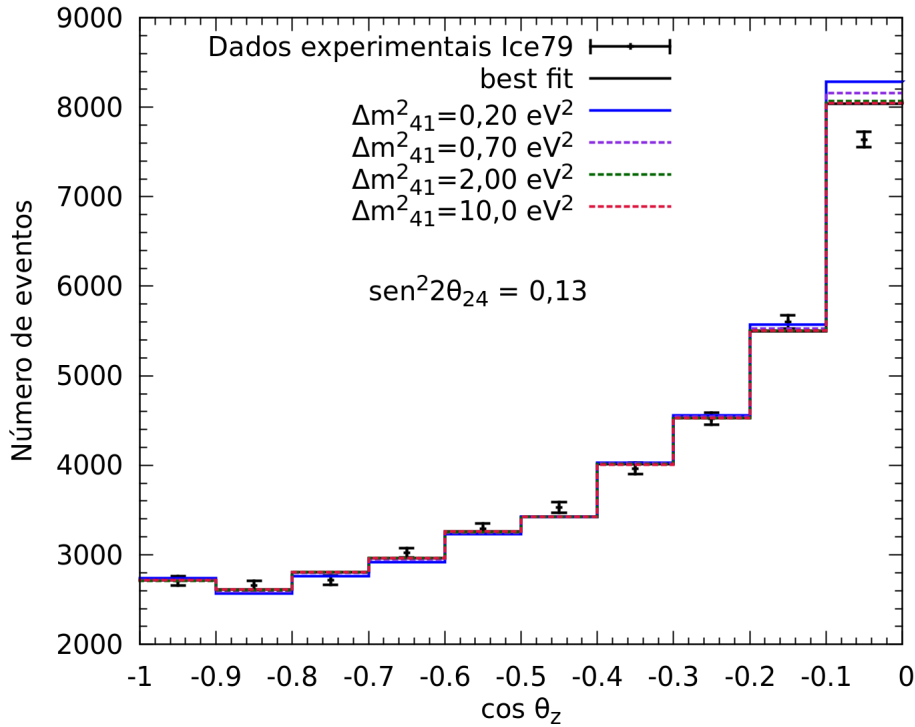


Figura 3.6: Número de eventos em função do ângulo zenital para diferentes valores do espaço de parâmetros $\text{sen}^2 2\theta_{24} - \Delta m_{41}^2$ na Fig. (3.4). A linha cheia azul corresponde ao ponto $(\text{sen}^2 2\theta_{24}, \Delta m_{41}^2) = (0, 13; 0, 20 \text{ eV}^2)$ que está na região excluída e as linhas tracejadas correspondem com pontos que estão na região permitida.

Na Fig. (3.6) está representado o número de eventos para diferentes pontos no es-

paço de parâmetros $\sin^2 2\theta_{24} - \Delta m_{41}^2$, um ponto dentro da região excluída, $(\sin^2 2\theta_{24}, \Delta m_{41}^2) = (0, 13; 0, 20 \text{ eV}^2)$ dado pela linha cheia azul e três pontos dentro da região permitida: $(\sin^2 2\theta_{24}, \Delta m_{41}^2) = (0, 13; 0, 70 \text{ eV}^2)$ linha tracejada violeta; $(\sin^2 2\theta_{24}, \Delta m_{41}^2) = (0, 13; 2 \text{ eV}^2)$ linha tracejada verde e $(\sin^2 2\theta_{24}, \Delta m_{41}^2) = (0, 13; 10 \text{ eV}^2)$ linha tracejada vermelha. Observar que para quase todos os *bins* o número de eventos esperados está dentro de um desvio padrão, mas no caso do *bin* $-0,1 < \cos \theta_z \leq 0$ o número de eventos calculados está entre dois e três desvios padrões acima do número de eventos esperados. Isto explica porque nosso χ^2 reduzido, Tabs. (3.1) e (3.2), é maior que um. Também notar que não observamos distorções na distribuição angular zenital, indicando que não temos transições de sabor devido ao efeito de matéria sobre os neutrinos para o parâmetro Δm_{41}^2 entre $0,1 \text{ eV}^2$ e 1 eV^2 e energias no intervalo de energias do IceCube. A linha cheia azul indica que o efeito de matéria para parâmetros na região excluída é grande no *bin* $-0,1 < \cos \theta_z \leq 0$.

3.1.2 Dependência em Δm_{41}^2 , θ_{24} e θ_{34}

Nesta seção apresentaremos nosso limite sobre os parâmetros de neutrinos estéreis ao considerar que o ângulo de mistura $\theta_{14} = 0$. Na Tab. (3.4) apresentamos os valores dos parâmetros e de χ^2 para o melhor ajuste considerando o caso sem ou com oscilação induzida pelo neutrino estéril. Ao introduzir um novo parâmetro que impacta no χ^2 , o ângulo de mistura θ_{34} ,

	$\sin^2 2\theta_{24}$	$\sin^2 2\theta_{34}$	$\Delta m_{41}^2 [\text{eV}^2]$	α	β	$\chi_{\min}^2 / \text{dof}$
Sem oscilações	0	0	0	1,18	0,058	12,8/10
Com oscilações	0,12	3×10^{-3}	4,94	1,26	0,056	12,8/7

Tabela 3.4: Valores dos parâmetros no melhor ajuste (*best fit*) no caso de sem e com oscilações induzidas por neutrinos estéril considerando $\theta_{14} = 0$. Tivemos em conta a incerteza na dependência zenital do fluxo de neutrinos atmosféricos e $\sigma_\beta = 4\%$.

obtemos que o valor do χ^2 considerando oscilações não muda ao compará-lo com o caso sem oscilações, mas o χ^2 reduzido aumenta, pois o número de graus de liberdade diminui.

Para calcular o χ^2 tivemos em conta a incerteza na dependência zenital do fluxo de neutrinos atmosféricos e $\sigma_\beta = 4\%$.

A linha cheia azul na Fig. (3.7) representa nossa linha de exclusão ao incluir o parâmetro θ_{34} em nossa análise de IceCube-79. Tudo o que está a direita de qualquer linha é excluído. Não temos mudança nas regiões permitidas no plano $\sin^2 2\theta_{24} - \Delta m_{41}^2$ ao introduzir θ_{34} e o valor preferido dele que achamos é $7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, que corresponde com o valor mínimo dele em nosso intervalo usado para analisar efeitos deste parâmetro.

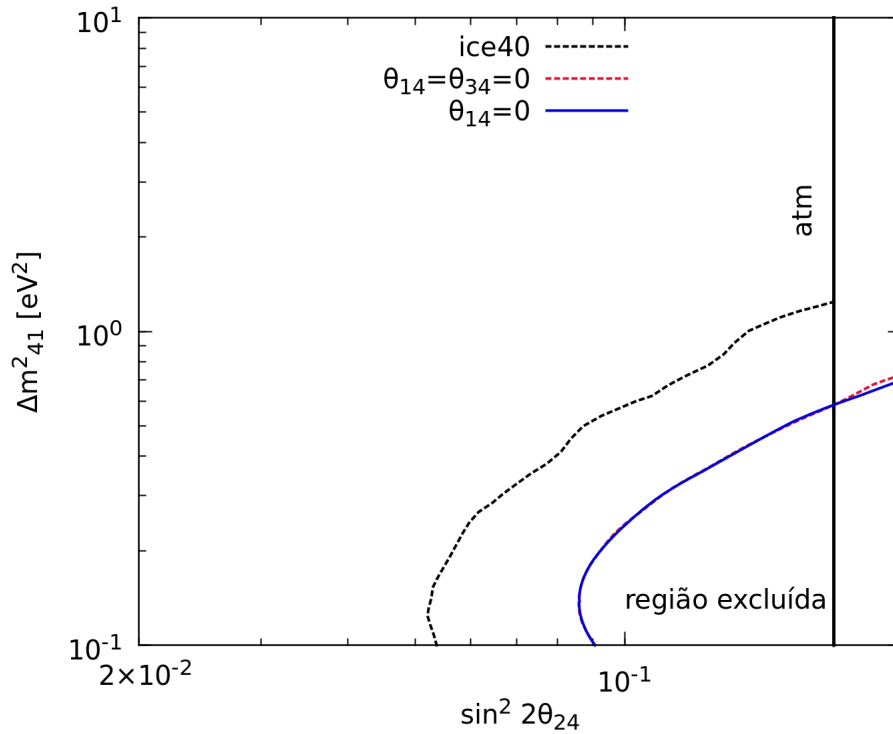


Figura 3.7: A linha cheia azul representa a linha de exclusão para 3σ de $C.L.$ nos parâmetros $\sin^2 2\theta_{24}$ e Δm_{41}^2 usando os dados de IceCube-79 e é nosso limite mais conservador ($\sigma_\beta = 4\%$) quando θ_{14} é nulo. A linha tracejada vermelha representa nosso limite mais conservador no caso de $\theta_{14} = \theta_{34} = 0$. A linha tracejada negra é a análise conjunta de IceCube-40 e AMANDA da referência [123]. A linha cheia negra vertical é o limite a baixas energias de dados de oscilações dos neutrinos atmosféricos [123]. Tudo o que está a direita de qualquer linha é excluído.

Não apresentamos nosso resultado para os planos $\sin^2 2\theta_{34} - \Delta m_{41}^2$ e $\sin^2 2\theta_{24} - \sin^2 2\theta_{34}$, pois obtemos que todos os valores dos parâmetros são permitidos nos seguintes intervalos: $\Delta m_{41}^2 \in [10^{-2}, 10^2] \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{24} \in [7 \times 10^{-3}, 3 \times 10^{-1}]$ e $\sin^2 2\theta_{34} \in [7 \times 10^{-3}, 3 \times 10^{-1}]$.

3.2 Física nova em KATRIN

Para obter a sensibilidade de KATRIN em relação a massa do neutrino, fizemos a hipótese que o espectro experimental é do neutrino com massa zero, ver Fig. (2.28) ou Fig. (3.8) pois, KATRIN ainda não começou a coleta de dados ³.

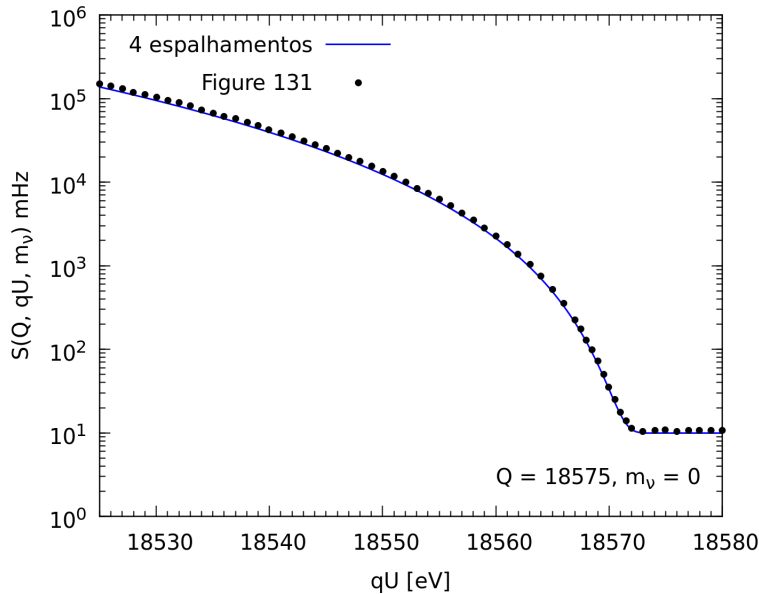


Figura 3.8: O espectro integrado do KATRIN em função do potencial retardador simulado com nosso código. Este espectro desempenha o papel dos dados experimentais.

Para determinar a sensibilidade de KATRIN em relação a massa do neutrino e a

³Espera-se que a tomada de dados inicie na metade do ano 2016, de acordo com a última apresentação disponível no site na internet de KATRIN [143].

física nova, usamos o seguinte teste de χ^2 ,

$$\chi^2(Q, R_s, R_b, m_\nu) = \sum_i \frac{(N_{\text{exp}}(Q, qU_i) - N_{\text{teo}}(Q, qU_i, R_s, R_b, m_\nu))^2}{\sigma_{\text{exp}}^2(Q, qU_i) + \sigma_{\text{sist}}^2}, \quad (3.5)$$

onde N_{teo} e N_{exp} são respetivamente os números de eventos esperados e observados e estão dados por

$$N_{\text{teo}}(Q, qU, R_s, R_b, m_\nu) = t_i (R_s S_{\text{teo}}(Q, qU_i, m_\nu) + R_b N_b) \quad (3.6)$$

$$N_{\text{exp}}(Q, qU, m_\nu = 0) = t_i (S_{\text{teo}}(Q, qU_i) + N_b), \quad (3.7)$$

sendo $\sigma_{\text{exp}}(Q, qU_i)$ a incerteza estatística e está dada por $\sigma_{\text{exp}}(Q, qU_i) = \sqrt{N_{\text{exp}}(Q, qU_i)}$, σ_{sist} é a incerteza sistemática, Q é a energia do ponto final da molécula de Trítio, qU_i é o potencial retardador, t_i é o tempo gasto em cada passo do potencial retardador, N_b é a taxa esperada de eventos do *background*, 10 mHz [9], R_s, R_b são respetivamente os fatores de normalização do sinal e o *background*, S_{teo} é espectro integrado e está dado pela Eq. (2.73).

O índice i na Eq. (3.5) percorre 31 passos de modo que o potencial retardador, qU_i , abrange a faixa de $qU \in \{Q - 20 \text{ eV}, Q + 5 \text{ eV}\}$. O tempo de medição, t_i , para cada valor do potencial retardador usado nesta tese está dado pelas barras azuis na Fig. (3.9) mais as barras vermelhas acima da linha tracejada vertical negra, com tempo total de três anos.

3.2.1 Sensibilidade na massa do neutrino

Nas Figs. (3.10) apresentamos a análise na procura da massa do neutrino. A linha tracejada negra horizontal representa o valor de χ^2 de 90% de *C.L.* e a linha tracejada vermelha vertical corresponde ao valor de 200 meV na massa do neutrino. Espera-se que nossa análise esteja perto da interseção destas duas linhas. O caso da Fig. (3.10a) corresponde ao caso quando não consideramos a incerteza sistemática, $\sigma_{\text{sist}} = 0$ na Eq. (3.5). Neste caso nosso limite na massa do neutrino é de 123 meV de 90% de *C.L.* o qual é menor de 200 meV, valor reportado pelo experimento KATRIN como a sensibilidade máxima na massa do neutrinos [9].

Motivados pelo difícil que é ler os tempos ótimos na Fig. (3.9), a soma destes tempos deve ser três anos, e também por qualquer outra falta de precisão na descrição de

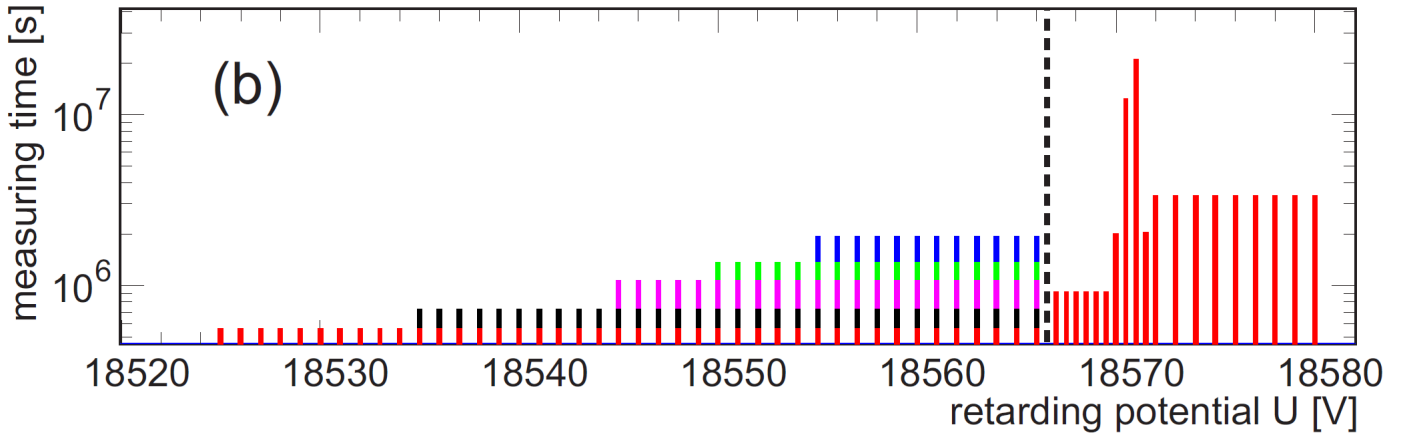


Figura 3.9: Tempos de medição otimizado em função do potencial retardador. As diferentes cores representam diferentes tempos. A soma de cada uma diferentes barras debaixo da linha tracejada negra vertical mais as soma das barras vermelhas acima da linha tracejada negra vertical tem que ser três anos. Fig. (131b) do artigo [9]

KATRIN, nós introduzimos uma incerteza sistemática na Eq. (3.5). A Fig. (3.10b) representa a variação de χ^2 em relação a massa do neutrino e à incerteza sistemática. Acharmos que quando a incerteza sistemática é perto de 700, $\sigma_{\text{sist}} = 700$, conseguimos um limite na massa do neutrino de quase 200 meV que está em concordância com o limite de KATRIN. Para determinar se a incerteza sistemática de 700 é menor que a incerteza estatística, $\sigma_{\text{sist}} < \sigma_{\text{exp}}$, fizemos a seguinte conta,

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{sist}}^2 &= N_{\text{exp}}(Q, qU, m_\nu = 0) = t_i(S_{\text{teo}}(Q, qU_i) + N_b) \\ \Rightarrow \frac{\sigma_{\text{sist}}^2}{\sum_i t_i} &< S_{\text{teo}}(Q, qU_i) + N_b, \end{aligned} \quad (3.8)$$

a qual permite-nos comparar esta incerteza sistemática com o número de eventos esperados quando a massa do neutrino é zero. Para o caso de 3 anos, temos que a correspondente contagem para uma incerteza sistemática de 700 é de 5,18 mHz. Na Fig. (3.11) comparamos o espectro integrado no caso quando a massa do neutrino é zero com o equivalente em mili-Hertz de uma incerteza sistemática de 700, dado pela linha tracejada horizontal.

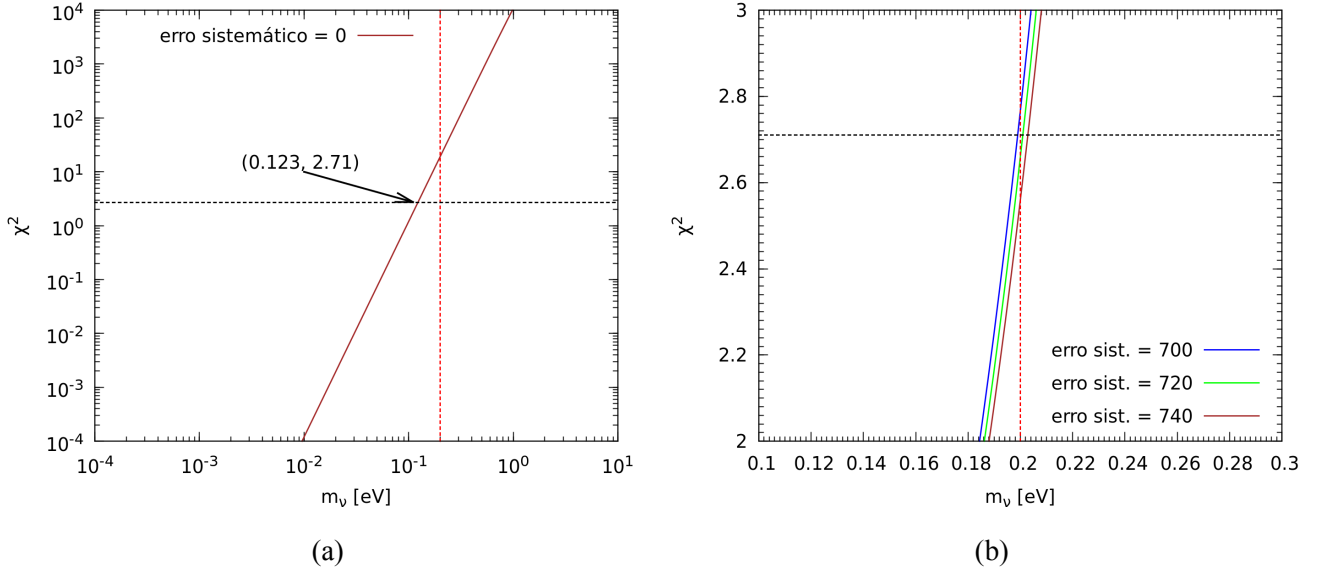


Figura 3.10: χ^2 em função da massa do neutrino e representa a análise em procura da massa do neutrino. A linha tracejada negra horizontal mostra o valor de χ^2 de 90% de *C.L.*. A linha tracejada vermelha vertical corresponde ao valor de 200 meV na massa do neutrino. As linhas cheias é o comportamento de χ^2 . A figura (a) é sem incerteza sistemática e em (b) muda-se o valor da incerteza sistemática da Eq. (3.5).

3.2.2 Sensibilidade no caso de um neutrino estéril

Para achar a sensibilidade de KATRIN em relação a um neutrino estéril, usamos o espectro beta integrado para o decaimento beta do Trítio dado na Eq. (2.73) junto com o espectro diferencial de elétrons- β dado pela Eq. (2.52) e a parametrização da matriz de mistura leptônica dada pela Eq. (2.20). Neste caso temos como parâmetros m_1 , m_4 e θ_{14} :

$$\left. \begin{aligned} U_{e1} &= \cos \theta_{12} \cos \theta_{13} \cos \theta_{14} & U_{e2} &= \sin \theta_{12} \cos \theta_{13} \cos \theta_{14} \\ U_{e3} &= \sin \theta_{13} \cos \theta_{14} & U_{e4} &= \sin \theta_{14} \\ m_1^2 &= m_1^2 \\ m_2^2 &= \Delta m_{21}^2 + m_1^2 \\ m_3^2 &= \Delta m_{31}^2 + m_1^2 \\ m_4^2 &= \Delta m_{41}^2 + m_1^2. \end{aligned} \right\} \quad (3.9)$$

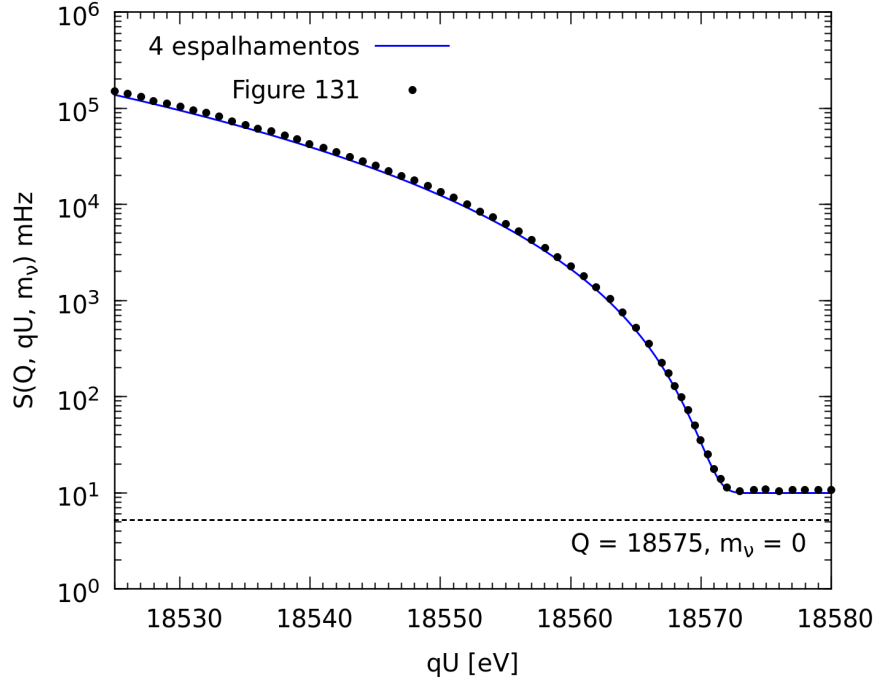


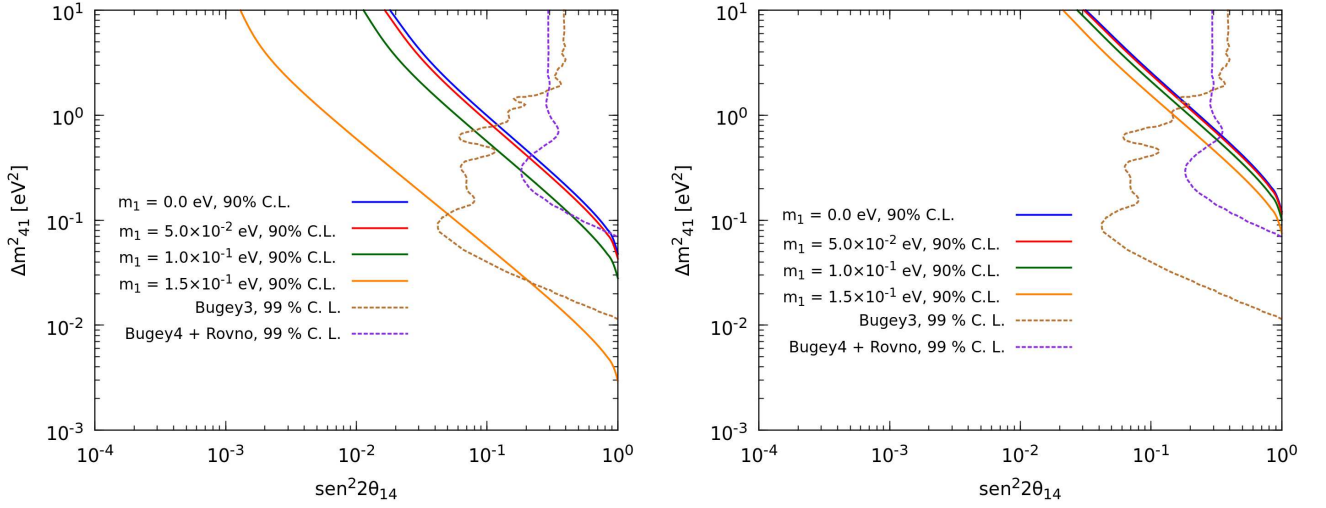
Figura 3.11: O espectro integrado do KATRIN em função do potencial retardador junto com o equivalente em mili-Hertz de uma incerteza sistemática de 700, dado pela linha tracejada horizontal.

Tendo em conta estes parâmetros, a avaliação da análise é dada pelo seguinte χ^2 ,

$$\chi^2(Q, R_s, R_b, m_1, m_4, \theta_{14}) = \sum_{i=1}^{31} \frac{(N_{\text{exp}}(Q, qU_i) - N_{\text{th}}(Q, qU_i, R_s, R_b, m_1, m_4, \theta_{14}))^2}{\sigma_{\text{exp}}^2(Q, qU_i) + \sigma_{\text{sist}}^2}, \quad (3.10)$$

e com as seguintes incertezas sistemáticas, $\sigma_{\text{sist}} = 0,700$.

Nas Figs. (3.12) e (3.13) apresentamos as linhas de exclusão de 90% de *C.L.* para a sensibilidade do experimento KATRIN no caso de um neutrino estéril no plano ($\sin^2 2\theta_{14}$, Δm_{41}^2). Comfrontamos estes limites com os limites devidos aos experimentos Bugey, Figs. (3.12), e as regiões permitidas da análise de experimentos de *short baseline* Figs. (3.13) [63, 144]. No caso das Figs. (3.12), as linhas de exclusão para KATRIN são as linhas diagonais para diferentes valores da massa do estado de massa mais leve, m_1 . As linhas cheias diagonais azul, vermelho, verde e laranja correspondem a $m_1 = 0; 0,05; 0,1; 0,15$ eV, respetivamente.



(a) Para $\sigma_{\text{sist}} = 0$ na Eq. (3.10).

(b) Para $\sigma_{\text{sist}} = 700$ na Eq. (3.10).

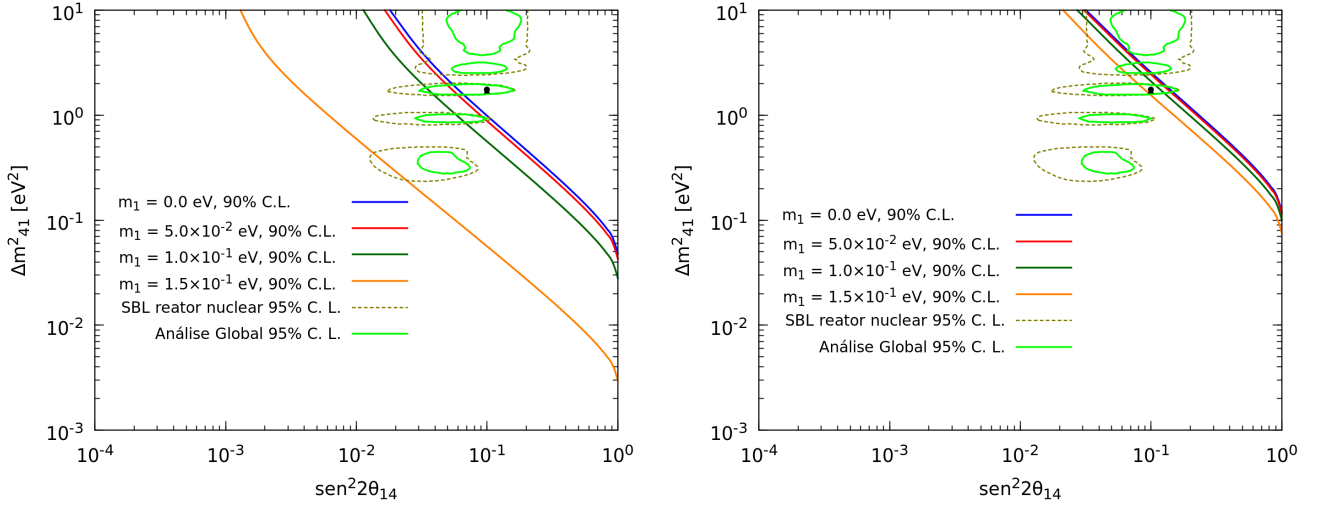
Figura 3.12: Linhas de exclusão (diagonais) de 90% de *C.L.* de KATRIN no plano ($\sin^2 2\theta_{14}$, Δm_{41}^2) para diferentes valores do estado de massa mais leve, m_1 . Tudo o que está à direita de qualquer linha é excluído. As linhas diagonais azul, vermelho, verde e laranja correspondem a $m_1 = 0; 0,05; 0,1; 0,15$ eV, respectivamente. As linhas tracejadas com cores marrom e roxo correspondem aos limites de Bugey3 [66] e Bugey4 [146] + Rovno [145].

As linhas tracejadas com cores marrom e roxo correspondem aos limites de Bugey3 [66] e Bugey4 [146] + Rovno [145]. Tudo o que está à direita de qualquer linha é excluído. Nas Figs. (3.13) estão a sensibilidade de KATRIN junto com os contornos fechados que representam as regiões permitidas para experimentos de *short baseline* (contorno tracejado) e da análise global das anomalias dos neutrinos (contorno cheio verde). As figuras à esquerda, Fig. (3.12a) e Fig. (3.13a), são para o caso quando $\sigma_{\text{sist}} = 0$, e as figuras à direita, Fig. (3.12b) e Fig. (3.13b) são para o caso quando $\sigma_{\text{sist}} = 700$.

As conclusões mais relevantes são:

- KATRIN é sensível a neutrinos estéreis pois eles modificam o espectro integral do decaimento beta. A partir da Fig. (2.24) se pode concluir que neutrinos estereis leves também modificam o espectro do neutrino pois estes a massa e o ângulo de mistura destes neutrinos estereis modificam a função de Kurie.

3.2. FÍSICA NOVA EM KATRIN



(a) Para $\sigma_{\text{sist}} = 0$ na Eq. (3.10).

(b) Para $\sigma_{\text{sist}} = 700$ na Eq. (3.10).

Figura 3.13: Linhas de exclusão (diagonais) de 90% de *C.L.* de KATRIN no plano $(\sin^2 2\theta_{14}, \Delta m^2_{41})$ para diferentes valores do estado de massa mais leve, m_1 . Tudo o que está a direita das linhas diagonais é excluído. As linhas diagonais azul, vermelho, verde e laranja correspondem a $m_1 = 0; 0,05; 0,1; 0,15 \text{ eV}$, respetivamente. Os contornos fechados correspondem as regiões permitidas para experimentos de *short baseline* (contorno tracejada) e da análise global das anomalias dos neutrinos (contorno cheio verde) [144].

- KATRIN pode verificar o espaço de parâmetros $\sin^2 2\theta_{14} - \Delta m^2_{41}$ da anomalia dos neutrinos de reatores. Notar que nas Figs. (3.13) Katrin restringe os parâmetros (dados pelas linhas tracejadas) que explicariam as anomalias de reatores

De uma análise mais detalhada das Figs. (3.12) e Figs. (3.13) concluímos que:

- Mudar a incerteza sistemática de 0 para 700 conduz a limites mais conservadores no espaço de parâmetros $\sin^2 2\theta_{14} - \Delta m^2_{41}$,
- Ao confrontar os limites de KATRIN com os limites de usinas nucleares, Figs. (3.12), observamos que KATRIN dá melhor sensibilidade sobre neutrinos estéreis na região de grande Δm^2_{41} e grandes $\sin^2 2\theta_{14}$ que experimentos de oscilações de neutrinos,

- Ao confrontar os limites de KATRIN com os limites de usinas nucleares, Figs. (3.12), observamos que os limites de KATRIN para ângulos de mistura pequenos e grandes Δm_{41}^2 são mais fortes que os limites de oscilações dos neutrinos,
- Os limites de experimentos de oscilações dos neutrinos para ângulos de mistura grandes e Δm_{41}^2 pequenos são mais fortes que os limites de KATRIN,
- Ao confrontar os limites de KATRIN com a análise dos experimentos de *short baseline* e da análise global das anomalias dos neutrinos, Figs. (3.13), observamos que KATRIN exclui parte de região permitida, $\Delta m_{41}^2 > 2 \text{ eV}^2$, da análise global.

Estes resultados são consistentes com um estudo de sensibilidade de neutrino estéril em KATRIN feito anteriormente pelo Prof. Dr. Orlando Peres e Dr. Arman Esmaili [139].

3.2.3 Sensibilidade no caso de dois neutrinos estéreis

Nesta subseção apresentamos os resultados da sensibilidade de KATRIN para o caso de dois neutrinos estéreis. A motivação de incluir um quinto neutrino parte das análises globais dos dados dos indícios de neutrinos estéreis [63] pois, inclui-se este quinto neutrino porque abre a possibilidade de uma nova fase de violação de CP que teria uma manifestação quando a escala de oscilação é dominada por uma $\Delta m^2 > 0,1 \text{ eV}^2$. Neste caso de dois neutrinos estéreis temos cinco parâmetros, $m_1, m_4, m_5, \theta_{14}$ e θ_{15} , e estes parâmetros estão dados na Eq. (3.11) e a influência deles no espectro diferencial do decaimento beta está dada na Eq. (3.12). Entre todos os possíveis planos entre os parâmetros, somente vamos apresentar os resultados que julgamos importantes: $m_1 - \Delta m_{41}^2$, $\sin^2 2\theta_{14} - \Delta m_{41}^2$ e $\Delta m_{51}^2 - \Delta m_{41}^2$. Nos restringiremos apresentar o caso de $\sigma_{\text{sist}} = 700$. A avaliação do ajuste é dada pelo χ^2 na Eq. (3.13). Em todas as figuras apresentamos as regiões permitidas de 90% de *C.L.*. Os intervalos no qual variamos os parâmetros são: $m_1 \in [10^{-2}, 10] \text{ eV}$, $\Delta m_{41(51)}^2 \in [10^{-2}, 10] \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{14(15)} \in [10^{-3}, 1]$.

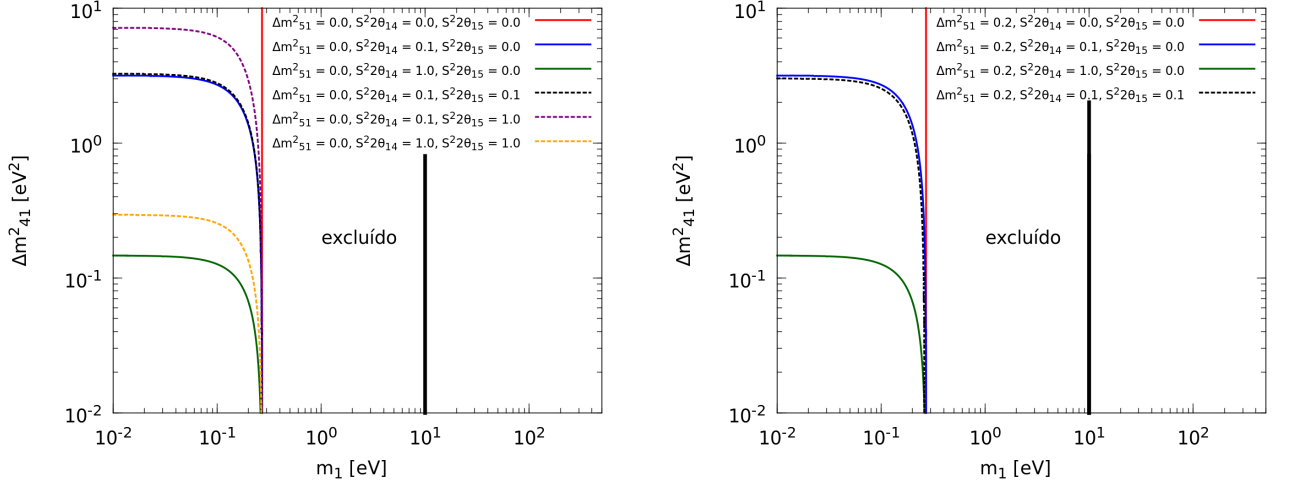
$$\left. \begin{aligned}
 U_{e1} &= \cos \theta_{12} \cos \theta_{13} \cos \theta_{14} \cos \theta_{15} \\
 U_{e2} &= \text{sen} \theta_{12} \cos \theta_{13} \cos \theta_{14} \cos \theta_{15} \\
 U_{e3} &= \text{sen} \theta_{13} \cos \theta_{14} \cos \theta_{15} \\
 U_{e4} &= \text{sen} \theta_{14} \cos \theta_{15} \\
 U_{e5} &= \text{sen} \theta_{15} \\
 m_1^2 &= m_1^2 \\
 m_2^2 &= \Delta m_{21}^2 + m_1^2 \\
 m_3^2 &= \Delta m_{31}^2 + m_1^2 \\
 m_4^2 &= \Delta m_{41}^2 + m_1^2 \\
 m_5^2 &= \Delta m_{51}^2 + m_1^2
 \end{aligned} \right\} \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned}
 \beta(K_e, Q, [U_{ej}], [m_j]) &= N_s F(Z, K_e) p_e E_e \sum_i \left\{ \omega_i (Q - W_i - K_e) \left[\right. \right. \\
 &\sum_{j=1}^3 |U_{ej}|^2 \sqrt{(Q - W_i - K_e)^2 - m_j^2 c^4} \times \Theta(Q - W_i - K_e - m_j c^2) + \\
 &|U_{e4}|^2 \sqrt{(Q - W_i - K_e)^2 - m_4^2 c^4} \times \Theta(Q - W_i - K_e - m_4 c^2) + \\
 &\left. \left. |U_{e5}|^2 \sqrt{(Q - W_i - K_e)^2 - m_5^2 c^4} \times \Theta(Q - W_i - K_e - m_5 c^2) \right] \right\} \quad (3.12)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \chi^2(Q, R_s, R_b, m_1, m_4, m_5, \theta_{14}, \theta_{15}) &= \\
 \sum_{i=1}^{31} \frac{(N_{\text{exp}}(Q, qU_i) - N_{\text{th}}(Q, qU_i, R_s, R_b, m_1, m_4, m_5, \theta_{14}, \theta_{15}))^2}{\sigma_{\text{exp}}^2(Q, qU_i) + \sigma_{\text{sist}}^2}. \quad (3.13)
 \end{aligned}$$

Nas Fig. (3.14) apresentamos a variação da região excluída pela nossa análise do experimento KATRIN no plano $m_1 - \Delta m_{41}^2$ ao mudar os parâmetros $\text{sen}^2 2\theta_{14}$, $\text{sen}^2 2\theta_{15}$ e Δm_{51}^2 . A descrição das linhas está na legenda das figuras. Deste plano observamos que:

- Sem importar o valor do ângulo de mistura e para $\Delta m_{41}^2 < 10^{-2} \text{ eV}^2$, m_1 atinge o máximo valor permitido dele,



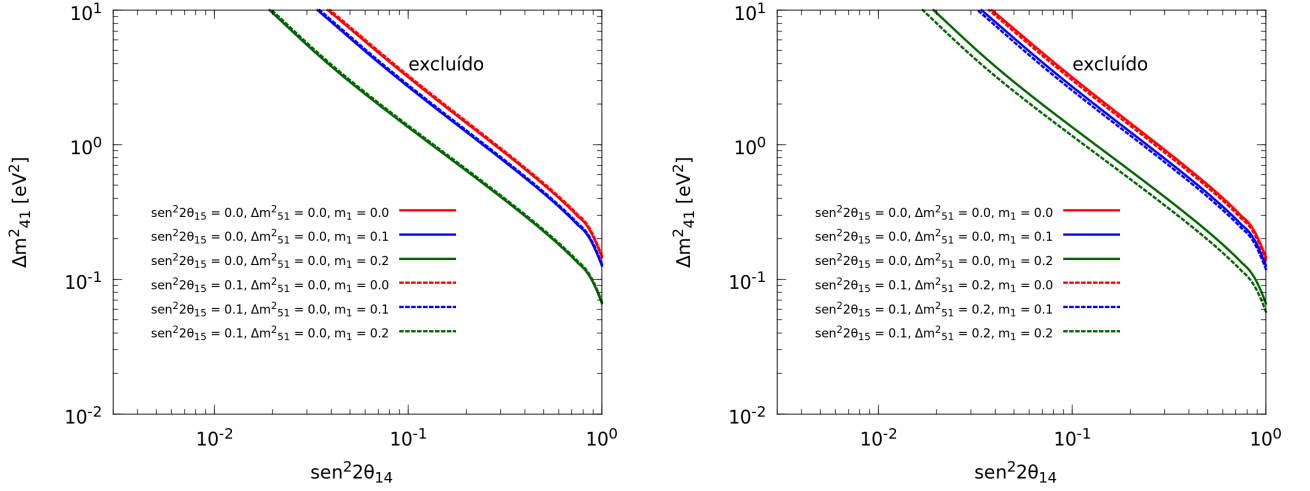
(a) Linhas tracejadas para $\Delta m_{51}^2 = 0 \text{ eV}^2$, (b) Linhas tracejadas para $\Delta m_{51}^2 = 0,2 \text{ eV}^2$,
 $\text{sen}^2 2\theta_{15} = 0, 1; 1$ e $\text{sen}^2 2\theta_{14} = 0, 1; 1$ $\text{sen}^2 2\theta_{15} = 0, 1; 1$ e $\text{sen}^2 2\theta_{14} = 0, 1$

Figura 3.14: Regiões permitidas de 90% de *C.L.* no plano $m_1 - \Delta m_{41}^2$ ao variar $\text{sen}^2 2\theta_{14}$, Δm_{51}^2 e $\text{sen}^2 2\theta_{15}$. Nas linhas cheias vermelha, azul e verde variamos o parâmetro $\text{sen}^2 2\theta_{14}$ para os valores respectivos 0, 0,1 e 1. Adicionalmente nas linhas tracejadas negra, roxa e amarela, para cada um dos $\text{sen}^2 2\theta_{14}$, variamos os parâmetros Δm_{51}^2 e $\text{sen}^2 2\theta_{15}$. A região excluída está à direita das linhas. A linha cheia negra vertical representa o limite do intervalo analisado para o parâmetro m_1 .

- As linhas cheias na Fig. (3.14a) indicam que se $\text{sen}^2 2\theta_{14}$ aumenta, são aceitos valores cada vez menores de Δm_{41}^2 , sem atingir a nulidade, e alcança rapidamente um valor constante ao diminuir m_1 . Isto se explica porque ao crescer o coeficiente U_{e4} na Eq. (3.12), a contribuição de Δm_{41}^2 deve diminuir no correspondente termo para que os parâmetros dos neutrinos estereis não modifiquem fortemente o espectro diferencial. Δm_{41}^2 passa ser independente da diminuição de m_1 devido a que o quadrado desta massa será pequeno comparado com Δm_{41}^2 , ver Eqs. (3.11),
- As linhas cheias na Fig. (3.14b) indicam que não há uma mudança nos limites no caso quando $\text{sen}^2 2\theta_{15}$ é nulo e Δm_{51}^2 varia, isto era esperado. Por outra parte, variar $\text{sen}^2 2\theta_{15}$ e Δm_{51}^2 induz a uma diminuição na região permitida, comparar linhas

tracejadas negras na Fig. (3.14a) e Fig. (3.14b).

As Figs. (3.15) representam a variação da região excluída pela nossa análise do experimento KATRIN no plano $\sin^2 2\theta_{14} - \Delta m_{41}^2$ ao variar os parâmetros $\sin^2 2\theta_{15}$, Δm_{51}^2 e m_1 . A descrição das linhas está na legenda das figuras. T As linhas cheias correspondem a



(a) Linhas tracejadas para $\sin^2 2\theta_{15} = 0, 1$ e $\Delta m_{51}^2 = 0 \text{ eV}^2$ (b) Linhas tracejadas para $\sin^2 2\theta_{15} = 0, 1$ e $\Delta m_{51}^2 = 0, 2 \text{ eV}^2$

Figura 3.15: Regiões permitidas, para dois neutrinos estéreis, de 90% de *C.L.* no plano $\sin^2 2\theta_{14} - \Delta m_{41}^2$ ao variar $\sin^2 2\theta_{15}$, Δm_{51}^2 e m_1 . Nas linhas cheias vermelha, azul e verde variamos o parâmetro m_1 para os valores respectivos 0 eV, 0,1 eV e 0,2 eV. Adicionalmente nas linhas tracejadas vermelha, azul e verde, para cada um dos m_1 , variamos os parâmetros $\sin^2 2\theta_{15}$ e Δm_{51}^2 . A região excluída está à direita das linhas.

variações no parâmetro m_1 ($\sin^2 2\theta_{15} = 0$ e $\Delta m_{51}^2 = 0 \text{ eV}^2$) e delas observamos que:

- Aumentar o valor da massa do estado mais leve, m_1 , induz a que não possa ser associado valores grandes ao parâmetro Δm_{41}^2 para um valor fixo de $\sin^2 2\theta_{14}$ pois, m_4 modificaria muito o espectro diferencial com estes valores grandes, ver Fig. (2.24) como apoio. No caso de um valor fixo de Δm_{41}^2 o ângulo de mistura $\sin^2 2\theta_{14}$ diminui para que este valor fixo seja compatível com o espectro a ser comparado, notar na Eq. (3.12)

que a diminuição de $\sin^2 2\theta_{14}$ implica diminuir U_{e4} e assim Δm_{41}^2 pode adotar valores maiores,

- Introduzir um segundo neutrino estéril com ângulo de mistura e Δm_{51}^2 diferente de zero, Fig. (3.15b), aumenta a área de exclusão de $\sin^2 2\theta_{14} - \Delta m_{41}^2$. Indicando contribuição no espectro do β -elétron do termo proporcional com U_{e5} .

As áreas coloridas na Fig. (3.16) representam as regiões permitidas de 90% de C.L. no plano $\Delta m_{51}^2 - \Delta m_{41}^2$. Temos deste caso que:

- Aumentar o ângulo de mistura, já seja $\sin^2 2\theta_{14}$ ou $\sin^2 2\theta_{15}$, diminui os valores permitidos de Δm_{41}^2 ou Δm_{51}^2 ,
- Quando $\sin^2 2\theta_{15}$ aumenta são permitidos valores maiores para Δm_{41}^2 que para Δm_{51}^2 pois, no caso de 2 neutrinos estéreis U_{e4} recebe contribuição de $\cos \theta_{15}$ e U_{e5} unicamente de $\sin \theta_{15}$,
- Aumentar a massa de m_1 , Fig. (3.16b) reduz a área permitida.

Concluimos que depois de três anos de tomada de dados, o experimento KATRIN pode limitar o espaço de parâmetros de neutrino estéril. O impacto deste experimento poderia ser maior pois vincula a região permitida no espaço de parâmetros que surge da análise global dos experimentos de *short baseline*.

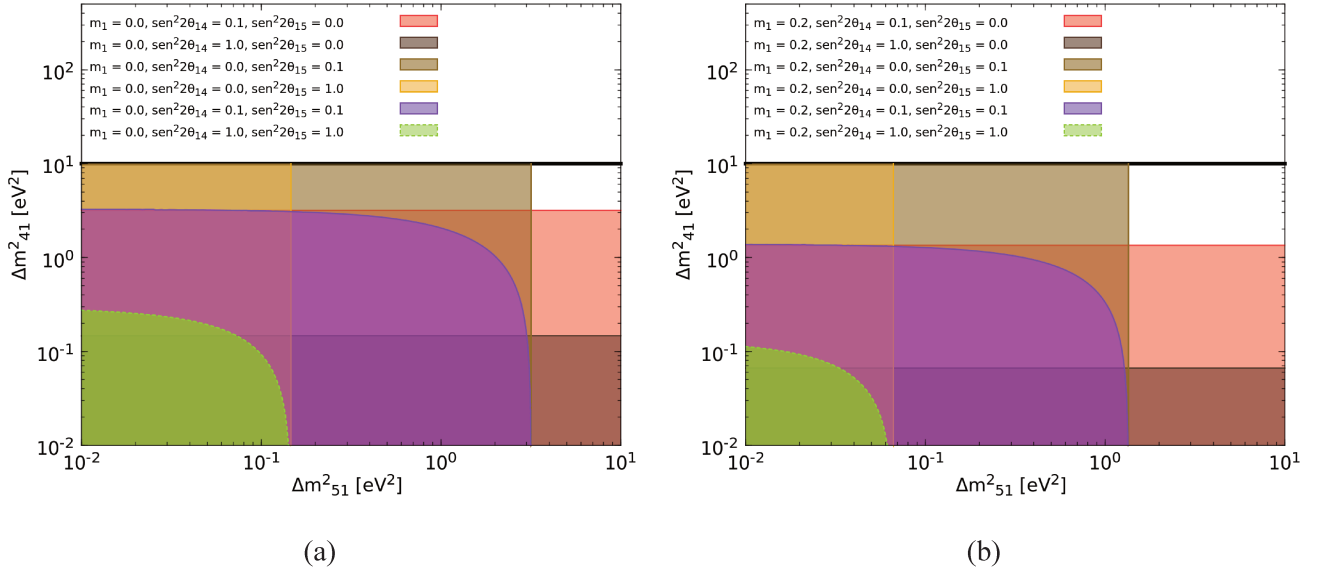


Figura 3.16: As áreas coloridas representam as regiões permitidas, para dois neutrinos estéreis, de 90% de *C.L.* no plano $\Delta m^2_{51} - \Delta m^2_{41}$. Variação nos parâmetros $\sin^2 2\theta_{14}$, $\sin^2 2\theta_{15}$ e m_1 também mudam as áreas permitidas. As regiões permitidas (excluídas) está à esquerda (direita) de qualquer área colorida. Na Fig. (a) $m_1 = 0$ eV e na Fig. (b) $m_1 = 0,2$ eV. A linha cheia negra horizontal representa o limite do intervalo analisado para o parâmetro Δm^2_{51} .

3.2.4 Sensibilidade em KATRIN para dimensões extras grandes

Nesta seção apresentamos os resultados de nosso artigo [11] intitulado “Kinematical test of large extra dimension in beta decay experiments” publicado na “Physics Letters B” no ano de 2012.

Na seção (1.3) fizemos o estudo de dimensões extras grandes, (LED do inglês *Large Extra Dimensions*), onde se considerou que um neutrino de mão direita pode-se propagar através das LED. Deste modelo obtivemos a decomposição dos estados de sabor em termos dos modos de Kaluza-Klein, Eq. (1.75):

$$\nu_{L,\alpha} = \sum_{i=1}^3 U^{\alpha i} \sum_{n=0}^{\infty} L_i^{0n} \nu'_{L,i}{}^n. \quad (3.14)$$

Poderíamos esperar que esta decomposição tivesse um impacto na oscilação do neutrino de modo que a probabilidade de oscilação fosse modificada, Eq. (1.77),

$$P_{\alpha\beta} = \left| \sum_{i=1}^3 U^{\alpha i} U^{\beta i*} \sum_{n=0}^{\infty} (L_i^{0n})^2 \exp \left[i \frac{\lambda_i^{(n)2} L}{2E_\nu R_{\text{ED}}^2} \right] \right|^2. \quad (3.15)$$

Para achar a influência de LED em oscilações dos neutrinos fizemos uma análise no experimento CHOOZ [12], pois este experimento dá o limite mais forte sobre LEDs entre os experimentos de oscilação. O experimento CHOOZ estudou o desaparecimento de $\bar{\nu}_e$, $\alpha = \beta = e$ na Eq. (3.15), para um comprimento de oscilação de 1 km. Consideramos os casos de hierarquia normal e hierarquia invertida, representadas na Fig. (1.1). Para o caso de hierarquia normal (invertida) o estado de massa mais leve é $m_0 = m_1 (m_3)$. Os parâmetros para LED são a massa do estado mais leve, m_0 (está implícito em $\lambda_i^{(n)}$ na Eq. (3.15)), e o raio da dimensão extra, R_{ED} . Estes parâmetros estão apresentados na seção (1.3.3).

Nas curvas tracejada-pontilhada azuis das Figs. (3.17) apresentamos nosso resultado de 90% de *C.L.* do experimento CHOOZ. A linha sólida preta mostra o limite da região de parâmetros físicos que surgem ao exigir que $\lambda^{(0)} \leq 0,5$ quer dizer, todos os valores dos parâmetros (m_0, R_{ED}) que estão no lado direito da curva preta não são compatíveis com $(\Delta m_{\text{sol}}^2, \Delta m_{\text{atm}}^2) = (7,6 \times 10^{-5}; 2,4 \times 10^{-3}) \text{ eV}^2$ [11].

3.2. FÍSICA NOVA EM KATRIN

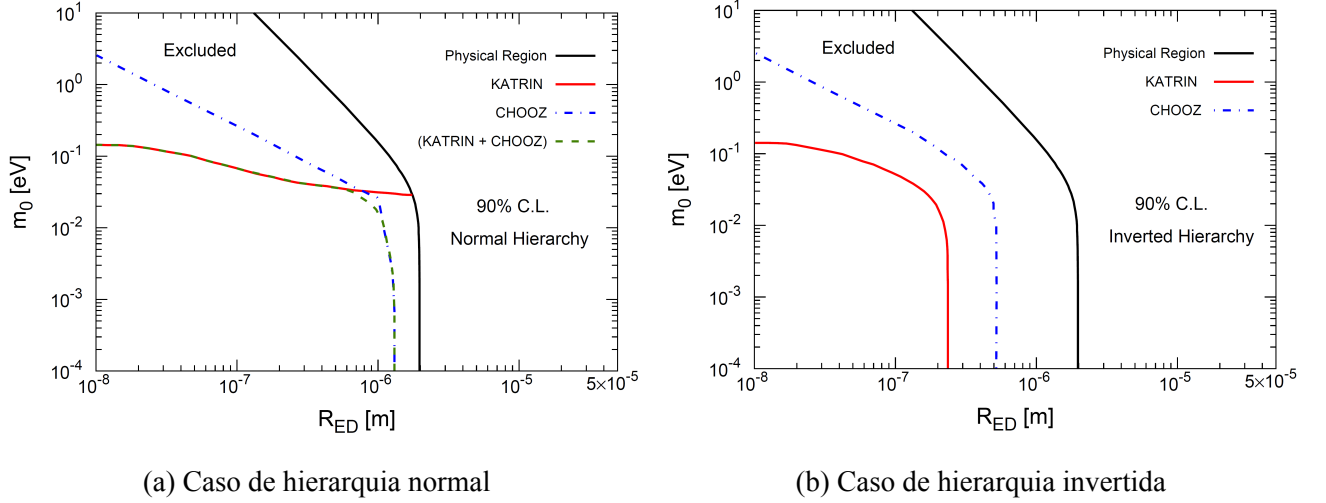


Figura 3.17: A sensibilidade de 90% de C.L. no espaço de parâmetros $m_0 - R_{\text{RED}}$ para o experimento KATRIN supondo hierarquia nas massas dos neutrinos. Também apresentamos o limite de 90% de C.L. para o experimento CHOOZ e a análise combinada de KATRIN + CHOOZ.

Do ponto de vista cinemático, a decomposição na Eq. (3.14) impactaria os experimentos que medem a massa do neutrino. Especificamente, as torres de estados de neutrino estéril de Kaluza-Klein (KK), ver seção (1.3.2), contribuirão para a massa efetiva do antineutrino do elétron que será analisada pelo experimento KATRIN. Na Eq. (2.54) apresentamos a mudança no espectro diferencial dos elétrons- β devida a LED,

$$\begin{aligned}
 \beta(K_e, Q, m, R) &= N_s F(Z, K_e) p_e E_e \times \\
 &\times \sum_i \left[\omega_i (Q - W_i - K_e) \sum_{j=1}^3 |U_{ej}|^2 \sum_{n=0}^{\infty} \left(L_j^{0n} \right)^2 \times \right. \\
 &\times \sqrt{(Q - W_i - K_e)^2 - \left(\frac{\lambda_j^{(n)}}{R} \right)^2} c^4 \\
 &\times \left. \Theta \left(Q - W_i - K_e - \frac{\lambda_j^{(n)}}{R} c^2 \right) \right].
 \end{aligned} \tag{3.16}$$

Para calcular a sensibilidade do experimento KATRIN em relação a dimensões extras grandes,

após três anos de coleta de dados, nós usamos o seguinte χ^2 :

$$\chi^2(Q, R_s, R_b, m_0, R_{\text{ED}}) = \sum_{i=1}^{31} \frac{(N_{\text{exp}}(Q, qU_i) - N_{\text{th}}(Q, qU_i, R_s, R_b, m_0, R_{\text{ED}}))^2}{\sigma_{\text{exp}}^2(Q, qU_i)}. \quad (3.17)$$

As linhas cheias vermelhas nas Figs. (3.17) apresentam a sensibilidade de KATRIN de 90% de *C.L.* nos parâmetros $m_0 - R_{\text{ED}}$ de LED para os casos de hierarquia normal, Fig. (3.17a), e hierarquia invertida, Fig. (3.17b), na massa do estado de massa do neutrino mais leve. Ao comparar com os limites derivados do experimento de oscilação dos neutrinos CHOOZ, observamos que:

- No caso de hierarquia normal, Fig. (3.17a), a sensibilidade de KATRIN é cerca de uma ordem de magnitude mais forte na região $R_{\text{ED}} \lesssim 10^{-7}$ m mas, é mais fraca para $R_{\text{ED}} \gtrsim 10^{-6}$ m. Para aproveitar o limite mais forte de CHOOZ, fizemos a análise combinada de KATRIN + CHOOZ que está apresentada pela linha tracejada verde.
- No caso de hierarquia invertida, Fig. (3.17b), para todos os valores de m_0 e R_{ED} , a sensibilidade de KATRIN é mais forte do que o limite de CHOOZ. Por causa disto, a análise combinada de CHOOZ + KATRIN dá o mesmo resultado de KATRIN sozinho.

A sensibilidade obtida com KATRIN é muito mais forte do que os limites provenientes de desvios da lei da gravidade na escala de submilímetros, que é de $R_{\text{ED}} \leq 1,6 \times 10^{-4}$ m [147]. Por outro lado, as análises astrofísicas e cosmológicas impõem limites mais fortes sobre o tamanho das LEDs. Os limites astrofísicos originam-se do esfriamento no tempo de supernovae [148–151] e da produção de raios gama difusas pelo decaimento de gravitons de KK criados numa supernova [152–154]. No caso de $n = 2$ ($n = 3$) LEDs, o limite superior de esfriamento de supernovae é $R_{\text{ED}} \leq 0,66 \times 10^{-6}$ m ($R_{\text{ED}} \leq 0,8 \times 10^{-9}$ m) e o limite do decaimento em fótons é de $R_{\text{ED}} \leq 3,61 \times 10^{-7}$ m ($R_{\text{ED}} \leq 3,95 \times 10^{-10}$ m). A produção de modos de KK no início do universo também pode afetar significativamente a evolução cosmológica [155–157]. Os limites que surgem de cosmologia são $R_{\text{ED}} \leq 2,2 \times 10^{-8}$ m ($R_{\text{ED}} \leq 2,5 \times 10^{-11}$ m) para $n = 2$ ($n = 3$).

No entanto, deve ser notado que todos estes limites astrofísicos e cosmológicos sofrem de uma dependência do modelo usado para descrever os objetos astrofísicos e a cosmologia. Por exemplo, pode ser mostrado que compactificações sobre uma *manifold* hiperbólica relaxam completamente todos os limites mencionados anteriormente [158, 159]. Especificamente para o modelo que consideramos, assimetria nas dimensões extras compactas em um círculo onde uma é relevante, os limites astrofísicos e cosmológicos não se aplicam [160]. A robustez dos limites do experimento KATRIN é baseada no fato de que o limite vem apenas de considerações cinemáticas e não sofrem de incertezas teóricas. Neste sentido, o experimento KATRIN fornece uma abordagem alternativa para o teste do modelo de dimensões extras grandes.

Em resumo, nós mostramos que o experimento KATRIN pode testar o modelo LED no caso quando um campo de neutrino de mão direita propagar-se em todas as dimensões, quando consideramos que o espaço-tempo tem cinco dimensões. Considerar que o espaço-tempo tem dimensões espaciais adicionais permite justificar a pequenez da massa dos neutrinos. Além do fato que o teste cinemático provido por KATRIN é uma nova janela para sondar LED, nós mostramos que este experimento pode dar limites mais fortes na escala de compactificação, R_{ED} . Para o caso da hierarquia invertida no esquema de massa do neutrino, KATRIN pode obter o limite superior de $R_{\text{ED}} \leq 2,3 \times 10^{-7} \text{ m}$ (90% C. L.) após três anos de coleta de dados; o qual é duas vezes melhor do que o limite com experimentos de oscilações dos neutrinos. Além disso, para a hierarquia normal, KATRIN pode excluir regiões do espaço de parâmetros $m_0 - R_{\text{ED}}$ que é inacessível para experimentos de oscilações dos neutrinos.

Conclusões

Sabemos que existe oscilação entre três neutrinos ativos. Também sabemos que podemos ter outra espécie de neutrino que está motivado por evidências de uma diferença do quadrado das massas entre $0,1 \text{ eV}^2$ e 5 eV^2 . Podemos incluir tais evidências em modelos com 1 neutrino estéril, o modelo $3 + 1$, ou dentro de um modelo de dimensões extras grandes. Analisamos a possível existência deste neutrino estéril em dados de neutrinos atmosféricos de IceCube e conseguimos pôr limites nos parâmetros deste neutrino estéril do modelo $3 + 1$, mas não observamos distorções na distribuição do número de eventos destes dados devido a efeitos de matéria sobre os parâmetros de oscilações de neutrinos estéreis dentro do intervalo de energias de IceCube, indicando que o modelo com três neutrinos ativos continua sendo o modelo preferido.

Especificamente no caso de IceCube, derivamos limites conservadores no plano $\sin^2 2\theta_{24} - \Delta m_{41}^2$ considerando θ_{34} e θ_{14} nulos. Estes limites são mais fortes que os limites atmosféricos a baixa energia que procuram indícios de um quarto neutrino. Nossos limites não excluem o melhor ajuste da análise global na procura de indícios de neutrinos estéreis na escala de 1 eV na massa do neutrino feitos por outros pesquisadores. Mas nossos limites apresentam uma menor região de exclusão que a análise conjunta dos dados de IceCube-40 e AMANDA-II. Não conseguimos pôr limites nos planos $\sin^2 2\theta_{34} - \Delta m_{41}^2$ e $\sin^2 2\theta_{24} - \sin^2 2\theta_{34}$ pois a dependência da probabilidade de sobrevivência não se modifica devido a variações destes parâmetros

Adicionalmente à procura de indícios de neutrinos estéreis em experimentos de oscilações de neutrinos, empreendemos uma análise da sensibilidade em relação a neutrinos estéreis e dimensões extras grandes no experimento que representa o estado da arte na procura cinemática pela massa do neutrino, KATRIN. Se existem estes neutrinos estéreis, estes devem ser mais pesados do que os estados de massa leve dos neutrinos, e em princípio poderíamos vê-los no experimento KATRIN pois modificariam a cinemática do elétron do decaimento beta do Trítio portanto modificando o espectro integral do decaimento beta.

Da análise de sensibilidade em KATRIN em relação a neutrinos estéreis pudemos verificar o espaço de parâmetros $\sin^2 2\theta_{14} - \Delta m_{41}^2$ da anomalia dos neutrinos de reatores. Ao confrontar os limites da sensibilidade de KATRIN para um neutrino estéril com os contornos permitidos das análises globais dos indícios de neutrinos estéreis, achamos que KATRIN conseguiria excluir alguns destes contornos para $\sin^2 \theta_{14} \sim 0,1$ e $\Delta m_{41}^2 > 2 \text{ eV}^2$. A análise da sensibilidade de KATRIN para o caso de dois neutrinos estéreis indica que este experimento pode ser sensível a um segundo neutrino estéril, mas diferenciar estes dois casos dependeria dos parâmetros de oscilação deles.

Com a análise de sensibilidade em KATRIN em relação a dimensões extras grandes pudemos testar o modelo de uma dimensão extra grande e colocamos limites sobre a massa do estado de massa mais leve do neutrino, $m_1(m_3)$ no caso de hierarquia normal (invertida), e sobre o raio da dimensão extra, R_{ED} . O limite mais forte sobre R_{ED} é para o caso de hierarquia invertida, $R_{ED} \leq 2,3 \times 10^{-7} \text{ m}$ (90% C.L.), o qual é duas vezes melhor que o limite com experimentos de oscilações de neutrinos (CHOOZ). No caso de hierarquia normal, KATRIN pode excluir regiões do espaço de parâmetros $m_1 - R_{ED}$ que são inacessíveis para experimentos de oscilações de neutrinos (CHOOZ). Os limites de KATRIN para dimensões extras grandes, $R_{ED} \lesssim 10^{-6}(2 \times 10^{-7}) \text{ m}$ para hierarquia normal (invertida), são mais fortes que os limites provenientes de desvios da lei da gravidade, $R_{ED} \leq 1,6 \times 10^{-4} \text{ m}$.

Referências Bibliográficas

- [1] Y. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998) [hep-ex/9807003].
- [2] F. P. An *et al.* [DAYA-BAY Collaboration], Phys. Rev. Lett. **108**, 171803 (2012) [arXiv:1203.1669 [hep-ex]].
- [3] A. Aguilar-Arevalo *et al.* [LSND Collaboration], Phys. Rev. D **64**, 112007 (2001) [hep-ex/0104049].
- [4] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* [MiniBooNE Collaboration], Phys. Rev. Lett. **110**, 161801 (2013) [arXiv:1207.4809 [hep-ex], arXiv:1303.2588 [hep-ex]].
- [5] T. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Fallot, A. Letourneau, S. Cormon, M. Fechner, L. Giot and T. Lasserre *et al.*, Phys. Rev. C **83**, 054615 (2011) [arXiv:1101.2663 [hep-ex]].
- [6] G. Mention, M. Fechner, T. Lasserre, T. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier and A. Letourneau, Phys. Rev. D **83**, 073006 (2011) [arXiv:1101.2755 [hep-ex]].
- [7] M. A. Acero, C. Giunti and M. Laveder, Phys. Rev. D **78**, 073009 (2008) [arXiv:0711.4222 [hep-ph]].
- [8] M. G. Aartsen *et al.* [IceCube Collaboration], Phys. Rev. Lett. **111**, no. 8, 081801 (2013) [arXiv:1305.3909 [hep-ex]].

- [9] J. Angrik *et al.* [KATRIN Collaboration], FZKA-7090.
- [10] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. R. Dvali, Phys. Lett. B **429**, 263 (1998) [hep-ph/9803315].
- [11] V. S. Basto-Gonzalez, A. Esmaili and O. L. G. Peres, Phys. Lett. B **718**, 1020 (2013) [arXiv:1205.6212 [hep-ph]].
- [12] M. Apollonio *et al.* [CHOOZ Collaboration], Eur. Phys. J. C **27**, 331 (2003) [hep-ex/0301017].
- [13] C. Athanassopoulos *et al.* [LSND Collaboration], Phys. Rev. Lett. **75**, 2650 (1995) [nucl-ex/9504002].
- [14] C. Athanassopoulos *et al.* [LSND Collaboration], Phys. Rev. C **54**, 2685 (1996) [nucl-ex/9605001].
- [15] C. Athanassopoulos *et al.* [LSND Collaboration], Phys. Rev. Lett. **77**, 3082 (1996) [nucl-ex/9605003].
- [16] C. Athanassopoulos *et al.* [LSND Collaboration], Phys. Rev. Lett. **81**, 1774 (1998) [nucl-ex/9709006].
- [17] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* [MiniBooNE Collaboration], Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 231801 [arXiv:0704.1500 [hep-ex]].
- [18] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* [MiniBooNE Collaboration], Phys. Rev. Lett. **105**, 181801 (2010) [arXiv:1007.1150 [hep-ex]].
- [19] P. Huber, Phys. Rev. C **84**, 024617 (2011) [Erratum-ibid. C **85**, 029901 (2012)] [arXiv:1106.0687 [hep-ph]].
- [20] J. N. Abdurashitov, V. N. Gavrin, S. V. Girin, V. V. Gorbachev, P. P. Gurkina, T. V. Ibragimova, A. V. Kalikhov and N. G. Khairnasov *et al.*, Phys. Rev. C **73**, 045805 (2006) [nucl-ex/0512041].

- [21] C. Giunti and M. Laveder, Phys. Rev. C **83**, 065504 (2011) [arXiv:1006.3244 [hep-ph]].
- [22] C. Giunti and C. W. Kim, “Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics”, Oxford University Press (2007).
- [23] J. Beringer *et al.* [Particle Data Group Collaboration], Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).
- [24] S. M. Bilenky, J. Hosek and S. T. Petcov, Phys. Lett. B **94**, 495 (1980).
- [25] C. Giunti, J. Phys. Conf. Ser. **408**, 012009 (2013) [arXiv:1110.3914 [hep-ph]].
- [26] B. T. Cleveland, T. Daily, R. Davis, Jr., J. R. Distel, K. Lande, C. K. Lee, P. S. Wildenhain and J. Ullman, Astrophys. J. **496**, 505 (1998).
- [27] Y. Fukuda *et al.* [Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. **77**, 1683 (1996).
- [28] J. N. Abdurashitov *et al.* [SAGE Collaboration], J. Exp. Theor. Phys. **95**, 181 (2002) [Zh. Eksp. Teor. Fiz. **122**, 211 (2002)] [astro-ph/0204245].
- [29] Q. R. Ahmad *et al.* [SNO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **89**, 011301 (2002) [nucl-ex/0204008].
- [30] B. Aharmim *et al.* [SNO Collaboration], Phys. Rev. C **72**, 055502 (2005) [nucl-ex/0502021].
- [31] C. Arpesella *et al.* [Borexino Collaboration], Phys. Rev. Lett. **101**, 091302 (2008) [arXiv:0805.3843 [astro-ph]].
- [32] M. Altmann *et al.* [GNO Collaboration], Phys. Lett. B **616**, 174 (2005) [hep-ex/0504037].
- [33] J. Hosaka *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. D **73**, 112001 (2006) [hep-ex/0508053].

- [34] K. Abe *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. D **83**, 052010 (2011) [arXiv:1010.0118 [hep-ex]].
- [35] S. Abe *et al.* [KamLAND Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 221803 (2008) [arXiv:0801.4589 [hep-ex]].
- [36] K. S. Hirata *et al.* [Kamiokande-II Collaboration], Phys. Lett. B **280**, 146 (1992).
- [37] Y. Fukuda *et al.* [Kamiokande Collaboration], Phys. Lett. B **335**, 237 (1994).
- [38] Y. Ashie *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. **93**, 101801 (2004) [hep-ex/0404034].
- [39] R. Becker-Szendy, C. B. Bratton, D. Casper, S. T. Dye, W. Gajewski, M. Goldhaber, T. J. Haines and P. Halverson *et al.*, Phys. Rev. D **46**, 3720 (1992).
- [40] E. Kearns, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **70**, 315 (1999) [hep-ex/9803007].
- [41] M. Ambrosio *et al.* [MACRO Collaboration], Phys. Lett. B **566**, 35 (2003) [hep-ex/0304037].
- [42] M. C. Sanchez *et al.* [Soudan 2 Collaboration], Phys. Rev. D **68**, 113004 (2003) [hep-ex/0307069].
- [43] W. W. M. Allison *et al.* [Soudan-2 Collaboration], Phys. Rev. D **72**, 052005 (2005) [hep-ex/0507068].
- [44] Y. Ashie *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. D **71**, 112005 (2005) [hep-ex/0501064].
- [45] E. Aliu *et al.* [K2K Collaboration], Phys. Rev. Lett. **94**, 081802 (2005) [hep-ex/0411038].
- [46] P. Adamson *et al.* [MINOS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **106**, 181801 (2011) [arXiv:1103.0340 [hep-ex]].

- [47] M. Apollonio *et al.* [CHOOZ Collaboration], Phys. Lett. B **466**, 415 (1999) [hep-ex/9907037].
- [48] Y. Abe *et al.* [DOUBLE-CHOOZ Collaboration], Phys. Rev. Lett. **108**, 131801 (2012) [arXiv:1112.6353 [hep-ex]].
- [49] J. K. Ahn *et al.* [RENO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **108**, 191802 (2012) [arXiv:1204.0626 [hep-ex]].
- [50] S. Yamamoto *et al.* [K2K Collaboration], Phys. Rev. Lett. **96**, 181801 (2006) [hep-ex/0603004].
- [51] P. Adamson *et al.* [MINOS Collaboration], Phys. Rev. D **82**, 051102 (2010) [arXiv:1006.0996 [hep-ex]].
- [52] M. C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, J. Salvado and T. Schwetz, JHEP **1212**, 123 (2012) [arXiv:1209.3023 [hep-ph]].
- [53] C. Kraus, B. Bornschein, L. Bornschein, J. Bonn, B. Flatt, A. Kovalik, B. Ostrick and E. W. Otten *et al.*, Eur. Phys. J. C **40**, 447 (2005) [hep-ex/0412056].
- [54] V. N. Aseev *et al.* [Troitsk Collaboration], Phys. Rev. D **84**, 112003 (2011) [arXiv:1108.5034 [hep-ex]].
- [55] C. Giunti and M. Laveder, Mod. Phys. Lett. A **22**, 2499 (2007) [hep-ph/0610352].
- [56] C. Giunti and M. Laveder, Phys. Rev. D **77**, 093002 (2008) [arXiv:0707.4593 [hep-ph]].
- [57] C. Giunti and M. Laveder, Phys. Rev. D **80**, 013005 (2009) [arXiv:0902.1992 [hep-ph]].
- [58] C. Giunti and M. Laveder, Phys. Rev. D **82**, 053005 (2010) [arXiv:1005.4599 [hep-ph]].

- [59] F. Kaether, W. Hampel, G. Heusser, J. Kiko and T. Kirsten, Phys. Lett. B **685**, 47 (2010) [arXiv:1001.2731 [hep-ex]].
- [60] J. N. Abdurashitov *et al.* [SAGE Collaboration], Phys. Rev. C **80**, 015807 (2009) [arXiv:0901.2200 [nucl-ex]].
- [61] S. Schael *et al.* [ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL and SLD and LEP Electroweak Working Group and SLD Electroweak Group and SLD Heavy Flavour Group Collaborations], Phys. Rept. **427**, 257 (2006) [hep-ex/0509008].
- [62] K. N. Abazajian, M. A. Acero, S. K. Agarwalla, A. A. Aguilar-Arevalo, C. H. Albright, S. Antusch, C. A. Argüelles and A. B. Balantekin *et al.*, arXiv:1204.5379 [hep-ph].
- [63] J. Kopp, P. A. N. Machado, M. Maltoni and T. Schwetz, JHEP **1305**, 050 (2013) [arXiv:1303.3011 [hep-ph]].
- [64] C. Athanassopoulos *et al.* [LSND Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **388**, 149 (1997) [nucl-ex/9605002].
- [65] C. Athanassopoulos *et al.* [LSND Collaboration], Phys. Rev. C **58**, 2489 (1998) [nucl-ex/9706006].
- [66] Y. Declais, J. Favier, A. Metref, H. Pessard, B. Achkar, M. Avenier, G. Bagieu and R. Brissot *et al.*, Nucl. Phys. B **434**, 503 (1995).
- [67] B. Zeitnitz [KARMEN Collaboration], Prog. Part. Nucl. Phys. **32**, 351 (1994).
- [68] http://www-boone.fnal.gov/for_physicists/experiment_details/
- [69] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* [MiniBooNE Collaboration], Phys. Rev. Lett. **102**, 101802 (2009) [arXiv:0812.2243 [hep-ex]].
- [70] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* [MiniBooNE Collaboration], Phys. Rev. Lett. **103**, 111801 (2009) [arXiv:0904.1958 [hep-ex]].

- [71] B. Armbruster *et al.* [KARMEN Collaboration], Phys. Rev. D **65**, 112001 (2002) [hep-ex/0203021].
- [72] R. Dharmapalan *et al.* [MiniBooNE Collaboration], arXiv:1211.2258 [hep-ex].
- [73] A. A. Aguilar-Arevalo, PASCOS 2013: 19th International Symposium on Particles, Strings, and Cosmology <http://www.phy.ncu.edu.tw/hep/pascos2013/talk/24B2c1.pdf/>
- [74] H. Chen *et al.* [MicroBooNE Collaboration], FERMILAB-PROPOSAL-0974.
- [75] L. Camilleri [MicroBooNE Collaboration], Nucl. Phys. Proc. Suppl. **237-238**, 181 (2013).
- [76] R. Dharmapalan *et al.* [MiniBooNE+ Collaboration], arXiv:1310.0076 [hep-ex].
- [77] K. Schreckenbach, G. Colvin, W. Gelletly and F. Von Feilitzsch, Phys. Lett. B **160**, 325 (1985).
- [78] F. Von Feilitzsch, A. A. Hahn and K. Schreckenbach, Phys. Lett. B **118**, 162 (1982).
- [79] A. A. Hahn, K. Schreckenbach, G. Colvin, B. Krusche, W. Gelletly and F. Von Feilitzsch, Phys. Lett. B **218**, 365 (1989).
- [80] N. Haag, A. Gütlein, M. Hofmann, L. Oberauer, W. Potzel, K. Schreckenbach and F. M. Wagner, arXiv:1312.5601 [nucl-ex].
- [81] P. Anselmann *et al.* [GALLEX. Collaboration], Phys. Lett. B **342**, 440 (1995).
- [82] W. Hampel *et al.* [GALLEX Collaboration], Phys. Lett. B **420**, 114 (1998).
- [83] J. N. Abdurashitov, V. N. Gavrin, S. V. Girin, V. V. Gorbachev, T. V. Ibragimova, A. V. Kalikhov, N. G. Khairnasov and T. V. Knodel *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 4708 (1996).

- [84] J. N. Abdurashitov *et al.* [SAGE Collaboration], Phys. Rev. C **59**, 2246 (1999) [hep-ph/9803418].
- [85] J. N. Bahcall, P. I. Krastev and E. Lisi, Phys. Lett. B **348**, 121 (1995) [hep-ph/9411414].
- [86] M. Laveder, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **168**, 344 (2007).
- [87] V. N. Gavrin, V. V. Gorbachev, E. P. Veretenkin and B. T. Cleveland, arXiv:1006.2103 [nucl-ex].
- [88] J. N. Bahcall, Phys. Rev. C **56**, 3391 (1997) [hep-ph/9710491, hep-ph/9710491].
- [89] P. Adamson *et al.* [MINOS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **108**, 191801 (2012) [arXiv:1202.2772 [hep-ex]].
- [90] R. Wendell *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. D **81**, 092004 (2010) [arXiv:1002.3471 [hep-ex]].
- [91] B. Aharmim *et al.* [SNO Collaboration], Phys. Rev. C **88**, 025501 (2013) [arXiv:1109.0763 [nucl-ex]].
- [92] K. Abe *et al.* [T2K Collaboration], Phys. Rev. D **85**, 031103 (2012) [arXiv:1201.1386 [hep-ex]].
- [93] A. Perez-Lorenzana, J. Phys. Conf. Ser. **18**, 224 (2005) [hep-ph/0503177].
- [94] V. A. Rubakov, Phys. Usp. **44**, 871 (2001) [Usp. Fiz. Nauk **171**, 913 (2001)] [hep-ph/0104152].
- [95] T. Kaluza, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.) **1921**, 966 (1921).
- [96] O. Klein, Z. Phys. **37**, 895 (1926) [Surveys High Energ. Phys. **5**, 241 (1986)].
- [97] H. Davoudiasl, P. Langacker and M. Perelstein, Phys. Rev. D **65**, 105015 (2002) [hep-ph/0201128].

- [98] G. R. Dvali and A. Y. Smirnov, Nucl. Phys. B **563**, 63 (1999) [hep-ph/9904211].
- [99] R. Abbasi *et al.* [IceCube Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **601**, 294 (2009) [arXiv:0810.4930 [physics.ins-det]].
- [100] T. Stanev, “High Energy Cosmic Rays”, Springer Praxis Books, 2010
- [101] M. Honda, T. Kajita, K. Kasahara and S. Midorikawa, Phys. Rev. D **52**, 4985 (1995) [hep-ph/9503439].
- [102] M. Honda, T. Kajita, K. Kasahara and S. Midorikawa, Phys. Rev. D **83**, 123001 (2011) [arXiv:1102.2688 [astro-ph.HE]].
- [103] G. D. Barr, T. K. Gaisser, P. Lipari, S. Robbins and T. Stanev, Phys. Rev. D **70**, 023006 (2004) [astro-ph/0403630].
- [104] T. K. Gaisser and M. Honda, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **52**, 153 (2002) [hep-ph/0203272].
- [105] <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/~mhonda/>
<http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/~mhonda/nflx2011/index.html>
- [106] D. Chirkin, hep-ph/0407078.
- [107] T. K. Gaisser, “Cosmic Rays and Particle Physics”, Cambridge University Press, 1990.
- [108] R. Enberg, M. H. Reno and I. Sarcevic, Phys. Rev. D **78**, 043005 (2008) [arXiv:0806.0418 [hep-ph]].
- [109] F. Halzen and S. R. Klein, Rev. Sci. Instrum. **81**, 081101 (2010) [arXiv:1007.1247 [astro-ph.HE]].
- [110] M. G. Aartsen *et al.* [IceCube Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **711**, 73 (2013) [arXiv:1301.5361 [astro-ph.IM]].

- [111] R. Abbasi *et al.* [IceCube Collaboration], *Astropart. Phys.* **35**, 615 (2012) [arXiv:1109.6096 [astro-ph.IM]].
- [112] <https://icecube.wisc.edu/gallery/view/187>
- [113] R. Abbasi *et al.* [IceCube Collaboration], *Nucl. Instrum. Meth. A* **703**, 190 (2013) [arXiv:1208.3430 [physics.data-an]].
- [114] S. I. Dutta, M. H. Reno, I. Sarcevic and D. Seckel, *Phys. Rev. D* **63**, 094020 (2001) [hep-ph/0012350].
- [115] <https://icecube.wisc.edu/gallery/view/187>
- [116] M. G. Aartsen *et al.* [IceCube Collaboration], *Science* **342**, no. 6161, 1242856 (2013) [arXiv:1311.5238 [astro-ph.HE]].
- [117] R. Gandhi, C. Quigg, M. H. Reno and I. Sarcevic, *Phys. Rev. D* **58**, 093009 (1998) [hep-ph/9807264].
- [118] M. C. Gonzalez-Garcia, F. Halzen and S. Mohapatra, *Astropart. Phys.* **31**, 437 (2009) [arXiv:0902.1176 [astro-ph.HE]].
- [119] M. C. Gonzalez-Garcia, F. Halzen and M. Maltoni, *Phys. Rev. D* **71**, 093010 (2005) [hep-ph/0502223].
- [120] S. P. Mikheev and A. Y. Smirnov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **42**, 913 (1985) [*Yad. Fiz.* **42**, 1441 (1985)].
- [121] S. P. Mikheev and A. Y. Smirnov, *Nuovo Cim. C* **9**, 17 (1986).
- [122] P. Lipari and T. Stanev, *Phys. Rev. D* **44**, 3543 (1991).
- [123] A. Esmaili, F. Halzen and O. L. G. Peres, *JCAP* **1211**, 041 (2012) [arXiv:1206.6903 [hep-ph]].
- [124] E. Lisi and D. Montanino, *Phys. Rev. D* **56**, 1792 (1997) [hep-ph/9702343].

- [125] S. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. **85**, 3999 (2000) [hep-ex/0009001].
- [126] V. M. Lobashev, Nucl. Phys. A **719**, 153 (2003).
- [127] <http://www.katrin.kit.edu/>
- [128] A. Monfardini, C. Arnaboldi, C. Brofferio, S. Capelli, F. Capozzi, O. Cremonesi, C. Enss and E. Fiorini *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **559**, 346 (2006) [hep-ex/0509038].
- [129] G. Drexlin, V. Hannen, S. Mertens and C. Weinheimer, Adv. High Energy Phys. **2013**, 293986 (2013) [arXiv:1307.0101 [physics.ins-det]].
- [130] W. W. Repko and C. -E. Wu, Phys. Rev. C **28**, 2433 (1983).
- [131] R. G. H. Robertson and D. A. Knapp, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **38**, 185 (1988).
- [132] J. J. Simpson, Phys. Rev. D **23**, 649 (1981).
- [133] N. Doss, J. Tennyson, A. Saenz and S. Jonsell, Phys. Rev. C **73**, 025502 (2006).
- [134] A. Saenz, S. Jonsell and P. Froelich, Phys. Rev. Lett. **84**, 242 (2000).
- [135] K. Hugenberg “Design of the electrode system for the KATRIN main spectrometer. Diploma thesis, 2008.”
- [136] J.D. Jackson, “Classical electrodynamics”, Wiley, 2 ed. 1975
- [137] V.N. Aseev *et al.* Eur. Phys. J. D **10**, 39-52 (2000)
- [138] J. Kaspar “Influence of energy scale imperfections on neutrino mass sensitivity in the KATRIN experiment. Diploma thesis, 2003.”
- [139] A. Esmaili and O. L. G. Peres, Phys. Rev. D **85**, 117301 (2012) [arXiv:1203.2632 [hep-ph]].

- [140] A. Karle [IceCube Collaboration], arXiv:1003.5715 [astro-ph.HE].
- [141] R. Abbasi *et al.* [IceCube Collaboration], Phys. Rev. D **79**, 102005 (2009) [arXiv:0902.0675 [astro-ph.HE]].
- [142] R. Abbasi *et al.* [IceCube Collaboration], Phys. Rev. D **83**, 012001 (2011) [arXiv:1010.3980 [astro-ph.HE]].
- [143] G. Drexlin, “Direct neutrino mass determination - present and future”, nuphys2013, Institute of Physics, London United Kingdom, Dezembro 19 de 2013
- [144] T. Schwetz, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **235-236**, 229 (2013).
- [145] A. I. Afonin, S. A. Bogatov, A. G. Vershinsky, S. N. Ketov, Y. .V. Klimov, V. I. Kopeikin, A. A. Kuvshinnikov and A. A. Labzov *et al.*, JETP Lett. **45**, 247 (1987) [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **45**, 201 (1987)].
- [146] Y. Declais, H. de Kerret, B. Lefievre, M. Obolensky, A. Etenko, Y. .Kozlov, I. Machulin and V. Martemyanov *et al.*, Phys. Lett. B **338**, 383 (1994).
- [147] C. D. Hoyle *et al.*, Phys. Rev. D **70**, 042004 (2004) [hep-ph/0405262].
- [148] S. Cullen and M. Perelstein, Phys. Rev. Lett. **83**, 268 (1999) [hep-ph/9903422].
- [149] V. D. Barger, T. Han, C. Kao and R. -J. Zhang, Phys. Lett. B **461**, 34 (1999) [hep-ph/9905474].
- [150] C. Hanhart, D. R. Phillips, S. Reddy and M. J. Savage, Nucl. Phys. B **595**, 335 (2001) [nucl-th/0007016].
- [151] C. Hanhart, J. A. Pons, D. R. Phillips and S. Reddy, Phys. Lett. B **509**, 1 (2001) [astro-ph/0102063].
- [152] S. Hannestad and G. Raffelt, Phys. Rev. Lett. **87**, 051301 (2001) [hep-ph/0103201].
- [153] S. Hannestad and G. G. Raffelt, Phys. Rev. Lett. **88**, 071301 (2002) [hep-ph/0110067].

- [154] S. Hannestad and G. G. Raffelt, Phys. Rev. D **67**, 125008 (2003) [Erratum-ibid. D **69**, 029901 (2004)] [hep-ph/0304029].
- [155] L. J. Hall and D. Tucker-Smith, Phys. Rev. D **60**, 085008 (1999) [hep-ph/9904267].
- [156] M. Fairbairn, Phys. Lett. B **508**, 335 (2001) [hep-ph/0101131].
- [157] S. Hannestad, Phys. Rev. D **64**, 023515 (2001) [hep-ph/0102290].
- [158] N. Kaloper, J. March-Russell, G. D. Starkman and M. Trodden, Phys. Rev. Lett. **85**, 928 (2000) [hep-ph/0002001].
- [159] G. D. Starkman, D. Stojkovic and M. Trodden, Phys. Rev. D **63**, 103511 (2001) [hep-th/0012226].
- [160] G. F. Giudice, T. Plehn and A. Strumia, Nucl. Phys. B **706**, 455 (2005) [hep-ph/0408320].