UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física

Oscilação de Neutrinos Produzidos por Aniquilação de Matéria Escura no Sol

André Luiz Moura Britto

Dissertação apresentada ao Instituto de física
da Universidade de São Paulo para a obten-
ção do título de Mestre em Ciências.

Orientadora:

Prof. Dra. Renata Zukanovich Funchal.

Comissão Examinadora:

Prof. Dra. Renata Zukanovich Funchal (IFUSP).

Prof. Dra. Ivone Freire da Mora Albuquerque (IFUSP).

Profa. Dr. Marcelo Moraes Guzzo (IFGW-UNICAMP).

São Paulo - SP

2014

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA
DEPARTAMENTO FÍSICA MATEMÁTICA

Oscilação de Neutrinos Produzidos Por Aniquilação de Matéria Escura no Sol

André Luiz Moura Britto

Orientadora :

Prof. Dra. Renata Zukanovich Fun-
chal

São Paulo - SP

2014

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

Britto, André Luiz Moura

Oscilação de neutrinos produzidos por aniquilação de matéria escura no sol. São Paulo, 2014.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo.
Instituto de Física. Depto. Física Matemática

Orientador: Profa. Dra. Renata Zukanovich Funchal

Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. Neutrinos; 2. Física teórica; 3. Teoria de campos; 4. Matéria escura.

USP/IF/SBI-090/2014

Resumo

Neste trabalho foi estudado como a matéria escura pode ser capturada por corpos celestes e como ela pode se comunicar com o Modelo Padrão através de sua aniquilação em quarks e léptons. Os hádrons e léptons gerados podem decair em neutrinos que podem ser detectados por experimentos na Terra. Como três tipos de neutrinos de autoestados de sabor já foram observados experimentalmente e que diversos dados experimentais evidenciam oscilação de sabor entre esses neutrinos, é preciso levar essa fenomenologia em consideração ao estudar os neutrinos produzidos pela matéria escura. O formalismo que permite considerar oscilações de neutrinos e ao mesmo tempo colisões elásticas e inelásticas na matéria é o formalismo de matriz densidade. Com ele estudamos o fluxo de múons gerados por neutrinos provenientes da aniquilação da matéria escura no interior do sol e como utilizar esse resultado para testes de modelos de partículas para matéria escura.

Abstract

In this work was studied how dark matter can be captured by celestial bodies and how it can communicate with the Standard Model through its annihilation in quarks and leptons. The hadrons and leptons generated can decay in to neutrinos which can be detected by experiments in Earth. As three types of neutrino flavor eigenstates have been observed experimentally and many experimental data have shown the flavor neutrino oscillate, it is necessary use this phenomenology when studying neutrinos produced by Dark Matter. The formalism that allows considering neutrino oscillations and, at same time, elastic and inelastic matter collisions is the density matrix formalism. With this formalism we studied the muon's flux produced by neutrinos coming from dark matter annihilation inside the sun and how to use these results to test particle models for dark matter.

Agradecimentos

Gostaria de agradecer

- Aos meus pais Wilson Britto e Iracema Isabel O. de Moura, e ao meu irmão Raphael Moura Britto e toda minha família pelo apoio e carinho.
- A professora Dra. Renata Funchal pela orientação e o tempo dedicado.
- Aos amigos e amigas físicos Alysson Moraes, Miguel Jorge, Samuel Silva, Rafael Francisco, Wallace Elias, Yuber Perez, Lindber Salas, Riis Rhavia, Jessica Santiago, Nayara Fonseca, Pedro Nogueira, Maria Fernanda e Denis Stefan pelas discussões e pela amizade.
- Aos amigos não físicos Juliana Nakandakari, Matheus Nakandakari, Caroline Ureña, Lais Eller, Erica Sayuri, Roger Augusto, Renato Ricati, Priscila Freiria, Piero Quirino, Edson Filho, Danielly Jardim, Marcus Castori e Elys Cardoso pelos momentos agradáveis.
- Aos companheiros de "cela" Fran de Oliveira, Juliana Luquez e Liliane Severiano (*in memoriam*) pelos agradáveis momentos.
- Amélia Ferrari, Simone Shinomiya, Cecília Blanco e Ebér de Patto pela ajuda com formalidades administrativas e pelas conversas de corredor.
- Aos professores Oscar Éboli e Silvio Salinas pela amizade e ótimas aulas e aos professores Josif Frenkel, Fernando Navarra, Manoelito Martins, Luizdarcy de Matos, Cristina Porto e Ivanor Nunes pelas aulas e pelos momentos agradáveis.
- Obrigado a Fapesp pelo apoio financeiro para essa pesquisa.

Neste trabalho foi utilizado $\hbar = c = 1$.

Sumário

Introdução	1
1 Matéria Escura	3
1.1 Algumas Evidências Experimentais	3
1.2 Detecção Direta	6
1.2.1 Alguns Experimentos de Detecção Direta	7
1.3 Detecção Indireta	11
1.3.1 Experimentos de Detecção Indireta Envolvendo Neutrinos	11
1.3.2 Cálculo de Captura de WIMPs por Corpos Celestes	13
2 Física de Neutrinos	19
2.1 O decaimento beta	20
2.2 Oscilação de Neutrinos	21
2.2.1 Neutrinos Solares	21
2.2.2 Neutrinos Atmosféricos	25
2.2.3 Neutrinos Produzidos em Reatores Nuclear	26
2.2.4 Neutrinos de Aceleradores	29
2.3 Cálculo de Probabilidade de Oscilação	30
2.4 Evolução de estados através do formalismo de matriz densidade	44
2.4.1 Formalismo Matriz Densidade	45
2.4.2 Evolução de Neutrinos	50
3 Neutrinos Oriundos de Matéria Escura	55

3.1	Produção de neutrinos	56
3.2	Espectro de neutrinos no centro do Sol	57
3.3	Evolução de neutrinos	60
3.4	Número de eventos em um detector	63
4	Considerações Finais	77

Introdução

No século passado inúmeros problemas cosmológicos, como o problema da curva de velocidade de rotação das galáxias e a localização anômala do centro de massa do choque entre galáxias, ocasionaram suposição da matéria escura como tentativa de explicar esses problemas. Com isso deu-se início a vários esforços na tentativa de detectá-la e por um ponto final em alguns dos vários problemas em aberto na cosmologia. Um desses esforços foi a suposição que a matéria escura pode interagir com a matéria usual através de uma interação do tipo fraca, e com isso tentar medir os possíveis sinais que a matéria escura deixaria nos experimentos. Um dos possíveis sinais seriam aqueles provocados por neutrinos gerados pela aniquilação da matéria escura em partículas do Modelo Padrão que posteriormente decaem em neutrinos. Os neutrinos são partículas que interagem muito fracamente com a matéria e podem ser detectados através de diversos experimentos. Um dos tipos de experimentos de detecção de neutrinos são aqueles em que o objetivo principal é obter traços de neutrinos vindos do espaço, esses experimentos são chamados de telescópios de neutrinos.

O objetivo deste trabalho é realizar um estudo da captura de matéria escura por corpos celestes e a evolução e detecção dos neutrinos produzidos pela aniquilação de matéria escura bem como um estudo da produção desses neutrinos.

No capítulo 1 é dada ênfase a contextualização histórica da matéria escura. É discutido também os tipos de detecção de matéria escura: detecção direta e indireta, é dada uma maior atenção a detecção indireta pois essa será objeto de estudo nesse trabalho. É realizado o cálculo de taxa de captura de matéria escura por corpos celestes que posteriormente aniquila-se em partículas do Modelo Padrão.

No capítulo 2 é dada ênfase a contextualização histórica da física de neutrinos, desde a proposta da sua existência até a obtenção dos parâmetros da sua dinâmica obtidos por alguns experimentos. Posteriormente é realizado o cálculo da probabilidade de oscilação de sabor dos neutrinos no vácuo e na matéria onde foram utilizados o formalismo de Schrödinger e de matriz densidade.

No capítulo 3 é estudado como obter os sinais que os neutrinos oriundos de matéria escura geram em um telescópio de neutrinos. Foi utilizado os programas micrOMEGAS [1] e WIMPsim [2] para a obtenção do espectro dos neutrinos produzidos pela aniquilação de matéria escura no Sol e o espectro de múons gerado pela interação desses neutrinos com a matéria de um detector de neutrinos ou da rocha ao redor do detector. Posteriormente é calculado, como exemplo, o espectro de múons para o Modelo Padrão supersimétrico mínimo.

Capítulo 1

Matéria Escura

1.1 Algumas Evidências Experimentais

Em 1933, Fritz Zwicky [3] mensurou a velocidade relativa de um grupo de galáxia através do desvio para o vermelho causado pelo efeito Doppler das estrelas [4]. Usando o teorema do virial para o potencial gravitacional ele verificou que essas galáxias se movem e calculou a massa que gera esse potencial, essa massa é 400 vezes superior à massa visível. Uma das possíveis soluções para resolver o problema da discrepância no valor da massa, é postular a existência de um novo tipo de matéria que interage apenas gravitacionalmente com a matéria usual, uma vez que não se conseguia obter nenhuma evidência de sua existência através de algum outro tipo de interação além da gravitacional. Então ela deve ser eletricamente neutra pois não interage com a luz visível e nem com os férmions através de interações eletromagnéticas, então ela foi chamada de matéria escura (ME). Também há outras evidências da possível existência de matéria escura como a curva de rotação das galáxias, que nos diz sobre como a velocidade das estrelas variam com a distância do centro das galáxias [5].

Pela figura 1.1 vemos que há uma divergência entre a curva teórica de velocidade orbital das galáxias e a curva experimental. A parte do gráfico para distâncias mais próximas do centro da galáxia corresponde a velocidade de uma estrela em uma distribuição contínua de massa. A curva esperada cai com $1/\sqrt{r}$ pois é de se esperar que haja redução na

Figura 1.1: Gráfico da velocidade orbital pela distância ao centro da galáxia, figura retirada de [5]

velocidade pois temos que a força gravitacional faz papel da força centrípeta

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{GmM}{r^2}$$

$$v = \sqrt{\frac{GM}{r}}, \quad (1.1)$$

na curva experimental nota-se que não há grandes mudanças na velocidade orbital a medida que a distância ao centro da galáxia aumenta.

Para tentar explicar essa discrepância apresentada nas curvas de rotação de galáxias sem utilizar a suposição da existência de ME, Milgrom, em 1983, sugeriu como resposta a esse problema uma modificação na força de gravitação de Newton (MoND-Modified Newtonian Dynamics) [6]. Essencialmente o MoND consiste em assumir que a aceleração de um corpo não é linearmente proporcional a força, ou seja, é da forma $F = ma\mu(a)$ onde $\mu(a)$ é uma função da aceleração que tende assintoticamente para a unidade exceto para baixas acelerações onde assume a forma $\mu = \frac{a}{a_0}$, onde $a_0 = 10^{-10}m/s^2$ é um parâmetro constante. Assim temos que a força é da forma

$$F = ma\mu(a)$$

$$\frac{GMm}{r^2} = ma \times \frac{a}{a_0}$$

$$a = \frac{\sqrt{GMa_0}}{r}, \quad (1.2)$$

sendo essa aceleração igual a aceleração centrípeta, portanto

$$v = \sqrt[4]{GMa_0}, \quad (1.3)$$

que é uma constante.

MoND explica razoavelmente bem as curvas das galáxias, mas falha ao explicar outros fenômenos. MoND não fornece uma boa descrição sobre características dos aglomerados de galáxias, que ao colidirem, não tem o seu centro de massa no meio da colisão mas sim distribuído como na figura (1.2).

Outra evidência da existência da matéria escura e da não validade de MoND é dada por ajustes globais de um grande número de dados cosmológicos da radiação cósmica de fundo, de estruturas de larga escala, de supernovas do tipo Ia, entre outros permitem determinar precisamente a quantidade de matéria bariônica no conteúdo de energia e matéria no Universo. O satélite Planck determinou que a densidade de matéria escura no Universo $\Omega_{DM}h^2 = 0.1196 \pm 0.0031$ e a densidade de matéria bariônica $\Omega_b h^2 = 0.02205 \pm 0.00028$ [7].

Figura 1.2: Efeitos de lente gravitacional mostra que há mais matéria além da matéria que forma a galáxia. Na figura da direita, a região vermelha corresponde a região em que se encontra a massa visível da galáxia. Na figura da esquerda é mostrado a posição do centro de massa do Bullet Cluster obtido através de lentes gravitacionais, visivelmente o centro de massa não corresponde ao local do choque das galáxias, figura retirada de [8]

Logo esses fenômenos descritos acima são melhores explicados ao supor a existência da ME [6]. A ME tem que ser não bariônica, eletricamente neutra, não interagente ou fracamente interagente, ou seja, ela deve interagir gravitacionalmente e através dos

bosóns $W^\pm$, Z e outros bosóns de modelos de física além do Modelo Padrão (MP). Se a ME interage fracamente com a matéria, além da interação gravitacional, ela é denominada de *Weakly Interactive Massive Particle* (WIMP). Estaremos interessados nessa dissertação neste tipo de ME. Como as WIMPs são fracamente interagentes elas ficam dispersas e acabam permeando o espaço como um gás ideal que obedece à distribuição de Maxwell. Se em alguma região do espaço houver um corpo celeste, como a Terra ou Sol, a WIMP pode ser capturada para o seu interior através da sua atração gravitacional. Quando capturada, ela se comunica com o Modelo Padrão aniquilando-se em léptons, quarks, fótons etc. Das partículas geradas há um grande interesse de estudo naquelas que vão decair em neutrinos pois pode-se tentar detectá-los em telescópios de neutrinos na Terra. Experimentos que tentam detectar esses neutrinos são um exemplo de experimentos de detecção indireta de ME. Uma outra alternativa de detecção da ME é a detecção direta que consiste em medir a energia de recuo de um núcleo em um detector gerado pelo seu espalhamento com uma WIMP em um ambiente com muito baixo ruído. Há várias teorias além do modelo padrão que sugerem candidatos à matéria escura como: supersimetria, teorias com dimensões extras, neutrinos estéreis etc [4]. Todas as evidências positivas de ME provêm de efeitos gravitacionais em escalas extragaláticas e cosmológicas. Buscas de manifestações explícitas das partículas de matéria escura que supostamente constituem o halo de nossa galáxia tem sido infrutíferas até o presente momento.

1.2 Detecção Direta

A detecção direta de *WIMPs* consiste em detectá-la através do momento transferido para um núcleo de massa m_N quando ocorre um espalhamento elástico da *WIMP* com um núcleo alvo de um detector de baixo ruído [9]. Então temos que o planeta Terra que está em um "mar" de matéria escura e com isso há uma probabilidade de ocorrer um choque desta com o alvo do detector que depende da densidade ρ da ME no local. O movimento de translação da terra em torno do Sol gera uma modulação no sinal de detecção da *WIMP*.

A taxa diferencial do espalhamento da *WIMP* com o núcleo depende diretamente da

densidade de número de *WIMPs*, N_W , e da densidade de número do alvo N_N . Também é preciso ter em mãos a distribuição de velocidades das *WIMPs*, $f(\vec{v})$, e a sua seção de choque diferencial, $\frac{d\sigma}{dE_R}$, com o núcleo. A probabilidade, dP , de ocorrer um choque entre uma *WIMP*, com velocidade entre $\vec{v}$ e $\vec{v} + d\vec{v}$, e um núcleo é dado pelo produto da seção de choque diferencial com a função de distribuição de *WIMPs* no meio. Logo a probabilidade de detectar *WIMPs* com velocidade mínima, v_{min} , e velocidade máxima, v_{max} , é

$$P = \int_{v_{min}}^{v_{max}} dP = \int_{v_{min}}^{v_{max}} d\vec{v} v f(\vec{v}) \frac{d\sigma}{dE_R},$$

assim a taxa diferencial de um espalhamento da *WIMP* com núcleo é:

$$\frac{dR}{dE_R} = N_N N_W \int_{v_{min}}^{v_{max}} d\vec{v} v f(\vec{v}) \frac{d\sigma}{dE_R}, \quad (1.4)$$

onde $E_R = \frac{m_r v^2}{m_N} (1 - \cos \theta)$ é a energia que é transferida ao núcleo, m_r é a massa reduzida do sistema, e θ é o ângulo de espalhamento.

Como há um movimento da terra em torno do sol, deve-se corrigir a taxa diferencial levando em conta esse movimento que gera variações sazonais da taxa [9]. Então a taxa diferencial de espalhamento em função do tempo e da energia é

$$\frac{dR}{dE_R}(E_R, t) = \frac{dR}{dE_R}(E_R) \left(1 + \Delta(E_R) \cos \frac{2\pi(t - t_0)}{T} \right) \quad (1.5)$$

onde $T = 1$ ano, $t_0 = 150$ dias, e $\Delta(E)$ se torna negativo para energias de recuo pequenas. Então a taxa de eventos tem um pico no inverno para baixas energias e um pico no verão para altas energias de recuo.

1.2.1 Alguns Experimentos de Detecção Direta

XENON100

XENON100 [10] é um experimento de detecção direta de matéria escura localizado em Gran Sasso na Itália. Consiste em usar como alvo para a detecção de matéria escura o xenônio líquido. O XENON100 teve como antecessor o XENON10, a diferença é que

houve um aumento da massa do alvo fiducial em 100 kg a fim de reduzir o ruído em 100 vezes. O XENON100 possui propriedades de ionização e cintilação. Também é possível identificar a posição da interação com o alvo e a carga do objeto que o atinge e com isso identificar o que seria efeitos de background no experimento. Em 2012, XENON100, de acordo com a figura (1.3), obteve os melhores limites para a secção de choque da *WIMP* em função da massa com 225 dias de exposição do experimento [10]. O resultado obtido

Figura 1.3: Secção de choque independente de spin entre um *WIMP* e núcleo em função da massa, figura retirada de [10]

por XENON100 excluiu resultados de vários outros experimentos fig.(1.3).

DAMA

DAMA (Dark Matter) [11] é um experimento de detecção direta de WIMPs localizado, assim como XENON100, em Gran Sasso na Itália, e que usa como material de detecção fotomultiplicadoras e cristais de iodeto de sódio dopados com tálio NaI(Tl). O experimento consiste em detectar a variação anual do número de eventos de WIMPs causados pela variação da velocidade do detector em relação ao halo de ME. Quando a

terra tem sua velocidade de translação somada a velocidade do Sistema Solar em relação à galáxia, há um aumento do fluxo de ME, e quando a velocidade é contrária a da galáxia esse fluxo diminui. A figura (1.4) mostra a taxa residual de um evento de cintilação versus o tempo obtido por DAMA. Há uma superposição de uma curva cossenoidal, $A \cos(\frac{2\pi}{T}(t - t_0))$, e os dados experimentais. Onde o cosseno tem período $T = 1$ ano e a fase é igual à $t_0 = 152.5$ dias (2 de junho). Se os dados de DAMA forem provenientes da interação de WIMPs com o detector houve uma evidência clara da existência de WIMPs, mas os resultados de DAMA não concordam com os resultados de outros experimentos como por exemplo o XENON100 figura (1.3).

Figura 1.4: Taxa residual de um único evento em DAMA, com intervalo de energia entre 2 à 6 keV, versus o tempo. Figura retirada de [11]

LUX

LUX (Large Underground Xenon) [12] é um experimento de detecção direta de matéria escura localizado na cidade de Lead nos Estados Unidos. O LUX encontra-se à 4850 m abaixo do solo, em seu interior há um cilindro de água com diâmetro de 7.6 m e 6.1 m de altura que serve como blindagem do detector para a redução do ruído. São usados para detecção 370 kg de xenônio líquido e 250 kg de xenônio na fase líquida e

Figura 1.5: Seção de choque de espalhamento entre WIMP-núcleon obtido por vários experimentos de detecção direta.

gasosa. Interações com o detector geram sinais de cintilação e um elétron, proveniente de ionização, que é levado por um campo elétrico para a região em que há o gás de xenônio e sofre eletroluminescência. Com os sinais de cintilação e de eletroluminescência é possível reconstruir a energia depositada pela interação e a razão desses sinais é usada para distinguir o recuo do núcleo espalhado e o recuo do elétron. Os primeiros resultados de LUX mostram os limites para a seção de choque de espalhamento entre WIMPs e o núcleo, figura (1.5), cujos dados foram obtidos em 85.3 dias de exposição do experimento, entre abril e agosto de 2013.

O resultado de LUX impõe limites na seção de choque de espalhamento WIMP-núcleon, sendo o valor mínimo da seção de choque de espalhamento de $7.6 \times 10^{-46} \text{ cm}^2$ para uma WIMP de massa igual à $33 \text{ GeV}/c^2$. É interessante notar que os dados obtidos por LUX excluem os resultados de outros experimentos como DAMA, CDMS II, CoGent, SuperCDMS e Xenon100 [10, 11, 13–15].

1.3 Detecção Indireta

A busca indireta por ME tem como objetivo detectar as assinaturas da aniquilação ou decaimento de partículas de ME nos fluxos de raios cósmicos entendidos no sentido mais amplo: elétron/pósitrons, prótons/antiprótons, deutério/antideutério, fótons e neutrinos. A ideia geral é explorar canais e faixas de energia onde seja possível que o sinal supere o ruído de fundo proveniente de processos astrofísicos ordinários. Nos últimos anos satélites como PAMELA, FERMI e o telescópio HESS [16–18] tem explorado sinais carregados de fótons. Mais recentemente, detectores como Super Kamiokande, AMANDA e seu sucessor IceCube tornaram possível a busca de ME através de sua aniquilação em partículas que posteriormente decaem em neutrinos.

1.3.1 Experimentos de Detecção Indireta Envolvendo Neutrinos

Super Kamiokande

O Super Kamiokande (SK) é um grande telescópio de neutrinos localizado na cidade Hida no Japão. O SK é um detector em formato cilíndrico feito de aço e com 39 metros de diâmetro com 42 metros de altura. Suas paredes possuem 13000 fotomultiplicadoras. Como alvo do detector, é usado 50000 toneladas de água pura, figura (1.3.1). Os neutrinos interagem com os núcleos da água produzindo léptons carregados que ao percorrer a água emitem radiação Cherenkov, que é a radiação emitida pelos léptons quando estes possuem velocidade maior que a da velocidade da luz no meio. A localização do SK também é muito favorável para detecção de neutrinos por estar em uma mina a 1000 metros no subsolo. Ao redor do SK existem muitas montanhas que funcionam como filtro de múons provenientes da atmosfera. Os múons param na rocha antes de chegar ao detector reduzindo a uma fração de $1/100000$ o background de múons deixando apenas a passagem de neutrinos, já que estes interagem muito pouco com a matéria. O Super Kamiokande em 1998 conseguiu a primeira medida mais conclusiva sobre o fenômeno de oscilações de neutrinos [19] através de oscilação de neutrinos atmosféricos.

Figura 1.6: Imagem do telescópio Super Kamiokande e a sua estrutura, figura retirada de [20]

Ice Cube

Localizado no Polo Sul, o IceCube é o maior telescópio de neutrinos da história com 1 km^3 de volume e foi construído em cima do seu telescópio precursor AMANDA [21]. O IceCube foi construído para tentar detectar neutrinos com energias superiores a 100 GeV . O IceCube consiste em 2800 m de uma espessa camada de gelo puro, inerte e seco que funciona como alvo para a detecção de neutrinos através de radiação Cherenkov. Os neutrinos de altas energias interagem com o gelo através da interação de corrente carregada e neutra. Ao interagir, há uma produção de léptons carregados que ao viajar no gelo com grandes velocidades começam a emitir radiação Cherenkov. A radiação Cherenkov pode ser detectada através de fotomultiplicadoras, com aproximadamente 25 cm de diâmetro, inseridas dentro de *Digital Optical Modules* (DOMs). Essas DOMs são colocadas dentro do gelo através de brocas de água quente que furam o gelo e são ligadas uma com a outra

através de cabos. Ao todo são 60 *DOMs* em apenas um furo, e o IceCube possui 86 furos. As *DOMs* ficam em uma profundidade de 1450 á 2820 metros e são afastadas 125 metros uma da outra figura 1.7.

Figura 1.7: Estrutura do telescópio IceCube. Figura retirada de [22].

Uma das grandes vantagens do IceCube é que ele consegue detectar, além do espectro de energia do neutrino, a sua direção com precisão de aproximadamente 1° para os eventos gerados através do múon via corrente carregada.

1.3.2 Cálculo de Captura de WIMPs por Corpos Celestes

A detecção indireta que estudaremos aqui supõe a aniquilação de WIMPs em partículas do Modelo Padrão. A ME que permeia nossa galáxia pode ser capturada sendo atraída gravitacionalmente para dentro de um corpo celeste como por exemplo o Sol ou a Terra. Quando capturada no centro desses corpos ela tem uma probabilidade considerável de se aniquilar em partículas do Modelo Padrão. Essas partículas podem decair em neutrinos que viajam até a Terra onde podem ser detectadas em detectores tipo IceCube ou Super-Kamiokande. A captura de matéria escura pode ser modelada pela seguinte equação diferencial [6]

$$\dot{N}(t) = C_{\odot} - A_{\odot}N^2(t) - E_{\odot}. \quad (1.6)$$

Onde $N(t)$ é o número de WIMPs no corpo celeste e $C_{\odot}$, $A_{\odot}$, $E_{\odot}$ são a taxa de captura de matéria escura, seção de choque de aniquilação vezes a velocidade da WIMP por volume e o inverso do tempo de escape via evaporação respectivamente. A evaporação pode ser desprezada para matéria escura com massa partir de ≈ 3 GeV [23]. No caso em que a evaporação é desprezada obtemos:

$$N(t) = \sqrt{\frac{C_{\odot}}{A_{\odot}}} \tanh(\sqrt{C_{\odot}A_{\odot}}t). \quad (1.7)$$

Usando o fato que a taxa total de aniquilação é $\Gamma_{\odot} = \frac{1}{2}A_{\odot}N^2$:

$$\Gamma_{\odot}(t) = \frac{1}{2}C_{\odot} \tanh^2(\sqrt{C_{\odot}A_{\odot}}t). \quad (1.8)$$

Supondo que o corpo tem a mesma idade do sistema solar (por exemplo o Sol ou a Terra), ou seja, $t_{\odot} = 4.7$ Giga anos, então temos $\sqrt{C_{\odot}A_{\odot}}t_{\odot}$ muito grande, e então

$$\lim_{t_{\odot} \rightarrow \infty} \tanh^2(\sqrt{C_{\odot}A_{\odot}}t_{\odot}) = 1$$

e conseqüentemente:

$$\Gamma_{\odot} = \frac{C_{\odot}}{2}. \quad (1.9)$$

A taxa de captura de matéria escura é calculada em [24,25]. O cálculo é feito considerando um corpo de raio $R_{\odot}$ e velocidade $v_{\odot}$ em relação ao um meio permeado de matéria escura, a taxa captura é :

$$C_{\odot} = \int_0^{R_{\odot}} 4\pi r^2 dr \frac{dC_{\odot}(r)}{dV}. \quad (1.10)$$

Para achar a taxa de captura temos que calcular o fluxo diferencial de WIMPS, $d\mathcal{F}$, em uma esfera imaginária de raio R, depois tomar o limite para todo espaço, em que esses

WIMPS obedecem a distribuição de Maxwell

$$f(u) = \frac{1}{N(v_{esc})} \exp\left(-\frac{u_0^2}{\bar{v}^2}\right). \quad (1.11)$$

Onde

$$\vec{u}_0 = \vec{u} - \vec{v}_{\odot} \quad e \quad N(v_{esc}) = (\pi\bar{v}^2)^{3/2} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{v_{esc}}{\bar{v}}\right) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{v_{esc}}{\bar{v}} \exp\left(-\left(\frac{v_{esc}}{\bar{v}}\right)^2\right) \right]. \quad (1.12)$$

Onde $\vec{v}_{\odot}$ e $\bar{v}$ são as velocidades do sol e de dispersão, respectivamente. v_{esc} é a velocidade de escape, e para $v_{esc} \rightarrow \infty$ temos $N(v_{esc}) \rightarrow (\pi\bar{v}^2)^{3/2}$ o que simplifica as contas. Isso é feito pois estamos olhando do referencial do corpo celeste que, por hipótese, gira em um braço da galáxia. É inserido um sistema de coordenadas local na superfície da esfera para auxiliar o cálculo do fluxo diferencial de WIMPS, então:

$$\begin{aligned} \vec{u} &= u(\cos(\alpha)\hat{r} + \sin(\alpha)\cos(\beta)\hat{\theta} + \sin(\alpha)\sin(\beta)\hat{\phi}) \\ \vec{v}_{\odot} &= v_{\odot}(\cos(\theta)\hat{r} - \sin(\theta)\hat{\theta}). \end{aligned}$$

O fluxo diferencial para dentro da esfera é o produto do número de matéria escura n_{DM} vezes a função de distribuição em um intervalo de velocidade $(\vec{u}, \vec{u} + d\vec{u})$ em uma área infinitesimal $dA = R^2 \sin(\theta)d\theta d\phi$, então:

$$\begin{aligned} d\mathcal{F} &= \frac{n_{DM}}{N(\infty)} (-\vec{u} \cdot \hat{r}) \times \\ &\exp\left(-\frac{u^2 + v_{\odot}^2 - 2\vec{u} \cdot \vec{v}_{\odot}(\cos(\alpha)\cos(\theta) - \sin(\alpha)\cos(\beta)\sin(\theta))}{\bar{v}^2}\right) \times \\ &R^2 \sin(\theta)d\theta d\phi \underbrace{d^3u}_{u^2 du d(\cos(\alpha)) d\beta}. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Integrando (1.13) em β em ϕ obtemos

$$\begin{aligned} d\mathcal{F} &= -\exp\left(-\frac{u^2 + v_{\odot}^2 - 2\vec{u} \cdot \vec{v}_{\odot}(\cos(\alpha)\cos(\theta))}{\bar{v}^2}\right) I_0\left(\frac{uv_{\odot}}{\bar{v}^2} \sin(\alpha)\sin(\theta)\right) \times \\ &R^2 \sin(\theta)d\theta \frac{2\pi^2 n_{DM}}{(\pi\bar{v}^2)^{\frac{3}{2}}} u^3 du d(\cos^2(\alpha)) \end{aligned} \quad (1.14)$$

onde $I_0(x)$ é a função de Bessel modificada de ordem zero. Fazendo a seguinte mudança de variável

$$\cos(\alpha) = \sqrt{1 - \frac{J^2}{u^2 R^2}},$$

e integrando em θ e fazendo $R \rightarrow \infty$ obtemos:

$$d\mathcal{F} = \frac{2\pi^2 n_{DM}}{(\pi\bar{v})^{3/2}} \frac{\bar{v}^2}{v_\odot} e^{-\left(\frac{u^2 + v_\odot^2}{\bar{v}^2}\right)} \sinh\left(\frac{2v_\odot u}{\bar{v}}\right) du dJ^2, \quad (1.15)$$

onde J é o momento angular por unidade de massa. É interessante notar que os dois últimos termos do lado direito correspondem à distribuição de Maxwell, não normalizada, deslocada pela velocidade do sol.

$$e^{-\left(\frac{u^2 + v_\odot^2}{\bar{v}^2}\right)} \sinh\left(\frac{2v_\odot u}{\bar{v}}\right) = \left(\exp\left(-\left(\frac{u - v_\odot}{\bar{v}}\right)^2\right) - \exp\left(-\left(\frac{u + v_\odot}{\bar{v}}\right)^2\right) \right).$$

Temos que a taxa de captura por volume é o produto do fluxo com a probabilidade da WIMP, com velocidade $w^2 = u^2 + v^2(r)$ dentro do sol, espalhar com o núcleo. A probabilidade, $\Omega_v^-(\omega)$, em que a WIMP com velocidade ω espalha com velocidade resultante menor que a velocidade de escape $v(r)$, condição necessária para a WIMP ficar presa gravitacionalmente dentro do corpo celeste, é obtida em [24, 26]

$$\begin{aligned} \Omega_v^-(w) \frac{dl}{w} &= \\ &= \Omega_v^-(w) \frac{2dr}{w} \left(1 - \frac{J^2}{(rw)^2}\right)^{-1/2} \Theta(rw - J). \end{aligned} \quad (1.16)$$

Onde foi usado que $dl = \frac{dr}{\cos(\alpha)}$ e $\cos(\alpha) = \sqrt{1 - \frac{J^2}{u^2 R^2}}$. O número 2 e a função de Heaviside aparecem porque a WIMP intercepta a casca 2 vezes ou não, dependendo se rw é maior ou não que J . Temos que a taxa de captura diferencial é o produto do fluxo com a

probabilidade de espalhamento. Assim, integrando em J , temos que:

$$\frac{dC_{\odot}}{dV} = \frac{2\pi^2 n_{DM} \bar{v}^2}{(\pi \bar{v})^{3/2} v_{\odot}} \int_0^{\infty} e^{-\left(\frac{u^2 + v_{\odot}^2}{\bar{v}^2}\right)} \sinh\left(\frac{2v_{\odot}u}{\bar{v}^2}\right) w \Omega_v^-(w) du. \quad (1.17)$$

E de [24]

$$\Omega_v^-(w) = \frac{2\sigma \rho_N}{m_N m_{\chi} w} \int_{u^2/w^2}^{\mu/\mu_+} \frac{\mu_+}{\mu} \exp(-\Delta E/E_0) d\Delta E, \quad (1.18)$$

onde $E_0 = \frac{3\hbar^2}{2m_N R_N^2}$.

Onde $\rho_N, m_N, R_N, m_{\chi}, \mu, \mu_+$ são: densidade do nucleon que espalha com a ME no interior do corpo celeste, massa desse núcleo, raio do núcleo, massa da matéria escura, razão da massa da WIMP com a do núcleo e $\frac{\mu_+}{2}$. A exponencial em (1.18) é o fator que faz a correção para espalhamentos não coerentes. Para casos de espalhamento dependente de spin essa exponencial é igual a 1, e para independente de spin deve-se mantê-la [24].

A captura total é a integral no volume do corpo de raio $R_{\odot}$

$$C_{\odot} = \int dV \frac{dC_{\odot}}{dV} \quad (1.19)$$

O programa micrOMEGAS faz o calculo para a taxa de captura para a Terra e o Sol utilizando os perfis de densidade Terrestre e Solar dados em [27, 28].

A taxa de captura de WIMPs por corpos celestes é de extrema importância para a detecção indireta por meio de neutrinos. Se uma quantidade considerável de ME for capturada por um corpo celeste, como por exemplo o Sol, um número significativo de neutrinos serão produzidos sendo o fluxo desses neutrinos diretamente proporcional a taxa de captura. Esses neutrinos viajam do centro do Sol até o planeta Terra podendo ser detectado por telescópios de neutrinos. Ao detectar esses neutrinos tenta-se inferir a seção de choque de espalhamento entre a ME e o próton ou impor limites no seu valor.

Como foi visto, a matéria escura é um dos problemas mais intrigantes da física gerando estudos em várias áreas da física desde a física de partículas à cosmologia. No capítulo seguinte será mostrado como é feito o estudo da propagação de neutrinos para posteriormente aplicá-lo na detecção indireta de matéria escura através de sinais de neutrinos

originados por ela.

Capítulo 2

Física de Neutrinos

A física de neutrinos é um dos principais objetos de estudo de muitos pesquisadores devido aos inúmeros problemas nesta área que ainda não foram solucionados. O neutrino inicialmente foi proposto por Wolfgang Pauli ao tentar resolver o problema da conservação de energia no espectro de energia do elétron no decaimento radioativo β . A física de neutrinos tem apresentado diversos enigmas ao longo dos anos. Um desses enigmas foi chamado "problema do neutrino solar". Durante anos a medida experimental do fluxo de neutrinos provenientes do Sol [29] apresentava contradição com os cálculos teóricos baseados no Modelo Solar Padrão (MSP) [30]. Para solucionar esse problema foi necessário introduzir a idéia de neutrinos com massa não nula.

De acordo com o Modelo Padrão (MP) das partículas elementares não há neutrinos de mão direita, logo os neutrinos não adquirem massa através de seus acoplamentos de Yukawa com o boson de Higgs, como os demais férmions do MP. No entanto as observações experimentais evidenciaram o fenômeno oscilação de neutrinos indicando que de fato os neutrinos possuem massa e que o MP deve ser modificado.

No âmbito de estudo da ME como WIMPs, mais especificamente na aniquilação de WIMPs em neutrinos, é interessante estudar como ocorre o fenômeno de oscilação de neutrinos. Quando a ME se aniquila em partículas do MP, algumas delas podem decair em neutrinos. Se essa aniquilação ocorrer no interior de corpos celestes esses neutrinos viajaram através da matéria deste corpo sofrendo oscilações e interações com os elétrons

e núcleos do meio e, conseqüentemente, alterando o espectro final de neutrinos. Neste capítulo será estudado o fenômeno de oscilação de neutrinos no vácuo e na matéria e será mostrado brevemente quais foram as primeiras medidas dos parâmetros relevantes para oscilação de neutrinos.

2.1 O decaimento beta

O decaimento radioativo β é o fenômeno que ocorre quando um átomo de número atômico Z e número de massa A emite um elétron e passa a ser um átomo com $Z + 1$. Um exemplo é o decaimento do trítio, ${}^3\text{H}$, em ${}^3\text{He}$ e um elétron. Sendo assim há a seguinte situação: o núcleo de número atômico Z emite um elétron e e fica com um novo valor para este de $Z + 1$. Um sistema de duas partículas desse tipo, pelo teorema da conservação da energia e momento, divide a energia de repouso do átomo entre o núcleo remanescente e o elétron. Como a massa do núcleo é muito maior que a do elétron toda a energia do decaimento se transforma em energia cinética do elétron com um valor bem determinado.

Esse decaimento em dois corpos resultará em um valor de energia bem definido para o elétron. Mas em 1914 James Chadwick mostrou experimentalmente que o espectro de energia do elétron em um decaimento β é contínuo [31].

Figura 2.1: Esse gráfico ilustra o número de elétrons por unidade de energia versus a energia cinética do mesmo. Figura tirada de [32]

Esse espectro contínuo poderia ser interpretado como uma violação da conservação da energia. Para altas energias verifica-se que o valor da energia cinética, KE , aproxima-se

do valor da energia do decaimento, mas como vemos pela fig. (2.1), pequena parcela desses elétrons encontra-se nessa faixa de energia. A maioria dos elétrons possuem uma quantidade de energia bem abaixo desse valor.

Um problema adicional aparece também ao analisarmos a conservação do momento angular de spin. Os fenômenos físicos devem conservar o momento angular de spin e o mesmo era de se esperar no decaimento β . Antes do decaimento temos um núcleo de spin inteiro, i , e após o decaimento temos o spin inteiro, j , do núcleo remanescente e um spin semi-inteiro, $\frac{1}{2}$, do elétron. Logo não há a conservação de momento angular, pois o spin total inicial é um número inteiro i e o final um semi-inteiro $j + \frac{1}{2}$.

Em 1931, Wolfgang Pauli solucionou estes dois impasses ao supor que o problema do decaimento β não tem apenas como personagens o elétron e o núcleo, ele incluiu uma terceira partícula que interagiria com a matéria usual muito fracamente. Essa partícula teria carga nula, massa zero e spin $1/2$. Com essas propriedades para essa nova partícula o problema de conservação do momento angular e de energia é resolvido. Fermi chamou essa partícula de neutrino (pequeno neutrôn) do elétron para decaimento β^+ e antineutrino do elétron para β^- . Essa partícula foi descoberta experimentalmente em 1956 [33]. Depois de algum tempo foi descoberto mais dois tipos de neutrino, o neutrino do múon e neutrino do tau [34, 35]. Com o descobrimento do neutrino deu-se início ao estudo da teoria da interação fraca, o que posteriormente levou à sua unificação com a eletrodinâmica quântica (teoria eletrofraca) [36].

2.2 Oscilação de Neutrinos

2.2.1 Neutrinos Solares

Modelo Solar Padrão

O (MSP) é um modelo que fornece as principais características do Sol, como: raio do Sol, luminosidade, massa solar, o fluxo de energia e o fluxo em função do ponto de produção para os neutrinos provenientes do Sol. Os neutrinos solares são produzidos em vários tipos de reações.

Cadeia	Reação
pp	$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$
pep	$p + e^- + p \rightarrow d + \nu_e$
hep	${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$
${}^7\text{Be}$	$e^- + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$
${}^8\text{B}$	${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$
${}^{13}\text{N}$	${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$
${}^{15}\text{O}$	${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$
${}^{17}\text{F}$	${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O} + e^+ + \nu_e$

Tabela 2.1: Cadeias de produção de neutrinos solares [36].

Na figura 2.2.1 (a) temos a previsão para distribuição do fluxo de neutrinos solares no ponto de produção e na figura (2.2.1)(b) o espectro energético dos neutrinos produzidos nas diversas reações da tabela 2.1 segundo o MSP.

Problema do Neutrino Solar

Os neutrinos solares, previstos pelo MSP podem ser detectados por telescópios de neutrinos na Terra. Mas ao confrontar o fluxo teórico e experimental de neutrinos do elétron em diversos experimentos observou-se uma discrepância:

$$\frac{\phi_{exp}}{\phi_{teorico}} < 1,$$

ou seja, que havia um déficit na quantidade de neutrinos do elétron. Finalmente, o experimento SNO [38] ao medir o fluxo total de neutrinos, ou seja dos 3 sabores de neutrinos conhecidos, verificou que o mesmo concorda com a teoria.

A figura 2.3 mostra claramente que há uma diminuição considerável no fluxo do neutrino do elétron. Nas últimas duas colunas da figura 2.3 que correspondem ao experimento SNO vemos que: na primeira coluna do SNO há um déficit de neutrinos do elétron, contudo na última vemos que o fluxo total teórico concorda com o experimental. Então é possível concluir que, devido a diminuição do número de neutrinos do elétron e um constante valor para o fluxo de todos os neutrinos, o neutrino do elétron está se convertendo em outros neutrinos. Esse fenômeno de conversão de sabor é chamado oscilação de neutrinos e é análogo a oscilação que ocorre entre hádróns do MP e que envolve a matriz

(a)

(b)

Figura 2.2: Em (a) temos os fluxos de neutrino em função de seu ponto de produção no Sol normalizado pelo raio solar $R_{\odot}$. Em (b) temos o fluxo de neutrinos solares por energia, para linhas contínuas o fluxo diferencial tem unidade de $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{MeV}^{-1}$, para linhas verticais o fluxo está em $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Figuras retiradas de [37]

Figura 2.3: A figura mostra os valores dos fluxos teóricos e experimentais para diversos experimentos. É possível observar que há uma diminuição no fluxo de neutrinos do elétron nas quatro primeiras colunas. Na última coluna, que corresponde a detecção de neutrinos independente do sabor, vemos que o fluxo experimental e teórico entram em concordância [37].

de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa do setor de quarks. As oscilações de neutrinos ocorrem da seguinte forma, os neutrinos são partículas quânticas e sua função de onda obedece a equação de Schrödinger mas sua hamiltoniana é diagonal no espaço de massa e nossos instrumentos de medida são operadores no espaço de sabor. Ao realizarmos a mudança de base, entre o espaço de massa e o de sabor, os auto-estados no espaço de sabor serão uma combinação linear dos auto-estados de massa. A medida que os estados evoluem temporalmente a probabilidade de encontrar um determinado auto-estado de sabor muda.

As oscilações dependem de parâmetros como a diferença de massa dos neutrinos no auto-estado de massa e dos ângulos que compõe a matriz de mudança de base do auto-estado de massa para o de sabor. Os resultados de SNO para os parâmetros de mistura são [39]

$$\Delta m_{21}^2 = 6.5^{+4.4}_{-2.3} \times 10^{-5} \text{eV}^2 \quad e \quad \tan^2 \theta_{12} = 0.45^{+0.09}_{-0.08}, \quad (2.1)$$

2.2.2 Neutrinos Atmosféricos

Neutrinos atmosféricos são criados pela interação de raios cósmicos com os núcleos que compõe a atmosfera. Os raios cósmicos são partículas que viajam no espaço sideral com velocidades próximas a da luz. Eles são basicamente compostos por prótons e uma pequena porcentagem de núcleos mais pesados. A interação dos raios cósmicos com a atmosfera gera outras partículas que incluem todos os hádrons que posteriormente decaem em outras partículas [36]. Muitos píons são produzidos do produto da interação dos raios cósmicos com atmosfera, eles posteriormente decaem, em sua grande maioria, em múons e neutrinos

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \overset{(-)}{\nu}_\mu. \quad (2.2)$$

Posteriormente há um decaimento desses múons

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.3)$$

Os neutrinos gerados dessas reações são chamados de neutrinos atmosféricos. De (2.2) e de (2.3) vemos que a proporção dos fluxos de neutrinos do muon e do elétron é da forma

$$\frac{\phi_{\nu_\mu} + \phi_{\bar{\nu}_\mu}}{\phi_{\nu_e} + \phi_{\bar{\nu}_e}} \simeq 2, \quad \frac{\phi_{\nu_\mu}}{\phi_{\bar{\nu}_\mu}} \simeq 1, \quad \frac{\phi_{\nu_e}}{\phi_{\bar{\nu}_e}} \simeq \frac{\phi_{\mu^+}}{\phi_{\mu^-}}, \quad (2.4)$$

onde $\phi_{\overset{(-)}{\nu}_\mu}$ e $\phi_{\overset{(-)}{\nu}_e}$ são os fluxos do (anti)neutrino do múon e do elétron respectivamente. Com energias mais altas que 1 GeV a fração de múons que chega ao solo antes de decair aumenta levando ao um aumento na primeira fração da (2.4). Em 1965 um grupo de pesquisa na Índia [40] e um grupo na África do Sul [41] detectaram a presença de neutrinos atmosféricos em detectores. Nos anos oitenta Kamiokande [19] e IMB [42] começaram a detectar traços de neutrinos atmosféricos, mas o número de neutrinos observados era menor do que o previsto, isso gerou a chamada *anomalia do neutrino atmosférico*. Mas outros experimentos como NUSEX [43] e Frejus [44] não observaram nenhuma anomalia. A solução para esse impasse veio com a uma nova geração de detectores de neutrinos que confirmou a anomalia. Em 2001 o Super-Kamiokande [19] verificou que as oscilações que ocorriam eram de neutrinos do múon para neutrinos do tau e também obteve os valores

dos parâmetros de oscilação. Para obter os valores desses parâmetros é necessário usar o formalismo de oscilações de neutrinos que será descrito mais adiante [19]

$$|\Delta m_{atm}^2| = 2.4 \times 10^{-3} \text{eV}, \quad \sin^2(2\theta_{atm}) = 1.$$

Os resultados obtidos pelo Super-Kamiokande concordaram com os de outros experimentos como K2K [45] e MACRO [46]

2.2.3 Neutrinos Produzidos em Reatores Nuclear

Reatores nucleares são fontes de neutrinos originados a partir do decaimento β . Este decaimento ocorre através do processo radioativo do urânio ^{235}U , ^{238}U e do plutônio ^{239}Pu e ^{241}Pu . O fluxo de neutrinos é isotrópico, logo, ele diminui com a distância. Então é possível usar reatores nucleares como experimentos de estudo de oscilação de neutrinos. Ao usar o reator nuclear e um detector a uma certa distância é possível verificar o fenômeno de mudança de sabor dos neutrinos. Como a escala de energia desses neutrinos são de alguns MeV a oscilação poderá ser detectada a distância de alguns quilômetros entre a fonte e o detector, que para Δm_{solar}^2 é 100 km e para Δm_{atm}^2 é 1 km. A baixas energias só há possibilidade de estudo para oscilação do antineutrino do elétron, já que a energia do reator não tem valor suficiente para gerar neutrinos do múon e do tau. No detector é apenas detectado o desaparecimento do antineutrino do elétron pois a interação de $\bar{\nu}_\mu$ e $\bar{\nu}_\tau$ com o detector não gera sinais suficientes para diferenciá-los do ruído. O processo de detecção é através da reação:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+,$$

a energia detectada pelo detector é $E_e + m_e$ onde E_e e m_e são a energia e massa do pósitron, respectivamente. O pósitron se aniquila com um elétron que está na vizinhança gerando um sinal que é detectado por cintiladores. Para diferenciar o sinal detectado do *background* é necessário levar em consideração o sinal gerado pela captura do nêutron, logo, sinais de pósitrons seguidos de sinais de nêutrons são aqueles gerados por antineutrinos $\bar{\nu}_e$ de reatores nucleares. O limiar de energia para experimentos de reatores é 1.806 MeV [36],

com esse limite apenas 25% dos neutrinos produzidos no reator podem ser detectados, sendo que o resto dos neutrinos estão abaixo deste valor de energia.

Os experimentos que tem uma distância entre a fonte e o detector da ordem de 10 a 100 metros são chamados de *Short-Baseline* (SBL). Alguns desses experimentos são o Bugey [47], ILL [48] e Gosgen [49]. Esse tipo de experimento, por não ter comprimento suficiente para oscilação, não observa o desaparecimento de antineutrinos do elétron. Esses experimentos não conseguem obter os valores dos parâmetros mas conseguem impor limites nos valores desse parâmetros. Pela figura 2.2.3 é possível ver o limite para os

Figura 2.4: Curvas para os parâmetros de oscilação, figura retirada de [50]

parâmetros de oscilação $\Delta m^2 < 10^{-2} \text{eV}^2$.

Os experimentos que possuem uma distância entre a fonte e o detector da ordem de 1 km são chamados de *Long-Baseline* (LBL). Eles tem sensibilidade maior para a detecção dos parâmetros de mistura de neutrinos. Esses experimentos são o CHOOZ [51] e Palo Verde [52], eles foram construídos para detectar oscilações entre $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ para explicar a anomalia dos neutrinos atmosféricos observados em Kamiokande [36]. Como nos experimentos SBL os experimentos de LBL não obtiveram os valores dos parâmetros

de oscilação mas apenas limites nos seus valores [36].

$$\begin{aligned} \sin^2(2\theta) &\lesssim 0.1 && \text{para} && \Delta m^2 \gtrsim 2 \times 10^{-3} \text{eV}^2 \\ \Delta m^2 &< 7 \times 10^{-4} \text{eV} && \text{para} && \sin^2(2\theta) = 1. \end{aligned} \quad (2.5)$$

KamLAND [53] é um experimento que detecta antineutrinos produzidos por usinas nucleares do Japão, e pequenas contribuições de usinas na Coreia do Sul e do resto do mundo, mas 80% das suas medidas vem de reatores em distâncias entre 140 a 215 km. A razão entre o número de eventos medidos e o número de eventos esperados sem oscilação é [53]

$$R = 0.658 \pm 0.044(\text{stat}) \pm 0.047(\text{syst}), \quad (2.6)$$

esse resultado é uma evidência clara de oscilação de sabor, há uma perda de aproximadamente de 35% no número de antineutrinos. Somando esse resultado com os de neutrinos solares obtêm-se os valores dos parâmetros de oscilação [53]

$$\Delta m_{21}^2 = 7.9_{-0.5}^{+0.6} \times 10^{-5} \text{eV}^2, \quad \tan^2(\theta_{12}) = 0.40_{-0.07}^{+0.10}, \quad (2.7)$$

sendo o resultado para Δm^2 determinado por KamLAND.

O experimento Daya Bay conseguiu mensurar o último parâmetro que gera as oscilações de neutrinos. Daya Bay é um experimento que consiste em seis reatores nucleares, que emitem 3×10^{21} antineutrinos por segundo, e por detectores onde cada um possui distâncias diferentes um do outro [54–57]. Os detectores próximos aos reatores, um com cerca de 470 m e outro com 576 m de distância da fonte, medem o fluxo de neutrinos que saem dos reatores. Os mais afastados dos reatores, três detectores a uma distância de 1648 m da fonte, medem o déficit de antineutrinos eletrônicos. Foram detectados 23417 antineutrinos em 127 dias de exposição do experimento. A taxa de antineutrinos $R = 0.944 \pm 0.007(\text{stat}) \pm 0.003(\text{syst})$ é o fluxo medido pelos detectores afastados normalizado pelo fluxo dos detectores que estão próximo aos reatores. O valor do ângulo é [54–57]:

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0.089 \pm 0.010(\text{stat}) \pm 0.005(\text{syst}), \quad (2.8)$$

outros experimentos como Double CHOOZ [51] e RENO [58], usando métodos parecidos que Daya Bay, também mensuraram o valor do ângulo de mistura θ_{13} , sendo que para Double CHOOZ $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.086 \pm 0.041(\text{stat.}) \pm 0.030(\text{syst.})$ e para RENO $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.103 \pm 0.013(\text{stat.}) \pm 0.030(\text{syst.})$

Nos dias atuais, medidas mais precisas [59–61] realizadas do fluxo de neutrinos produzidos em reatores nucleares do tipo SBL mostram que o fluxo é diferente do que seria esperado, esse problema é chamado *reactor anomaly*. Uma das possíveis soluções para esse problema é incluir uma quarta geração de neutrinos que não interagem com as partículas do MP mas somente com os neutrinos ativos através do fenômeno de oscilação de sabor. A inserção dessa nova geração de neutrinos, que são chamados neutrinos estéreis, poderia explicar a alteração do fluxo experimental em relação ao fluxo esperado.

2.2.4 Neutrinos de Aceleradores

Para gerar neutrinos em um acelerador de partículas é utilizado um feixe de prótons que se choca com um alvo [62], dessa interação surge píons e káons que depois de um certo tempo decaem em léptons, outros píons e neutrinos. Os decaimentos da eq. (2.2) e os decaimentos

$$\begin{aligned} K^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \bar{\nu}_\mu^{(-)} \\ K_L &\rightarrow \pi^\pm + \mu^\mp + \bar{\nu}_\mu^{(-)}, \end{aligned} \quad (2.9)$$

são os que contribuem para o feixe de neutrinos. Assim como os experimentos de neutrinos de reator também há, para o caso de neutrinos de aceleradores, os experimentos de *Short Baseline*. Esses experimentos não conseguem determinar os valores dos parâmetros de oscilação, mas apenas impor limites nos seus valores. Alguns desses experimentos são o LSND [63], KARMEN [64] e Bugey [47].

Também há experimentos de aceleradores que são de *Long Baseline* como o K2K, T2K e MINOS [45, 65, 66]. O K2K gera prótons que se chocam com um alvo de alumínio e tem como produto píons que percorrem um tunel de 200 m e decaem em antinútrons e neutrinos do muon, no fim do túnel há um amortecedor de feixe composto de ferro e

Parâmetro	melhor ajuste ($\pm 1\sigma$)	3σ
Δm_{21}^2 [10^{-5}] eV^2	$7.54^{+0.26}_{-0.22}$	6.99-8.18
Δm^2 [10^{-3}] eV^2	$2.43^{+0.06}_{-0.10}$ ($2.42^{+0.07}_{-0.11}$)	2.19(2.17)-2.62(2.61)
$\sin^2(\theta_{12})$	$0.307^{+0.018}_{-0.016}$	0.259-0.359
$\sin^2(\theta_{23})$	$0.386^{+0.024}_{-0.021}$ ($0.392^{+0.038}_{-0.022}$)	0.331(0.335)-0.637(0.663)
$\sin^2(\theta_{13})$	0.0241 ± 0.025 ($0.0244^{+0.0023}_{-0.0025}$)	0.0169(0.0171)-0.0313(0.0315)

Tabela 2.2: Os melhores ajustes e regiões permitidas com 3σ para os parâmetros de oscilação dos três sabores de neutrinos. Os valores sem parênteses correspondem à $m_1 < m_2 < m_3$ e os valores entre parênteses são $m_3 < m_1 < m_2$. $\Delta m^2 = m_3^2 - \frac{(m_2^2 + m_1^2)}{2}$. Se $m_1 < m_2 < m_3$, então $\Delta m^2 = \Delta m_{31}^2 - \frac{\Delta m_{21}^2}{2}$ e para $m_3 < m_1 < m_2$ temos $\Delta m^2 = \Delta m_{32}^2 + \frac{\Delta m_{21}^2}{2}$. Tabela retirada de [67]

concreto que retira grande parte dos antimúons produzidos do feixe. O detector consiste em 1000 toneladas de água para detecção de neutrinos através de fotomultiplicadores que detectam a radiação Cherenkov. Os valores dos parâmetros de oscilação são

$$\sin^2(2\theta_{23}) = 1.0, \quad \text{e} \quad \Delta m_{32}^2 = 2.8 \times 10^{-3}. \quad (2.10)$$

Os melhores valores atualmente de para os parâmetros de oscilação podem ser vistos na tabela (2.2):

2.3 Cálculo de Probabilidade de Oscilação

Uma das primeiras tentativas de resolver o problema do neutrino solar foi proposta por Pontecorvo [68] que aventou a possibilidade de oscilação de neutrinos no vácuo. Para que oscilações de neutrinos possam assim ocorrer, como veremos, neutrinos precisam ter massas não degeneradas. Descreveremos a seguir o formalismo padrão de oscilação de sabor, primeiro no vácuo depois na matéria.

Seja $|\nu_\alpha\rangle$ neutrinos nos auto-estados de sabor (índice grego) com $\alpha = e, \mu, \tau$ e $|\nu_k\rangle$ neutrinos no auto-estado de massa (índice latino) com $k = 1, 2, 3$. Como estamos interessados em descobrir a probabilidade de detectar o neutrino em um determinado auto-estado de

sabor pois neutrinos são produzidos e detectados por interação fraca em um auto estado de sabor definido, mas propagam como auto-estado da Hamiltoniana, o que no vácuo corresponde a auto-estado de massa. Então a relação entre auto-estados de massa e sabor sera dada pela matriz de mistura U :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle, \quad (2.11)$$

com a seguinte condição de normalização $\langle \nu_k | \nu_j \rangle = \delta_{kj}$ e $\langle \nu_\alpha | \nu_\beta \rangle = \delta_{\alpha\beta}$. Como os neutrinos viajam com velocidades praticamente iguais a da luz usaremos a mecânica relativística. Primeiramente faremos o cálculo de oscilação para neutrinos viajando no vácuo, logo, os auto-estados de massa são auto-estados da hamiltoniana relativística

$$H |\nu_k\rangle = E_k |\nu_k\rangle \quad E_k = \sqrt{\vec{p}_k^2 + m_k^2}, \quad (2.12)$$

onde pusemos uma massa m_k para o neutrino ν_k , como veremos, isso é uma condição necessária para oscilação. Então, a partir da equação de Schrödinger temos:

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} |\nu_k(t)\rangle &= H |\nu_k(t)\rangle \\ |\nu_k(t)\rangle = O(t) |\nu_k\rangle &\longrightarrow i \frac{d}{dt} O(t) |\nu_k\rangle = H O(t) |\nu_k\rangle \\ i \frac{d}{dt} O(t) = H O(t) &\longrightarrow O(t) = e^{-iHt} \\ |\nu_k(t)\rangle &= e^{-iHt} |\nu_k\rangle. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Onde $O(t)$ é um operador de evolução temporal. Então temos que a evolução temporal dos auto-estados de sabor é uma superposição dos auto-estados de massa evoluídos no tempo:

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* |\nu_k(t)\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle, \quad (2.14)$$

com $|\nu_\alpha(t=0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle$ temos

$$\begin{aligned}
 |\nu_\alpha\rangle &= \sum_k U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle \\
 U_{\alpha j} |\nu_\alpha\rangle &= \sum_k U_{\alpha j} U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle \\
 \sum_\alpha U_{\alpha j} |\nu_\alpha\rangle &= \sum_{k\alpha} \underbrace{U_{\alpha j} U_{\alpha k}^*}_{\delta_{jk}} |\nu_k\rangle \\
 |\nu_j\rangle &= \sum_\alpha U_{\alpha j} |\nu_\alpha\rangle,
 \end{aligned} \tag{2.15}$$

mas

$$\begin{aligned}
 |\nu_\alpha(t)\rangle &= \sum_k U_{\alpha k}^* e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle \\
 &= \sum_k U_{\alpha k}^* e^{-iE_k t} \sum_\beta U_{\beta k} |\nu_\beta\rangle \\
 &= \sum_{k\beta} U_{\alpha k}^* e^{-iE_k t} U_{\beta k} |\nu_\beta\rangle,
 \end{aligned}$$

então usando as equações acima temos que a amplitude de probabilidade de transição de $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ é

$$\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{-iE_k t}.$$

E a probabilidade associada é

$$P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \sum_{kj} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i(E_k - E_j)t}. \tag{2.16}$$

Como os neutrinos são partículas ultra-relativísticas temos que $|\vec{p}_k| \gg m_k$ logo podemos fazer uma aproximação na energia na eq.(2.12), onde obtemos

$$E_k = |\vec{p}_k| \sqrt{1 + \frac{m_k^2}{|\vec{p}_k|^2}} = |\vec{p}_k| + \frac{m_k^2}{2|\vec{p}_k|},$$

como não temos acesso ao valor do momento de cada neutrino não sabemos o valor de

$\vec{p}_k$ mas temos acesso ao valor do momento do feixe $\vec{p}$ e temos que cada neutrino deve ter momento com valor próximo ao do feixe para os pacotes de onda de cada neutrino ficarem próximos formando assim a superposição de neutrinos no auto-estado de massa e tendo como resultado um neutrino de sabor. Outra observação é que como estamos no regime ultra-relativístico o momento $\vec{p}$ deve ser aproximadamente a energia do feixe E . Com isso temos que a energia de um neutrino no auto-estado de massa é dada por

$$E_k = |\vec{p}| + \frac{m_k^2}{2E}, \quad (2.17)$$

e temos que $\Delta E = E_k - E_j = \frac{m_k^2 - m_j^2}{2E} = \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E}$.

E sabendo que os neutrinos possuem velocidade próxima a da luz c podemos fazer $L = t$, onde L é a distância entre a fonte e o detector. Podemos expressar a eq.(2.16) como

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sum_{kj} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L}. \quad (2.18)$$

Ou de outra forma

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sum_k |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 + \sum_{k \neq j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L}. \quad (2.19)$$

E usando o fato que

$$\begin{aligned} \delta_{\alpha\beta} &= \delta_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta} && (\text{Não há soma nos índices}) \\ &= \sum_{jk} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \\ &= \sum_k |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 + \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* + \sum_{k<j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \\ &= \sum_k |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 + \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* + \sum_{k>j} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* \\ &= \sum_k |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 + \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* + \sum_{k>j} (U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*)^* \\ &= \sum_k |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 + 2\Re \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*. \end{aligned}$$

Então

$$\sum_k |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 = \delta_{\alpha\beta} - 2\Re \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*. \quad (2.20)$$

Logo

$$\begin{aligned} & \sum_{k \neq j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L} \\ &= \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L} + \sum_{k<j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L} \\ &= \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L} + \sum_{k>j} \left(U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* e^{i \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L} \right) \\ &= \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L} + \sum_{k>j} \left(U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L} \right)^* \\ &= 2\Re \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L} \\ &= 2 \sum_{k>j} \Re [U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*] \cos \left(\frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L \right) + \\ & \quad + 2 \sum_{k>j} \Im [U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*] \sin \left(\frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L \right). \end{aligned} \quad (2.21)$$

Combinando esses últimos resultados (2.20) e (2.21) com a probabilidade (2.19) de transição temos:

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) &= \delta_{\alpha\beta} - 2\Re \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \left[1 - \cos \left(\frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L \right) \right] \\ & \quad + 2 \sum_{k>j} \Im [U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*] \sin \left(\frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L \right). \end{aligned} \quad (2.22)$$

Sendo $1 - \cos \theta = 2 \sin^2 \theta$ a probabilidade de sobrevivência é

$$\begin{aligned}
P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}(L, E) = & 1 - 4\Re e \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\alpha k} U_{\alpha j} U_{\alpha j}^* \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L \right) \\
& + 2 \sum_{k>j} \underbrace{\Im m[U_{\alpha k}^* U_{\alpha k} U_{\alpha j} U_{\alpha j}^*]}_{=0} \sin \left(\frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L \right). \quad (2.23)
\end{aligned}$$

Então com essa expressão obtemos a probabilidade de transição e de sobrevivência dadas por

$$\begin{aligned}
P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = & \delta_{\alpha\beta} - 2\Re e \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \left[1 - \cos \left(\frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L \right) \right] \\
& + 2 \sum_{k>j} \Im m[U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*] \sin \left(\frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L \right) \quad (\text{Prob. transição}) \quad (2.24)
\end{aligned}$$

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}(L, E) = 1 - 4 \sum_{k>j} |U_{\alpha k}|^2 |U_{\alpha j}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{kj}^2}{4E} L \right) \quad (\text{Prob. sobrevivência}) \quad (2.25)$$

Como dito antes, a massa não nula para os neutrinos é essencial para haver oscilação. Mais precisamente é necessário que a diferença de massas ao quadrado seja não nula. Por exemplo, seja o número de auto-estados de massa igual a 3, se $\Delta m_{12}^2 \neq 0$, $\Delta m_{13}^2 \neq 0$ e $\Delta m_{23}^2 = 0$. Então, de acordo com as eq.(2.24) e eq.(2.25) para os dois primeiros casos há uma probabilidade não nula de conversão e no último não há oscilação entre o neutrino 2 e o 3.

Como exemplo temos que para 2 sabores a matriz de mistura pode ser parametrizada com entradas puramente reais da seguinte forma:

$$U_{e1} = \cos \theta, \quad U_{e2} = \sin \theta, \quad U_{\mu 1} = -\sin \theta, \quad U_{\mu 2} = \cos \theta. \quad (2.26)$$

Com isso a probabilidade de sobrevivência é dada por:

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(L, E) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2}{4E} L \right). \quad (2.27)$$

Efeitos de matéria

Se o neutrino está viajando no vácuo temos que a sua probabilidade de oscilação é dada por (2.24) e (2.25). Agora consideraremos os neutrinos viajando em um meio material com densidade bem definida. Ao viajar nesse meio o neutrino poderá interagir elasticamente com os férmions do meio e como consequência a probabilidade de oscilação dependerá de quão denso é esse meio.

Primeiramente calcularemos o potencial de interação de corrente carregada de um espalhamento do neutrino com elétron, onde esse neutrino é eletrônico e se propaga em um mar de elétrons homogêneo e não polarizado. Da lagrangeana efetiva de corrente carregada obtemos a seguinte hamiltoniana efetiva [36]

$$\mathcal{H}_{eff}^{cc}(x) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{\nu}_e(x) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) e(x)] [\bar{e}(x) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \nu_e(x)]. \quad (2.28)$$

Mas usando a transformação de Fierz [36] $\mathcal{L}^{V-A}(\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4) = \mathcal{L}^{V-A}(\psi_1, \psi_4, \psi_3, \psi_2)$

$$\mathcal{H}_{eff}^{cc}(x) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{\nu}_e(x) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_e(x)] [\bar{e}(x) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) e(x)], \quad (2.29)$$

o valor médio da Hamiltoniana no mar de elétrons no sistema de referência do meio é:

$$\begin{aligned} \bar{\mathcal{H}}_{eff}^{cc} &= \frac{G_F}{2\sqrt{2}} \bar{\nu}_e(x) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \int d^3p_e f(E_e, T) \times \\ &\sum_{h_e=\pm 1} \langle e^-(p_e, h_e) | \bar{e}(x) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) e(x) | e^-(p_e, h_e) \rangle. \end{aligned} \quad (2.30)$$

Onde $f(E_e, T)$ é a função de distribuição em função da energia E_e dos elétrons é normalizada de forma que $\int d^3p f(E, T) = N_e V$, onde N_e é a densidade de número de elétrons no meio, V é o volume considerado e

$$|e^-(p, h)\rangle = \frac{1}{2E_e V} a_e^{h\dagger}(p) |0\rangle,$$

onde $a_e^{h\dagger}(p)$ é o operador de criação de elétrons. Usando o fato que:

$$\frac{d^3p}{(2\pi)^3} \rightarrow \frac{1}{V} \sum_{\vec{p}} \quad (2.31)$$

$$(2\pi)^3 \delta(\vec{p} - \vec{p}') \rightarrow V \delta_{\vec{p}, \vec{p}'}, \quad (2.32)$$

e que um spinor $\psi(x)$ pode ser descrito da forma

$$\psi(x) = \frac{1}{V} \sum_{\vec{p}} \frac{1}{2E} [a^h(p) u^h(p) e^{-ipx} + b^{h\dagger}(p) v^h(p) e^{ipx}], \quad (2.33)$$

e que temos a seguinte relação de anti-comutação

$$\{a^h(p), a^{h'\dagger}(p')\} = 2EV \delta_{\vec{p}, \vec{p}'} \delta_{h, h'}. \quad (2.34)$$

e analogamente para $b^h(p)$ e $b^{h\dagger}(p)$. O valor médio sobre as helicidades é

$$\begin{aligned} & \sum_{h=\pm 1} \langle e^-(p, h) | \bar{e}(x) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) e(x) | e^-(p, h) \rangle \\ &= \sum_{h=\pm 1} \langle 0 | \frac{1}{2EV} a^h(p) \bar{e}(x) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) e(x) \frac{1}{2EV} a^{h\dagger}(p) | 0 \rangle \\ &= \sum_{h=\pm 1} \langle 0 | \frac{1}{2EV} a^h(p) \bar{e}(x) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) e(x) \frac{1}{2EV} a^{h\dagger}(p) | 0 \rangle \\ &= \frac{1}{8E^2V^2} \sum_{h=\pm 1} \sum_{k, q} \langle 0 | a^h(p) a^{\lambda\dagger}(k) a^\sigma(q) a^{h\dagger}(p) | 0 \rangle \bar{u}(k, \lambda) \gamma_\rho (1 - \gamma^5) u(q, \sigma) e^{-ix(k-q)} \\ &= \frac{1}{8E^2V^2} \sum_{h=\pm 1} \sum_{k, q} \langle 0 | [-a^{\lambda\dagger}(k) a^h(p) + 2EV \delta_{pk} \delta_{h\lambda}] [-a^{h\dagger}(p) a^\sigma(q) + 2EV \delta_{qp} \delta_{\sigma h}] | 0 \rangle \times \\ & \quad \times \bar{u}(k, \lambda) \gamma_\rho (1 - \gamma^5) u(q, \sigma) e^{-ix(k-q)} \\ &= \frac{1}{2EV} \sum_{h=\pm 1} \sum_{k, q} \delta_{pk} \delta_{\lambda h} \delta_{qp} \delta_{\sigma h} \bar{u}(k, \lambda) \gamma_\rho (1 - \gamma^5) u(q, \sigma) e^{-ix(k-q)} \\ &= \frac{1}{2EV} \sum_{h=\pm 1} \bar{u}(p, h) \gamma_\rho (1 - \gamma^5) u(p, h) \\ &= \frac{1}{2EV} \text{Tr} \left[\sum_{h=\pm 1} \bar{u}(p, h) u(p, h) \gamma_\rho (1 - \gamma^5) \right] \\ &= \frac{1}{4EV} \text{Tr} [(\not{p} + m) \gamma_\rho (1 - \gamma^5)] = \frac{p_\rho}{EV}. \end{aligned} \quad (2.35)$$

Temos que a Hamiltoniana fica:

$$\begin{aligned}
\overline{\mathcal{H}}_{eff}^{cc}(x) &= \frac{G_F}{V\sqrt{2}} \int d^3p_e f(E_e, T) [\bar{\nu}_e(x) \gamma^\rho \frac{p_\rho}{E} (1 - \gamma^5) \nu_e(x)] \\
&= \frac{G_F}{V\sqrt{2}} \int d^3p_e f(E_e, T) [\bar{\nu}_e(x) (\frac{\gamma^0 p^0}{E} - \frac{\vec{p} \cdot \vec{\gamma}}{E}) (1 - \gamma^5) \nu_e(x)] \\
&= \frac{G_F}{V\sqrt{2}} [\bar{\nu}_e(x) \gamma^0 (1 - \gamma^5) \nu_e(x)] \underbrace{\int d^3p_e f(E_e, T)}_{N_e V}.
\end{aligned}$$

Com isso temos que a Hamiltoniana média de corrente carregada tem a seguinte forma:

$$\bar{\mathcal{H}}_{eff}^{cc} = V_{cc} \bar{\nu}_{eL}(x) \gamma^0 \nu_{eL}(x) \quad \text{onde} \quad V_{cc} = \sqrt{2} G_F N_e. \quad (2.36)$$

A contribuição de corrente neutra será dada por.

$$\mathcal{H}_{eff}^{NC} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} [\bar{\nu}_\alpha(x) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_\alpha(x)] \sum_{f=e,n,p} [\bar{f}(x) \gamma_\mu (g_V^f - g_A^f \gamma^5) f(x)]. \quad (2.37)$$

Onde obtemos uma expressão análoga a Hamiltoniana média de corrente carregada mas com um novo potencial

$$\begin{aligned}
V_{NC}^f &= \sqrt{2} G_F N_f g_V^f \\
\text{onde para os elétrons} \quad g_V^e &= -\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W \\
\text{onde para os prótons} \quad g_V^p &= \frac{1}{2} - 2 \sin^2 \theta_W \\
\text{onde para os nêutrons} \quad g_V^n &= -\frac{1}{2}.
\end{aligned} \quad (2.38)$$

Se o ambiente é eletricamente neutro então temos que a densidade de prótons e de elétrons são iguais e a contribuição deles se cancelam restando somente contribuição do nêutron, então temos:

$$V_{NC} = -\frac{1}{2} \sqrt{2} G_F N_n. \quad (2.39)$$

Assim a contribuição para a hamiltoniana efetiva total é:

$$\mathcal{H}_{eff} = \sum_{\alpha=e,\mu\tau} V_{\alpha} \bar{\nu}_{\alpha L}(x) \gamma^0 \nu_{\alpha L}(x) \quad (2.40)$$

$$\text{onde } V_{\alpha} = V_{cc} \delta_{\alpha e} + V_{NC} = \sqrt{2} G_F (N_e \delta_{\alpha e} - \frac{1}{2} N_n). \quad (2.41)$$

Agora discutiremos a evolução de sabores. Sabemos que a parte cinética da Hamiltoniana é dada pela eq.(2.12) e que a eq.(2.41) nos dá o potencial de interação gerado pela hamiltoniana de interação $\mathcal{H}_I$ com a matéria. Logo a Hamiltonia que descreve é a evolução dos neutrinos no meio é dada pela soma dessas duas contribuições

$$\mathcal{H} = H + \mathcal{H}_I \quad \text{onde} \quad \mathcal{H}_I |\nu_{\alpha}\rangle = V_{\alpha} |\nu_{\alpha}\rangle. \quad (2.42)$$

Usando a representação de Schrödinger temos que a evolução dos sabores é:

$$i \frac{d}{dt} |\nu_{\alpha}(t)\rangle = \mathcal{H} |\nu_{\alpha}(t)\rangle. \quad (2.43)$$

A amplitude de transição dos sabores $\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}$ é dada por $\psi_{\alpha\beta}(t) = \langle \nu_{\beta} | \nu_{\alpha}(t) \rangle$ com $\psi_{\alpha\beta}(0) = \delta_{\alpha\beta}$. Então multiplicando a eq.(2.43) por $\langle \nu_{\beta} |$ e usando eq.(2.11) e tendo em mente que $E_k = \vec{p} + \frac{m_k^2}{2E}$, $t = x$ obtemos para a evolução de $\psi_{\alpha\beta}(t)$:

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dx} \psi_{\alpha\beta}(x) &= \psi_{\alpha\beta}(x) \left(p + \frac{m_1^2}{2E} + V_{NC} \right) + \\ &+ \sum_{\eta} \left(\sum_k U_{\beta k} \frac{\Delta m_{k1}^2}{2E} U_{\eta k}^* + \delta_{\beta e} \delta_{\eta e} V_{cc} \right) \psi_{\alpha\eta}(x). \end{aligned} \quad (2.44)$$

E usando uma mudança de fase:

$$\psi_{\alpha\beta}(x) \rightarrow \psi_{\alpha\beta}(x) \exp \left\{ -i \left(p + \frac{m_1^2}{2E} \right) x - i \int_0^x V_{NC} dx' \right\}.$$

Obtemos:

$$i \frac{d}{dx} \psi_{\alpha\beta}(x) = \sum_{\eta} \left(\sum_k U_{\beta k} \frac{\Delta m_{k1}^2}{2E} U_{\eta k}^* + \delta_{\beta e} \delta_{\eta e} V_{cc} \right) \psi_{\alpha\eta}(x),$$

ou em forma matricial temos

$$i \frac{d}{dx} \Psi_\alpha = \frac{1}{2E} (U \mathbb{M}^2 U^\dagger + \mathbb{A}), \quad (2.45)$$

$$\Psi_\alpha = \begin{pmatrix} \psi_{\alpha e} \\ \psi_{\alpha \mu} \\ \psi_{\alpha \tau} \end{pmatrix}, \quad \mathbb{M}^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta m_{21}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta m_{31}^2 \end{pmatrix}, \quad \mathbb{A} = \begin{pmatrix} A_{cc} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

onde $A_{cc} \equiv 2EV_{cc} = 2\sqrt{2}EG_F N_e$. Onde a matriz de mistura, U , pode ser parametrizada da seguinte forma [69]

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \times \text{diag}(1, e^{i\frac{\alpha_{12}}{2}}, e^{i\frac{\alpha_{31}}{2}}), \quad (2.46)$$

onde $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$, $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$ e θ_{ij} são os ângulos de mistura, δ é a fase de Dirac de violação CP (carga-paridade) e α_{ij} são as fases de Majorana de violação de CP.

Vamos analisar o caso de dois sabores, com o neutrino inicial sendo o do elétron. Da equação (2.45) temos que

$$i \frac{d}{dx} \Psi_e(x) = i \frac{d}{dx} \begin{pmatrix} \psi_{ee} \\ \psi_{e\mu} \end{pmatrix} = \left[\frac{1}{2E} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta \Delta m^2 & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \Delta m^2 \end{pmatrix} + \frac{1}{4E} \text{diag}(\Delta m^2, \Delta m^2) + \frac{1}{2E} \text{diag}(A_{cc}, 0) \right] \begin{pmatrix} \psi_{ee} \\ \psi_{e\mu} \end{pmatrix}. \quad (2.47)$$

E fazendo a seguinte mudança de fase $\psi(x) \rightarrow \psi(x) \exp[-\frac{i\Delta m^2}{4E} - \frac{i}{4E} \int_0^x A_{cc} dx']$ obtemos a

seguinte Hamiltoniana na base de sabor

$$\mathcal{H}_F = \frac{1}{4E} \begin{pmatrix} -\Delta m^2 \cos 2\theta + A_{cc} & \Delta m^2 \sin 2\theta \\ \Delta m^2 \sin 2\theta & \Delta m^2 \cos 2\theta - A_{cc} \end{pmatrix}.$$

Cujo os auto-valores são:

$$\pm \Delta m^2_M = \pm \frac{1}{4E} \sqrt{(\Delta m^2 \cos 2\theta - A_{cc})^2 + (\Delta m^2 \sin 2\theta)^2}, \quad (2.48)$$

E a matriz que diagonaliza essa transformação é dada por

$$U_M = \begin{pmatrix} \cos \theta_M & \sin \theta_M \\ -\sin \theta_M & \cos \theta_M \end{pmatrix},$$

onde

$$\tan 2\theta_M = \frac{\tan 2\theta}{1 - \frac{A_{cc}}{\Delta m^2 \cos 2\theta}}, \quad (2.49)$$

é o ângulo de mistura na matéria. Vemos através dessa equação que há um ponto de ressonância quando $A_{cc} = \Delta m^2 \cos 2\theta$ donde se tira que $\theta_M = 45^\circ$. Para haver mistura deve-se notar que temos que ter $\theta < \pi/4$ para termos $\cos 2\theta > 0$. Vemos pela fig.(2.5) que dependendo do valor da densidade eletrônica, pode-se não haver mistura entre os neutrinos de sabor e para um determinado valor de densidade podemos ter a mistura máxima, que ocorre no ponto de ressonância.

Então aplicando a transformação U_M na equação de Schrödinger, sendo que $\Psi_e = U_M \Phi_e$, e

$$U_M^\dagger i \frac{d(U_M \Phi_e)}{dx} = i U_M^\dagger \left(\frac{dU_M}{dx} \right) \Phi_e + i \frac{d\Phi_e}{dx},$$

obtemos

$$i \frac{d\Phi_e}{dx} = \frac{1}{4E} \begin{pmatrix} -\Delta m_M^2 & -\frac{4iE d\theta_M}{dx} \\ \frac{4iE d\theta_M}{dx} & \Delta m_M^2 \end{pmatrix} \Phi_e. \quad (2.50)$$

Sendo $\Phi_e = \begin{pmatrix} \phi_{e1} \\ \phi_{e2} \end{pmatrix}$ são os auto estados de massa efetiva.

Figura 2.5: Curva do ângulo de mistura namatéria em função da densidade de elétrons por número de Avogrado. Vemos que para ângulos pequenos que $\nu_e \approx \nu_1$ e $\nu_\mu \approx \nu_2$ e para ângulos grandes o contrário acontece. O gráfico foi feito com $\Delta m^2 = 7 \times 10^{-6} \text{eV}$, $E = 10^6 \text{eV}$ e $\theta = 0.016 \text{ rad}$.

Para uma densidade de número de elétrons constante, ou seja, $\frac{d\theta_M}{dx} = 0$ obtemos:

$$\phi_{e1} = \phi_{e1}(0) \exp\left(i \frac{\Delta m_M^2(x)}{4E} x\right) \quad e \quad \phi_{e2} = \phi_{e2}(0) \exp\left(-i \frac{\Delta m_M^2(x)}{4E} x\right),$$

e a probabilidade de transição é

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}(x) = \sin^2 2\theta_M \sin^2 \left(\frac{\Delta m_M^2 x}{4E} \right). \quad (2.51)$$

Que é analogo ao caso no vácuo, mudando apenas os parâmetros de mistura de acordo com eq.(2.48) e eq.(2.49). Agora para o caso em que a densidade não é constante temos que levar em conta que $\frac{d\theta_M}{dx}$ não é nulo, esse termo gera transições entre os auto-estados de massa efetiva que dependem fortemente da taxa de variação do ângulo de mistura efetivo

Figura 2.6: Curva da massa efetiva em função da densidade de elétrons por número de Avogrado, vemos que no ponto de ressonância, onde as curvas se aproximam, a diferença de massa é mínima. O gráfico foi feito com $\Delta m^2 = 7 \times 10^{-6} \text{ eV}$, $E = 10^6 \text{ eV}$ e $\theta = 0.016 \text{ rad}$.

com a coordenada, se tivermos $\Delta m_M^2 \gg \frac{d\theta_M}{dx}$ durante todo o caminho as interações são adiabáticas, ou seja, o meio não interfere tanto na mistura de $|\nu_1^M\rangle$ e $|\nu_2^M\rangle$, assim é definido o parâmetro de adiabaticidade

$$\gamma = \frac{\Delta m_M^2}{4E \left| \frac{d\theta_M}{dx} \right|}. \quad (2.52)$$

Então se $\gamma \gg 1$ a propagação é adiabática e as trocas entre ν_1^M e ν_2^M são muito raras, com isso temos que

$$\phi_{e1} = \phi_{e1}(0) \exp \left(i \int_0^x \frac{\Delta m_M^2(x')}{4E} dx' \right) \quad e \quad \phi_{e2} = \phi_{e2}(0) \exp \left(-i \int_0^x \frac{\Delta m_M^2(x')}{4E} dx' \right).$$

E a probabilidade de transição é dada por

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}(x) = \frac{1}{2} (1 + \cos(2\theta_M(0)) \cos(2\theta_M(x)) + \sin(2\theta_M(0)) \sin(2\theta_M(x)) \cos\left(\int_0^x \frac{\Delta m_M^2(x')}{4E} dx'\right)), \quad (2.53)$$

onde $\theta_M(0)$ é o ângulo de mistura na fonte.

As curvas da fig.(2.6) são dadas por $m_{M1,M2} = \frac{1}{2} (m_1^2 + m_2^2 + A_{cc} \pm \Delta m_M^2)$. De acordo com a fig.(2.5) se temos um ponto de produção cujo sua densidade proporcione um ângulo de mistura alto teremos que os neutrinos eletrônicos são essencialmente $|\nu_2^M\rangle$, e considerando que o feixe cruza o meio adiabaticamente, teremos que os neutrinos não alterarão seus estados e serão sempre ν_2^M e então $|\nu_2^M\rangle = \sin(\theta_M) |\nu_e\rangle + \cos(\theta_M) |\nu_\mu\rangle$ onde é observada mistura entre ν_e e ν_μ .

2.4 Evolução de estados através do formalismo de matriz densidade

Quando os neutrinos tem energia na faixa de alguns GeV os efeitos de choques inelásticos com os nucleons começam a ter relevância pois eles reduzem o valor da energia dos neutrinos. Ao se chocar com um nucleon o neutrino pode sofrer dois tipos de interação, a de corrente neutra e carregada [23]. A interação de corrente neutra é mediada através do bóson neutro Z , o neutrino é espalhado com o nucleon e sofre uma redução em sua energia e mantendo o seu sabor. A interação via corrente neutra é independente de sabor, logo os todos os sabores tem probabilidades iguais de interagir via corrente neutra com os nucleons.

A interação via corrente carregada é mediada através dos bósons carregados W^+ e W^- . Os neutrinos interagem com o nucleon gerando léptons remanescentes que podem decair gerando neutrinos de energia mais baixa que a do neutrino incidente.

2.4.1 Formalismo Matriz Densidade

O formalismo matriz densidade [70] é aquele em que é considerado não só as incertezas quânticas, mas também incertezas geradas pela nossa ignorância sobre o sistema. Um exemplo é um sistema quântico sujeito a uma banho térmico que gera uma distribuição de temperatura. Então para acharmos o valor médio das grandezas físicas é necessário computar duas médias sobre essa grandeza, uma quântica e outra estatística. Seja uma função de distribuição de energia $P(E)$ e estados quânticos $|E\rangle$. Então o valor médio de um observável Q é

$$\langle Q \rangle = \sum_E P(E) \langle E | Q | E \rangle. \quad (2.54)$$

Inserindo a relação de completaza $\mathbb{1} = \sum |q\rangle \langle q|$ onde $|q\rangle$ são auto-estados de Q

$$\langle Q \rangle = \sum_{E,q} P(E) q |\langle q | E \rangle|^2. \quad (2.55)$$

Então definimos o operador matriz densidade como

$$\rho = \sum_E P(E) |E\rangle \langle E|, \quad (2.56)$$

Onde temos a informação quântica nos $|E\rangle$ e a estatística em $P(E)$. Em geral $P(E)$ não precisa ser uma média térmica mas qualquer tipo de distribuição que descreva um caráter estatístico do sistema. Um sistema é dito como puro quando não temos essa incerteza estatística, logo temos o valor de $P(E) = 1$. Então a matriz densidade é descrita apenas através de um estado quântico $|\psi\rangle$

$$\rho = |\psi\rangle \langle \psi|.$$

Voltemos ao operador Q , o traço do produto ρ com Q , na base $|q\rangle$, fornece

$$\text{Tr}[\rho Q] = \sum_q \langle q | \rho Q | q \rangle = \sum_q q \langle q | \rho | q \rangle = \sum_{q,E} q \langle q | P(E) | E \rangle \langle E | q \rangle = \sum_{q,E} P(E) q |\langle q | E \rangle|^2.$$

Logo

$$\langle Q \rangle = \text{Tr}[\rho Q]. \quad (2.57)$$

Algumas propriedades da matriz densidade são:

1) Unitariedade

$$\begin{aligned} \text{Tr}[\rho] &= \sum_{E'} \langle E' | \rho | E' \rangle = \sum_{E'} \langle E' | \sum_E P(E) | E \rangle \underbrace{\langle E | E' \rangle}_{\delta_{EE'}} = \sum_E P(E) = 1 \\ \text{Tr}[\rho] &= 1. \end{aligned} \quad (2.58)$$

2) A matriz densidade é hermitiana

$$\begin{aligned} \rho^\dagger &= \left(\sum_E P(E) | E \rangle \langle E | \right)^\dagger = \sum_E P(E) (| E \rangle \langle E |)^\dagger = \sum_E P(E) | E \rangle \langle E | = \rho \\ \rho^\dagger &= \rho. \end{aligned} \quad (2.59)$$

3) Para um ensemble puro temos

$$\rho^2 = |\psi\rangle \langle \psi| |\psi\rangle \langle \psi| = |\psi\rangle \langle \psi| = \rho \quad (2.60)$$

$$\rho^2 = \rho. \quad (2.61)$$

4) Para um sistema em que a probabilidade é a mesma para todos os k estados do sistema, ou seja, $P(E) = p = 1/k$ temos

$$\begin{aligned} \rho &= \sum_{E=1}^k P(E) | E \rangle \langle E | = \sum_{E=1}^k p | E \rangle \langle E | = p \underbrace{\sum_{E=1}^k | E \rangle \langle E |}_{=\mathbb{1}} = \frac{1}{k} \mathbb{1} \\ \rho &= \frac{1}{k} \mathbb{1}. \end{aligned} \quad (2.62)$$

5) E por último

$$\begin{aligned}
\text{Tr}[\rho^2] &= \text{Tr} \left[\sum_{EE'} P(E)P(E') |E\rangle \overbrace{\langle E|E'\rangle}^{\delta_{EE'}} \langle E'| \right] \\
&= \text{Tr} \left[\sum_E P(E)^2 |E\rangle \langle E| \right] \\
&= \sum_{EE''} \langle E''| P(E)^2 |E\rangle \langle E|E''\rangle \\
&= \sum_E P(E)^2 \leq 1
\end{aligned}$$

$$\text{Tr}[\rho^2] \leq 1, \quad (2.63)$$

onde a igualdade é satisfeita para o caso de um estado puro.

A evolução temporal da matriz densidade é obtida através da representação de Schrödinger da mecânica quântica

$$\begin{aligned}
\rho(t) &= \sum_E P(E) |E(t)\rangle \langle E(t)| \\
&= \sum_E P(E) e^{-iHt} |E(0)\rangle \langle E(0)| e^{iHt} \\
&= e^{-iHt} \underbrace{\sum_E P(E) |E(0)\rangle \langle E(0)|}_{\rho(0)} e^{iHt},
\end{aligned}$$

então

$$\rho(t) = e^{-iHt} \rho(0) e^{iHt}, \quad (2.64)$$

derivando (2.64) em relação ao tempo obtemos

$$\begin{aligned}
\dot{\rho}(t) &= -iH \underbrace{e^{-iHt} \rho(0) e^{iHt}}_{\rho(t)} + \underbrace{e^{-iHt} \rho(0) e^{iHt}}_{\rho(t)} iH \\
\dot{\rho}(t) &= i[\rho(t), H].
\end{aligned} \quad (2.65)$$

Resolvendo a equação diferencial (2.65) é possível descrever a dinâmica de um sistema

fechado completamente. O formalismo de matriz densidade pode ser aplicado a física de neutrinos. Como exemplo faremos o cálculo da matriz densidade para dois tipos de neutrinos no vácuo. Seja $\rho_M(t)$ a matriz densidade no espaço dos auto-estados de massa. Usando as equações (2.12) temos

$$E_k = p^2 + \frac{m_k^2 - m_1^2 + m_1^2}{2E}$$

$$E_k = (p^2 + m_1^2) + \frac{\Delta m_{k1}^2}{2E}.$$

Então a hamiltoniana no vácuo pode ser escrita da forma

$$H = (p^2 + \frac{m_1^2}{2E})\mathbb{1} + \frac{1}{2E}\mathbb{M}^2. \quad (2.66)$$

A matriz densidade pode ser escrita da seguinte forma

$$\rho_M(t) = \begin{pmatrix} P_{11}(t) & P_{12}(t) \\ P_{21}(t) & P_{22}(t) \end{pmatrix}, \quad (2.67)$$

onde $P_{ii}(t)$ são probabilidades de detectar o estado i , e $P_{ij}(t)$ com $i \neq j$ são interferência entre as amplitudes de probabilidade entre o estado i com o estado j . Então utilizando a equação (2.65) obtemos

$$\dot{\rho}_M = \frac{i}{2E} (\mathbb{M}^2 \rho_M(t) - \rho_M(t) \mathbb{M}^2).$$

Então

$$\dot{\rho}_M(t) = \begin{pmatrix} \dot{P}_{11}(t) & \dot{P}_{12}(t) \\ \dot{P}_{21}(t) & \dot{P}_{22}(t) \end{pmatrix} = \frac{i\Delta m^2}{2E} \begin{pmatrix} 0 & -P_{12}(t) \\ P_{21}(t) & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.68)$$

Então integrando a equação acima obtemos a matriz densidade da seguinte forma:

$$\rho_M(t) = \begin{pmatrix} C_1 & C_3 e^{\frac{-i\Delta m^2}{2E}t} \\ C_4 e^{\frac{i\Delta m^2}{2E}t} & C_2 \end{pmatrix}. \quad (2.69)$$

Onde C_1 , C_2 , C_3 e C_4 são constantes de integração. Da propriedade (2.58) obtemos que $C_2 = 1 - C_1$. Agora se faz necessário mudar a base de auto-estados de massa para auto-estados de sabor, para isso devemos fazer a transformação $\rho_S(t) = U\rho_M(t)U^\dagger$. Onde

$$\rho_S(t) = \begin{pmatrix} P_e(t) & \psi_e(t)\psi_\mu^*(t) \\ \psi_e^*(t)\psi_\mu(t) & P_\mu(t) \end{pmatrix}, \quad (2.70)$$

onde $P_e(t)$ e $P_\mu(t)$ é a probabilidade de detectar um elétron e um múon, respectivamente, no tempo t e $\psi_e(t)$ e $\psi_\mu(t)$ as suas amplitudes de probabilidade. Vamos supor que na produção há apenas neutrinos do elétron

$$\rho_S(0) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.71)$$

então

$$\rho_S(t) = \begin{pmatrix} P_{ee}(t) & \psi_{ee}(t)\psi_{e\mu}^*(t) \\ \psi_{ee}^*(t)\psi_{e\mu}(t) & P_{e\mu}(t) \end{pmatrix}.$$

Com a condição inicial (2.71) é possível obter as constantes de integração: $C_1 = \cos^2 \theta$ e $C_4 = C_3 = \cos \theta \sin \theta$. Finalmente a probabilidade de sobrevivência e transição do elétron tem a seguinte forma

$$P_{ee}(L, E) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E} L \right) \quad (2.72)$$

$$P_{e\mu}(L, E) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E} L \right), \quad (2.73)$$

ou seja, é a mesma expressão das equações (2.27) da probabilidade de sobrevivência onde foi feito $t = L$.

A equação (2.65) descreve completamente um sistema de neutrinos no vácuo. Para a matéria a equação (2.65) descreve bem apenas a evolução de neutrinos que sofrem colisões elásticas com o meio. Para colisões inelásticas se faz necessário uma mudança na equação (2.65) para incluir tais efeitos, que são relevantes para neutrinos a partir de alguns GeV.

2.4.2 Evolução de Neutrinos

Como vimos anteriormente a evolução de neutrinos solares na matéria pode ser descrita pela equação (2.45). Porém se quisermos levar em conta espalhamentos inelásticos, então faremos a evolução através da equação da matriz densidade [23, 71, 72]:

$$\frac{d\rho}{dr} = -i[H, \rho] + \frac{d\rho}{dr}\Big|_{CC} + \frac{d\rho}{dr}\Big|_{NC}, \quad (2.74)$$

onde

$$H = \frac{1}{2E_\nu} (U\mathbb{M}^2U^\dagger + \mathbb{A}).$$

Com uma equação similar para antineutrinos

$$\frac{d\bar{\rho}}{dr} = -i[H, \bar{\rho}] + \frac{d\bar{\rho}}{dr}\Big|_{CC} + \frac{d\bar{\rho}}{dr}\Big|_{NC}, \quad (2.75)$$

com a mudança na hamiltoniana

$$H = \frac{1}{2E_\nu} (U^\dagger\mathbb{M}^2U - \mathbb{A}).$$

O primeiro termo da 2.74 descreve as oscilações na matéria usual, os termos de corrente neutra e corrente carregada são responsáveis por absorção e reemissão de neutrinos.

Corrente Neutra

O termo de corrente neutra reduz para energias mais baixas todas espécies de neutrinos igualmente, pois interações de corrente neutra são cegas ao sabor, então o termo de corrente neutra deve ser proporcional a matriz identidade. Temos que

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dr}\Big|_{NC} &= \\ &- \int_0^{E_\nu} dE'_\nu \frac{d\Gamma_{NC}}{dE'_\nu}(E_\nu, E'_\nu)\rho(E_\nu) + \int_{E_\nu}^\infty dE'_\nu \frac{d\Gamma_{NC}}{dE'_\nu}(E'_\nu, E_\nu)\rho(E'_\nu). \end{aligned}$$

Então

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\rho}{dr} \right|_{NC} = & - \Gamma_{NC}(E_\nu, E'_\nu) \rho(E_\nu) + \\ & + \int_{E'_\nu}^{\infty} dE'_\nu \frac{d\Gamma_{NC}}{dE'_\nu}(E'_\nu, E_\nu) \rho(E'_\nu), \end{aligned} \quad (2.76)$$

onde

$$\Gamma_{NC} = (N_p(r)\sigma(\nu p \rightarrow \nu' X) + N_n(r)\sigma(\nu n \rightarrow \nu' X))\mathbb{1}. \quad (2.77)$$

Onde $\sigma(\nu p \rightarrow \nu' X)$ e $\sigma(\nu n \rightarrow \nu' X)$ são as seções de choque de espalhamento dos neutrinos com prótons e nêutrons respectivamente. O primeiro termo da (2.76) descreve a absorção de um neutrino com energia E_ν , por isso o sinal negativo. O outro termo descreve a reinjeção de neutrinos com energia menor do que a energia inicial E_ν . As seções de choque diferenciais, de um neutrino com um nucleon, são dadas por [23]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dE'_\nu}(\nu_\ell N \rightarrow \nu'_\ell X) &= \sum_{q=(u,d)} \frac{2G_F^2 m}{\pi} \left[p_q \left(g_{Lq}^2 + g_{Rq}^2 \frac{E'_\nu{}^2}{E_\nu^2} \right) + p_{\bar{q}} \left(g_{Rq}^2 + g_{Lq}^2 \frac{E'_\nu{}^2}{E_\nu^2} \right) \right], \\ \frac{d\sigma}{dE'_\nu}(\bar{\nu}_\ell N \rightarrow \bar{\nu}'_\ell X) &= \sum_{q=(u,d)} \frac{2G_F^2 m}{\pi} \left[p_q \left(g_{Rq}^2 + g_{Lq}^2 \frac{E'_\nu{}^2}{E_\nu^2} \right) + p_{\bar{q}} \left(g_{Lq}^2 + g_{Rq}^2 \frac{E'_\nu{}^2}{E_\nu^2} \right) \right] \end{aligned}$$

onde temos

$$\begin{aligned} p_u &= \frac{0.25N_p + 0.15N_n}{N_p + N_n}, & p_{\bar{u}} &= \frac{0.03N_p + 0.06N_n}{N_p + N_n}, \\ p_d &= \frac{0.15N_p + 0.25N_n}{N_p + N_n}, & p_{\bar{d}} &= \frac{0.06N_p + 0.03N_n}{N_p + N_n}. \end{aligned} \quad (2.78)$$

Sendo N_n e N_p as densidades de próton e neutron no meio, E'_ν é a energia do neutrino espalhado, $g_{L(-)q}$ e $g_{R(-)q}$ são os acoplamentos dos quarks com o bóson Z , dados por:

$$g_{Lu} = \frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2(\theta_W), \quad g_{Ru} = -\frac{2}{3} \sin^2(\theta_W), \quad g_{Ld} = -g_{Lu}, \quad g_{Rd} = \frac{1}{3} \sin^2(\theta_W), \quad (2.79)$$

onde θ_W é o ângulo de Weinberg.

Corrente Carregada

Efeitos de corrente carregada removem um neutrino do fluxo inicial e criam um lépton carregado com um hádron. Se o lépton remanescente for um elétron ou um múon não haverá contribuição para o fluxo pois o elétron é estável e o múon é absorvido antes de decair assim como o hádron. Então só haverá contribuições do decaimento do tau depois de perder parte de sua energia ao interagir com a matéria. Os canais de decaimento são:

$$\nu_\tau N \rightarrow \tau^- X \rightarrow \begin{cases} \nu_\tau X, \\ \nu_\tau \bar{\nu}_e e, \\ \nu_\tau \bar{\nu}_\mu \mu \end{cases} \quad (2.80)$$

E o termo de contribuição para a matriz densidade é

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dr}\Big|_{CC} = & -\frac{\{\Gamma_{CC}, \rho\}}{2} + \int \frac{dE_\nu^{in}}{E_\nu^{in}} [\Pi^\tau \rho_{\tau\tau}(E_\nu^{in}) \Gamma_{CC}^\tau(E_\nu^{in}) f_{\tau \rightarrow \tau}(E_\nu/E_\nu^{in}) \\ & + \Pi^{e,\mu} \bar{\rho}_{\tau\tau}(E_\nu^{in}) \bar{\Gamma}_{CC}^\tau(E_\nu^{in}) f_{\bar{\tau} \rightarrow e,\mu}(E_\nu/E_\nu^{in})]. \end{aligned} \quad (2.81)$$

O primeiro termo corresponde a absorção do neutrino. O segundo termo corresponde a reinjeção de neutrinos com energia mais baixa do que a energia de um neutrino antes do espalhamento. $f_{(\tau^-) \rightarrow \nu'_\ell}(E_\nu/E_\nu^{in})$ são funções de distribuição de energia do decaimento do tau em neutrinos. $\Pi_{nm}^i = \delta_{ni} \delta_{im}$ são operadores de projeção onde $i, n, m = e, \mu$ e τ . Γ_{CC} são matrizes diagonais 3×3 que são da forma

$$\Gamma_{CC}^{\ell\ell} = \Gamma_{CC}^\ell = N_p(r) \sigma(\nu_\ell p \rightarrow \ell X) + N_n(r) \sigma(\nu_\ell n \rightarrow \ell X), \quad (2.82)$$

onde

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dy}(\nu_\ell d \rightarrow \ell u) &= \frac{d\sigma}{dy}(\bar{\nu}_\ell \bar{d} \rightarrow \bar{\ell} \bar{u}) = \frac{G_F^2 \hat{s}}{\pi}, \\ \frac{d\sigma}{dy}(\nu_\ell \bar{u} \rightarrow \ell \bar{d}) &= \frac{d\sigma}{dy}(\bar{\nu}_\ell u \rightarrow \bar{\ell} d) = \frac{G_F^2 \hat{s}}{\pi} (1-y)^2, \end{aligned}$$

onde $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{s}x$ e s é a energia do centro de massa e x é a fração de momento do nucleon

para o quark q , e $y = 1 - \frac{E_\ell}{E_\nu}$ então a secção de choque de espalhamento para um nucleon depende das funções de distribuições de parton $f_{(-)/N}$ para o nucleon N . Para obter a secção de choque de espalhamento entre os neutrinos e nucleons são utilizadas as secções de choque de espalhamento entre os neutrinos e os quarks ponderadas com as integrais das funções de distribuição de partons. No cálculo dessas secções de choque de espalhamento aparecerão integrais da forma $\int_0^1 f_{(-)/N}(x)xdx$, então: [71]

$$\begin{aligned}\int_0^1 f_{u/p}(x)xdx &= \int_0^1 f_{d/n}(x)xdx = 0.25, \\ \int_0^1 f_{\bar{u}/p}(x)xdx &= \int_0^1 f_{\bar{d}/n}(x)xdx = 0.04, \\ \int_0^1 f_{d/p}(x)xdx &= \int_0^1 f_{u/n}(x)xdx = 0.15, \\ \int_0^1 f_{\bar{d}/p}(x)xdx &= \int_0^1 f_{\bar{u}/n}(x)xdx = 0.06.\end{aligned}$$

Sendo,

$$s = (P_\nu + P_N)^2 = M_N^2 + 2E_\nu M_N \simeq 2E_\nu M_N,$$

onde $P_\nu = (E_\nu, E_\nu)$ e $P_N = (M_N, 0)$ são os quadrimomentos do neutrino e do nucleon de massa M_N que consideramos estar parado em relação ao neutrino de energia E_ν . Então a secção de choque de espalhamento para o próton é:

$$\frac{d\sigma}{dy}(\nu_\ell p \rightarrow \ell X) = \int_0^1 dx \left(\frac{d\sigma}{dy}(\nu_\ell \bar{u} \rightarrow \ell \bar{d}) f_{\bar{u}/p}(x) + \frac{d\sigma}{dy}(\nu_\ell d \rightarrow \ell u) f_{d/p}(x) \right),$$

$$\begin{aligned}\sigma(\nu_\ell p \rightarrow \ell X) &= \frac{2m_p E_\nu G_F^2}{\pi} \int_0^1 dy \left((1-y)^2 \int_0^1 f_{\bar{u}/p}(x)xdx + \int_0^1 f_{d/p}(x)xdx \right) \\ &= \frac{2m_p E_\nu G_F^2}{\pi} \left(0.15 + \frac{0.04}{3} \right),\end{aligned}\tag{2.83}$$

e analogamente obtem-se as outras secções de choque para o espalhamento do neutrino com o nêutron e com o próton

$$\begin{aligned}
\sigma(\nu p \rightarrow \ell X) &= \frac{G_F^2 s}{\pi} \left(0.15 + \frac{1}{3} 0.04 \right), \\
\sigma(\bar{\nu}_\ell p \rightarrow \bar{\ell} X) &= \frac{G_F^2 s}{\pi} \left(0.06 + \frac{1}{3} 0.25 \right), \\
\sigma(\nu n \rightarrow \ell X) &= \frac{G_F^2 s}{\pi} \left(0.25 + \frac{1}{3} 0.06 \right), \\
\sigma(\bar{\nu}_\ell n \rightarrow \bar{\ell} X) &= \frac{G_F^2 s}{\pi} \left(0.04 + \frac{1}{3} 0.15 \right).
\end{aligned} \tag{2.84}$$

Com esse formalismo de matriz densidade é possível decrever a evolução de neutrinos na matéria completamente. Esse formalismo é muito útil para estudar neutrinos que são originados da aniquilação de matéria escura no centro de corpos celestes como o Sol, pois esses neutrinos irão interagir com os nucleons e elétrons da matéria solar. O programa MicrOMEGAS auxilia no cálculo da equação (2.74) tendo como resultado final o espectro de neutrinos após sofrer os efeitos de oscilação e interação com a matéria. Nesta dissertação o interesse maior é no espectro de neutrinos do múon, pois estes geram traços bem definidos nos detectores de neutrinos. No próximo capítulo iremos discutir como é dada a produção de neutrinos levando em consideração a perda energética dos hádrons, léptons e bósons de gauge, originados pela aniquilação de ME, para a matéria solar. Também é feito o cálculo do espectro energético de múons gerados pela interação desses neutrinos com o alvo do detector e com a matéria que o cerca.

Capítulo 3

Neutrinos Oriundos de Matéria Escura

Como foi visto anteriormente, há dois meios de tentar detectar a matéria escura. Através de experimentos de detecção direta e detecção indireta. Os experimentos de detecção indireta, que nos interessam aqui, possuem o objetivo de detectar neutrinos provenientes de aniquilação de ME que fica presa gravitacionalmente dentro de corpos celestes. A ME pode se aniquilar em férmions como $c\bar{c}$, $b\bar{b}$, $\mu\bar{\mu}$ etc. e posteriormente esses mesmos férmions podem decair em neutrinos que se propagam desde o interior do corpo celeste até os experimentos na Terra. Aniquilação diretamente em neutrinos não foram estudadas pois em alguns modelos teóricos a ME é considerada um férmion de majorana, logo a seção de choque de aniquilação da ME é proporcional a massa das partículas que são produzidas devido a essa aniquilação. Quando a ME aniquila-se diretamente em neutrinos o seu espectro é uma linha monocromática onde a energia é igual a massa da matéria escura. Há um maior interesse em estudar neutrinos de ME que são formados no interior do Sol por ter potencial de aprisionar uma grande quantidade de matéria escura e pela sua distância da Terra. Esses neutrinos viajam na matéria solar e sofrem interações via corrente neutra e carregada de acordo com a equação (2.74). E posteriormente esses neutrinos viajam pelo espaço sideral até chegarem nos detectores terrestres do tipo Super-Kamiokande ou IceCube. Para testar modelos de matéria escura calcula-se a evolução do espectro de neutrinos originados por cada canal de aniquilação. Posteriormente obtêm-se o espectro final, dN/dE , como uma combinação linear do espectro evoluído dos neutrinos,

dN_f/dE , de cada canal de aniquilação ponderado pelos respectivos *branching ratios*, BR_f

$$\frac{dN}{dE} = \sum_f \text{BR}_f \frac{dN_f}{dE} \quad (3.1)$$

3.1 Produção de neutrinos

Como foi visto no capítulo 1 acredita-se que ME permeia o espaço e pode ser capturada gravitacionalmente por corpos celestes. A quantidade de ME que se concentra no interior deste corpo é dada pela equação (1.10). A distribuição de velocidades da ME no interior do corpo celeste é dada pela distribuição de Maxwell [73]

$$f(v) = \sqrt{\frac{2m_\chi^3}{\pi T_\chi^3}} v^2 e^{-\frac{m_\chi v^2}{2T_\chi}}, \quad (3.2)$$

onde m_χ e T_χ são a massa e temperatura da WIMP dentro do corpo. E a distribuição de partículas é dada pela densidade de número dada por

$$n_\chi(r) = n_0 e^{-\frac{m_\chi \phi(r)}{3T_\chi}}, \quad (3.3)$$

onde

$$n_0 = 1/4\pi \int_0^\infty dr e^{-\frac{m_\chi \phi(r)}{3T_\chi}}, \quad (3.4)$$

e $\phi(r)$ é o potencial gravitacional de uma partícula no interior de uma esfera sólida

$$\phi(r) = \frac{2\pi}{3} G \rho_\odot r^2 \quad (3.5)$$

onde G é a constante gravitacional de Newton e $\rho_\odot$ é a densidade de matéria no centro do Sol. Para achar o raio médio, R_{DM} , de distribuição de WIMPs é necessário calcular o valor de r que maximiza o número de WIMPs em um intervalo de raio dr , logo é necessário resolver:

$$\frac{d}{dr} 4\pi r^2 n_\chi(r) = 0, \quad (3.6)$$

onde há como solução $r = 0$ e

$$r = R_{DM} = \sqrt{\frac{3T_\chi}{2\pi G m_\chi \rho_\odot}}. \quad (3.7)$$

E para o Sol [23]

$$R_{DM} = 0.01 R_\odot \sqrt{\frac{100 \text{ GeV}}{m_\chi}}, \quad (3.8)$$

Já no interior do Sol, a ME, por não ser relativística, se aniquila praticamente em repouso produzindo partículas do Modelo Padrão como: quarks, léptons e os bósons de gauge $W^\pm$ e Z . Quando o produto da aniquilação são quarks, estes hadronizam e em seguida decaem em neutrinos. Para os léptons há apenas interesse no τ pois o elétron é estável e o múon é absorvido pelo meio antes de decair. Quando a ME se aniquila em bósons, estes decaem em quarks ou léptons que em seguida decaem em neutrinos, como dito anteriormente.

3.2 Espectro de neutrinos no centro do Sol

No momento em que os férmions produzidos pela aniquilação de matéria escura no Sol são criados eles percorrem, antes de decair, uma parte do núcleo solar com densidade igual a $\rho_\odot(0) = 240 \text{ g/cm}^3$, logo esses férmions irão perder energia, segundo a equação de Bethe-Bloch, para o meio antes de decair ou serão absorvidos pelo meio antes do decaimento.

Para que ocorra o decaimento dos léptons, é necessário que o tempo em que o lépton é parado [23], $\tau_{\text{stop}} \approx 10^{-11} \text{ s}$, seja maior que o tempo de decaimento do lépton $\tau_{\text{dec}} = \frac{E}{m} \tau'_{\text{dec}}$, onde E , m e τ'_{dec} são a energia, massa e o tempo de decaimento da partícula no seu referencial próprio, respectivamente. Para o múon temos que $\tau'_{\text{dec}} \sim 2 \times 10^{-6} \text{ s}$ se quisermos que o tempo de decaimento seja da ordem do tempo em que o múon é parado ou menor ele deve ter uma energia $E \approx 5 \times 10^{-4} \text{ MeV}$ ou menor, como é impossível o muon ter energia menor que a sua massa, logo, todos os múons são absorvidos. No caso dos taus para os quais o tempo de vida é $\tau'_{\text{dec}} \sim 3 \times 10^{-13} \text{ s}$ a energia para que eles não sejam absorvidos é de aproximadamente da ordem de 1 TeV. O espectro de neutrinos do múon ou do elétron

devido ao decaimento do τ são mostrados na figura (3.1).

Figura 3.1: Espectro de neutrinos provenientes do decaimento do τ originado a partir da aniquilação de ME no interior do Sol. Para matéria escura com outros valores de massa o espectro de neutrinos, expresso da forma $\frac{dN}{d \log E}$, em função de z possui a mesma forma que no gráfico mostrado acima para matéria escura de 10 GeV.

Quarks leves são parados pela matéria solar, mas no caso dos hádrons pesados, compostos pelos quarks c e b , o tempo de interação com a matéria solar é $\tau_{int} \sim 3 \times 10^{-11}$ s e o tempo de decaimento é $\tau_{dec} \sim 10^{-12}$ s [23], e deve ser levado em consideração o fato que antes de decair os hadrons perdem energia para o meio. A energia final do hadron composto por c ou b com energia inicial E_0 é:

$$\langle E \rangle = E_c \exp \left(\frac{E_c}{E_0} \right) \int_{E_c/E_0}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx \quad (3.9)$$

onde $E_c = M_{hadron} \frac{\tau_{stop}}{\tau_{dec}}$ e τ_{stop} é o tempo em que o hadron é parado [23]. Na figura (3.2) mostra a energia final para o meson B^0 após percorrer a matéria solar.

Essa perda de energia causa um deslocamento do espectro dos neutrinos para energias mais baixas, a figura (3.3) mostra o espectros de neutrinos do múon ou do elétron devido ao decaimento dos quarks b e c .

Quando a matéria escura se aniquila nos bósons $W^\pm$ e Z , estes percorrem a matéria solar sem perder consideravelmente parte de sua energia pois os seus tempos de vida são muito curtos, em seguida decaem em léptons, quarks e neutrinos. Então para obter os espectros de neutrinos provenientes dos bósons de gauge basta utilizar os espectros

Figura 3.2: Energia final do meson B^0 ao percorrer a matéria solar em função da energia inicial.

dos neutrinos resultantes dos decaimentos dos léptons e quarks, como descrito acima, e realizar uma série de *boosts* para o referencial de repouso da ME. Por exemplo, se a ME aniquilar da seguinte forma $\chi\chi \rightarrow ZZ \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \mu^+(\mu^-)\nu_\mu(\nu_\mu)\nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$ é possível encontrar o espectro dos neutrinos oriundos da aniquilação da ME em Z , a partir do espectro de neutrinos obtidos da aniquilação de ME em taus, com energia de produção E_{prod} , e em seguida realizar um *boost* do espectro de neutrinos no referencial do tau para o espectro dos neutrinos no referencial de repouso do bóson Z e em seguida outro *boost* para o referencial de repouso da matéria escura. O espectro de neutrinos, no referencial da ME, originados do decaimento do Z são dados por:

$$\frac{dN_\nu}{dE} = \text{BR}(\chi\chi \rightarrow Z)\text{BR}(Z \rightarrow \tau) \left[\left(\frac{dN_\nu^\tau}{dE} \right)_{\text{boost } \tau \rightarrow Z} \right]_{\text{boost } Z \rightarrow \chi}, \quad (3.10)$$

onde os $\text{BR}(A \rightarrow B)$'s representam os *branching ratios* dos decaimentos e o último termo representa o espectro com os boosts. Então o boost do referencial do tau para o referencial do Z é [23]:

$$\frac{dN_\nu^Z}{dE} = \frac{1}{2} \int_{E'_-}^{E'_+} \left(\frac{dN_\nu^\tau}{dE'} \right) \frac{dE'}{\gamma\beta E'}, \quad (3.11)$$

onde γ e β são os fatores de Lorentz, $E_\pm = \min[E_{prod}, \gamma E(1 \pm \beta)]$ e E a energia dos neutrinos. Para obter o espectro no referencial da ME basta usar o mesmo procedimento.

Também é considerado o decaimento de bósons W e Z diretamente em neutrinos, que faz gerar um espectro de neutrinos com picos acentuados em energias próximas a m_χ , as figuras (3.4) e (3.5) mostram os espectros de neutrinos do múon ou do elétron para o decaimento dos bósons W e Z .

Quando a ME aniquila-se em quarks t , estes percorrem a matéria por pouco tempo, devido ao seu curto tempo de vida, $\tau_{dec} = 5 \times 10^{-25}$ s. Logo não é necessário considerar a sua perda energética, e da mesma forma que os bósons de gauge é necessário fazer boosts do espectro de neutrinos que obedecem a seguinte cadeia $t^{(-)} \rightarrow b^{(-)} + W^\pm$. Os dois picos no espectro de neutrinos do muon, ou do elétron, na figura (3.6) podem ser explicados da seguinte maneira, o pico de energia mais alta corresponde a contribuição devido ao decaimento do bóson W diretamente em neutrinos, como dito no parágrafo anterior, esse canal de decaimento torna o espectro bem acentuado em energias perto de m_χ . O segundo pico pode ser interpretado como a contribuição ao espectro relativa ao decaimento de hádrons remanentes do decaimento do quark t .

[2] é um programa que realiza cálculos do espectro de produção de neutrinos provenientes de decaimento dos léptons e dos quarks produzidos por aniquilação de matéria escura no Sol ou na Terra além da evolução destes neutrinos através da matéria solar ou terrestre através do método de Monte Carlo. Usamos o programa WIMPsim somente para o estudo do espectro dos neutrinos na produção. Neste programa foram incorporadas todas as considerações feitas acima.

3.3 Evolução de neutrinos

Os neutrinos originados do decaimento das partículas resultantes da aniquilação da matéria escura percorrem a matéria solar sofrendo os três fenômenos citados no capítulo 2: oscilação de sabor, interação com o meio solar via corrente neutra e interação via corrente carregada. Para ME com massa menor que a massa dos bóson W , Z e do quark t , apenas aniquilações em léptons e quarks são possíveis. Para massas da ME acima das massas do Z , W e abaixo da massa do quark t , a aniquilação da ME nesses bósons é permitida. Para massas maiores que a do quark t todos os canais de aniquilação são possíveis e os canais

mais prováveis, para um certo modelo específico, dependerá da natureza da ME e do seu acoplamento com as partículas do MP.

A dinâmica dos neutrinos é obtida através da eq. (2.74). Para resolver a equação (2.74) foi utilizado o programa micrOMEGAs [1] com os seguintes parâmetros de oscilação:

$$\begin{aligned}\tan^2 \theta_{12} &= 0.47, & \theta_{23} &= 44.4^\circ \\ \Delta m_{12}^2 &= 7.62 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, & \Delta m_{31}^2 &= 2.53 \times 10^{-3} \text{ eV}^2.\end{aligned}\quad (3.12)$$

E como condição inicial para a matriz densidade é

$$\rho(x=0, E) = \begin{pmatrix} \Phi_{\nu_e}(E) & 0 & 0 \\ 0 & \Phi_{\nu_\mu}(E) & 0 \\ 0 & 0 & \Phi_{\nu_\tau}(E) \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

onde $\Phi_{\nu_e}(E)$, $\Phi_{\nu_\mu}(E)$ e $\Phi_{\nu_\tau}(E)$ são os espectros dos neutrinos do elétron, múon e tau no ponto de produção respectivamente. Como estudaremos aqui apenas eventos devido à corrente carregada com o detector, apenas o espectro dos neutrinos do múon são relevantes pois, nesta escala de energia, estes que geram traços bem definidos nos detectores. Os neutrinos do elétron, ao chegar na Terra, geram elétrons que são absorvidos pelo meio. Os neutrinos do tau geram taus que rapidamente decaem gerando uma pequena contribuição no fluxo de múons no detector que não é levada em consideração. As fig. (3.8, 3.9, 3.10, 3.11) mostram o espectro de neutrinos do múon evoluídos até a Terra através da equação (2.74) com o auxílio do programa micrOMEGAs.

O fluxo diferencial de neutrinos na Terra, $d\phi_\nu/dE$, é dado por

$$\frac{d\phi_\nu}{dE} = \frac{C_\odot}{8\pi d^2} \sum_f \text{BR}_f \frac{dN_f}{dE}, \quad (3.14)$$

onde a taxa de captura em função da massa da WIMP é mostrada na figura (3.7)

Os neutrinos do múon que chegam até a Terra podem interagir com o gelo ou água dentro do detector e com as rochas em volta do detector gerando múons. Os múons que são criados no interior do detector são chamados *contained muon*. Para a detecção dos

contained muons o tamanho do detector é fundamental, pois detectores maiores possuem um maior limiar de energia e consequentemente uma perda da resolução de energia, logo, quanto maior o detector maior a chance de se detectar um muon mais energético do que em um detector menor. O fluxo dos *contained muons*, $d\phi_\mu/dE$, é dado por [1]

$$\frac{d\phi_\mu}{dE} = \rho_w N_A \int_E^{m_\chi} dE' \frac{d\phi_\nu}{dE'} \frac{d\sigma_{CC}}{dE}, \quad (3.15)$$

onde ρ_w é a densidade água ou do gelo, e σ_{CC} é a seção de choque para interações via corrente carregada dos neutrinos com os núcleos do alvo do detector.

Os múons gerados pelos neutrinos que interagem com a rocha fora do detector são chamados de *upward going muons*. Ao percorrer uma certa distância z o múon perde parte da sua energia inicial, E , para o meio tendo como energia final E' [1]

$$E' = \exp(\beta \rho_M z) \left(E + \frac{\alpha}{\beta} \right) - \frac{\alpha}{\beta}, \quad (3.16)$$

onde ρ_M é a densidade da rocha, $\alpha = 2 \times 10^{-3}$ GeV cm²/g, $\beta = 3 \times 10^{-6}$ cm²/g. E a probabilidade, P , de o eletrão atravessar a matéria sem ser absorvido é dada por:

$$P(E', E) = \left(\frac{E}{E'} \right)^{m_\mu/\tau\alpha\rho_M} \left(\frac{\alpha + \beta E'}{\alpha + \beta E} \right)^{m_\mu/\tau\alpha\rho_M}, \quad (3.17)$$

onde m_μ é a massa do múon. Assim o fluxo de muons criados fora do detector é dado por:

$$\frac{d\phi_\mu}{dE} = \rho_M N_A \int_E^{m_\chi} dE'' \frac{dN}{dE''} \int_0^{z_{max}} dz \frac{d\sigma_{CC}}{dE} e^{\beta\rho_M z} P(E', E) \quad (3.18)$$

e $z = \frac{1}{\beta\rho_M} \left(\frac{\alpha + \beta E'}{\alpha + \beta E} \right)$.

As fig. (3.12, 3.13) mostram o espectro dos *contained muons* para um alvo de densidade igual a 1 g/cm³:

E as fig. (3.14, 3.15) mostra o espectro dos *upward muons* que surgem através da interação dos neutrinos com rochas com densidade igual a 2.6 g/cm³. Os muons produzidos pelo espalhamento do ν_τ não são considerados pois estes produzem taus que decaem em muons que contribuem com um valor menor que 10 % para a taxa total de eventos [1].

Espectro de Múons no Modelo Padrão Supersimetrico Mínimo

O que foi descrito até agora são resultados independentes de modelos de física de partículas. Os espectros de múons obtidos são para vários canais separadamente. Para testar um modelo é necessário ter em mãos os *Branching Ratios* de um determinado modelo e em seguida obter o espectro de múons resultante de acordo com a eq. (3.1).

Por exemplo, para o *Modelo Padrão Supersimetrico Mínimo* (MPSM) onde temos como candidato a matéria escura o neutralino, usaremos como produto das aniquilações de neutralinos as partículas t , b , τ , Z e W e como *Branching Ratios* 0.59, 0.12, 0.20, 0.03 e 0.06 [1] respectivamente. O fluxo de múons gerados por esses canais de aniquilação são mostrados nas fig. (3.16):

3.4 Número de eventos em um detector

Os telescópios de neutrinos detectam a interação do neutrino com o detector através dos sinais gerados por esses neutrinos. Os experimentos como IceCube e SuperKamiokande registram o número de eventos gerados pela interação de um neutrino com um detector em um determinado tempo de exposição do experimento. Se a posição do detector é tal que o neutrino tem que atravessar a Terra para atingir o detector então deve-se levar em consideração o fator de atenuação devido aos efeitos da matéria com o neutrino [74]. O número de neutrinos perdidos, dN_ν , no ponto x , durante a travessia na matéria terrestre sob um ângulo de incidência com o zênite, θ_ν , é proporcional densidade da Terra sobre a massa dos nucleons do material terrestre, $\rho_T(x, \theta_\nu)/m_{nucleos}$, a quantidade de neutrinos no feixe, N_ν , a seção de choque entre os neutrinos e a matéria terrestre, $\sigma_{terra}(E_\nu)$, e ao

deslocamento , dx , do feixe no interior da terra.

$$\begin{aligned}
 dN_\nu(\theta_\nu, E_\nu) &= -\frac{\rho_T(x, \theta_\nu)\sigma_{terra}(E_\nu)N_\nu(\theta_\nu, E_\nu)}{m_{nucleos}}dx \\
 N_\nu(\theta_\nu, E_\nu) &= N_\nu(0) \exp \left(-\sigma_{terra}(E_\nu) \int \frac{\rho_T(x, \theta_\nu)dx}{m_{nucleos}} \right) \\
 N_\nu(\theta_\nu, E_\nu) &= N_\nu(0) \exp(-\sigma_{terra}(E_\nu)X(\theta_\nu))
 \end{aligned} \tag{3.19}$$

onde $X(\theta_\nu)$ é a densidade da coluna de matéria sob a corda que corta a circunferência terrestre no ângulo zênital θ_ν . A atenuação, $Att(E, \theta_\nu)$, é dada pela probabilidade do neutrino não ser absorvido, $N_\nu(x)/N_\nu(0)$, [74]:

$$Att(E_\nu, \theta_\nu) = N_\nu(x)/N_\nu(0) = \exp(-\sigma_{terra}(E_\nu)X(\theta_\nu)) \tag{3.20}$$

O espectro de neutrinos ao chegar na terra deve ser trocado por:

$$\frac{dN_\nu}{dE} \rightarrow \frac{dN_\nu}{dE} \times \exp(-\sigma_{terra}(E)N_\nu X(\theta_\nu)) \tag{3.21}$$

Para encontrar o número de eventos em um detector, N_{ev} , deve-se convoluir o fluxo de múons, levando em consideração a mudança (3.21), com a área efetiva do detector, $A_{eff}(E_\mu, \theta_\nu)$, multiplicado pelo tempo de exposição T [74]

$$N_{ev} = T \int \frac{d\phi_\mu(E_\mu)}{dE_\mu} \times A_{eff}(E_\mu, \theta_\nu) dE_\mu \tag{3.22}$$

A área efetiva do detector pode ser entendida como a eficiência do detector em medir a interação de uma partícula com o alvo de detector multiplicada pela seção de choque de interação. Por simulação obtêm-se a área efetiva. Considera-se um feixe de N neutrinos com energia E e que incidem sobre um detector sob um ângulo zenial θ_ν . A área efetiva para a energia E e ângulo de incidência θ_ν é dada pela razão de quantos neutrinos interagiram com detector, N_r , pelo número N de neutrinos incidentes.

Para IceCube a área efetiva para os múons, com energia, E_μ , no intervalo angular $\Delta\theta$,

pode ser expressa como [74]:

$$A_{eff}(E_\mu, \Delta\theta) = 2\pi A(E_\mu) \int_{\Delta\theta} (0.92 - 0.45 \cos(\theta)) d(\cos(\theta)) \quad (3.23)$$

onde

$$\begin{aligned} A(E_\mu \leq 10^{1.6}\text{GeV}) &= 0 \\ A(10^{1.6}\text{GeV} \leq E_\mu \leq 10^{2.8}\text{GeV}) &= 0.748(\log(E_\mu/\text{GeV}) - 1.6) \\ A(10^{2.8}\text{GeV} \leq E_\mu) &= 0.9 + 0.54(\log(E_\mu/\text{GeV}) - 2.8) \end{aligned} \quad (3.24)$$

A figura (3.17) mostra, como exemplo, a área efetiva de múons de IceCube para uma variação angular de 90° à 180° .

Em 317 dias de exposição, IceCube teve os melhores limites para a seção de choque de espalhamento dependente de spin entre WIMP e o proton [75], figura (3.18). Super Kamiokande, em 3109.6 dias de exposição, também obteve limites na seção de choque de espalhamento de WIMPs com o proton [76]. Os resultados de IceCube excluem o limites impostos por outros experimentos como Super-Kamiokande. Nos dois casos foram analisados os canais de aniquilação de matéria escura em W^+W^- e $b\bar{b}$

Como vimos, é possível obter o espectro de múons originados pela interação de neutrinos oriundos de ME independente do modelo de partículas a ser utilizado. Para testar um modelo específico basta ter em mãos os respectivos *Branching Ratios* do modelo. Nota-se que apesar do espectro de múons, originados pelos neutrinos produzidos por aniquilação de ME no Sol, apresentados serem independente do modelo de partículas utilizados, eles dependem do modelo cosmológico utilizado pois a taxa de captura depende da densidade de matéria escura, que é uma grandeza dependente de modelos cosmológicos.

Figura 3.3: Espectro de neutrinos provenientes do decaimento dos quarks b e c originados a partir da aniquilação de ME no interior do Sol.

Figura 3.4: Espectro de neutrinos provenientes do decaimento do bóson W originado a partir da aniquilação de ME no interior do Sol, a aniquilação só é cinematicamente possível para $m_\chi \geq M_W$, onde M_W é a massa do bóson W .

Figura 3.5: Espectro de neutrinos provenientes do decaimento do bóson Z originado a partir da aniquilação de ME no interior do Sol, a aniquilação só é cinematicamente possível para $m_\chi \geq M_Z$, onde M_Z é a massa do bóson Z .

Figura 3.6: Espectro de neutrinos provenientes do decaimento do quark t originado a partir da aniquilação de ME no interior do Sol, a aniquilação só é cinematicamente possível para $m_\chi \geq M_t$, onde M_t é a massa do t .

Figura 3.7: Taxa de Captura de WIMPs no Sol.

Figura 3.8: Espectro de neutrinos, provenientes do decaimento dos quarks b , evoluído através da equação de matriz densidade ao atravessar a matéria Solar.

Figura 3.9: Espectro de neutrinos, provenientes do decaimento do quark t , evoluídos através da equação de matriz densidade ao atravessar a matéria Solar.

Figura 3.10: Espectro de neutrinos, provenientes do decaimento do τ , evoluídos através da equação de matriz densidade ao atravessar a matéria Solar.

Figura 3.11: Espectro de neutrinos, provenientes do decaimento do bóson Z e W , evoluídos através da equação de matriz densidade ao atravessar a matéria Solar.

Figura 3.12: Fluxo de múons, em $[1/\text{ano}/\text{km}^3/\text{GeV}]$, originados pela interação dos neutrinos com o alvo do detector de densidade $1 \text{ g}/\text{cm}^3$.

Figura 3.13: Fluxo de múons, em $[1/\text{ano}/\text{km}^3/\text{GeV}]$, originados pela interação dos neutrinos com o alvo do detector de densidade $1 \text{ g}/\text{cm}^3$.

Figura 3.14: Fluxo de múons, em $[1/\text{ano}/\text{km}^2/\text{GeV}]$, originados pela interação dos neutrinos com a rocha fora do detector.

Figura 3.15: Fluxo de múons, em $[1/\text{ano}/\text{km}^2/\text{GeV}]$, originados pela interação dos neutrinos com a rocha fora do detector.

Figura 3.16: Fluxo de *contained muons* e *upward muons* para aniquilação de matéria escura em partículas do Modelo Padrão segundo o MPSM.

Figura 3.17: Área efetiva de múons para IceCube

Figura 3.18: Limites para a seção de choque dependente de spin para IceCube e Super-Kamiokande. Figura retirada de [75].

Capítulo 4

Considerações Finais

Nessa dissertação estudamos como a matéria escura foi proposta para solucionar vários problemas como: curva de rotação de galáxias, bullet cluster etc.. Apesar de solucionar esses problemas há uma grande dificuldade de detecção da ME já que ela não parece interagir muito com a matéria usual além da força gravitacional. Então convém supor que a ME pode interagir não só gravitacionalmente como também através de uma interação fraca. Dependendo do modelo de física de partículas a ser utilizado a matéria escura pode se comunicar com as partículas do Modelo Padrão através de vários canais de aniquilação. Os canais de aniquilação podem ser em léptons, quarks, bósons de gauge etc. Com essa suposição é possível comunicar a ME com a matéria usual e tentar detectá-la. Se ela interage gravitacionalmente com a matéria usual a ME pode ser aprisionada gravitacionalmente no interior de corpos celestes e posteriormente aniquilar-se em partículas do Modelo Padrão que posteriormente podem decair em neutrinos. A taxa de captura, (1.10), nos diz o quanto de matéria escura é aprisionada dentro de corpos celestes, com o Sol, por unidade de tempo. Se passado um tempo considerável a taxa de captura e a taxa de aniquilação se relacionam através da equação (1.9).

Os três neutrinos, como foi visto, são partículas que interagem somente através da interação fraca. Ao percorrer uma certa distância, os neutrinos começam a mudar de sabor pois a probabilidade de oscilação depende do tempo, e consequentemente da distância percorrida pelos neutrinos. Para confirmar o fenômeno de oscilação de neutrinos foram

feitos vários experimentos a fim de mensurar os parâmetros que regem as oscilações. As oscilações de neutrinos podem ocorrer tanto vácuo quanto na matéria. No vácuo as expressões de probabilidade de oscilação podem ser obtidas analiticamente através da solução da equação de Schödinger para neutrinos no vácuo, equação (2.24) e (2.25). Para oscilações na matéria foi utilizado teoria quântica de campos para obtermos o potencial de interação da matéria, através de choques elásticos, com os neutrinos. Para neutrinos com energia acima de alguns GeV no Sol, é necessário levar em consideração choques inelásticos entre os neutrinos e a matéria solar. Através do formalismo de matriz densidade é possível tratar esse caso e com isso descrever a evolução do espectro de neutrinos na matéria.

No interior do Sol esses neutrinos sofrem interações elásticas e inelásticas mudando assim o seu espectro. Ao chegar na Terra esses neutrinos podem ser detectados em telescópios de neutrinos. Os telescópios de neutrinos consistem em detectar os traços de partículas produzidas pela interação dos neutrinos com o alvo do detector ou com as rochas perto do telescópio. O espectro de neutrinos resultante irá ser a soma dos espectros de cada canal de aniquilação, de um certo modelo específico, ponderado com os respectivos *branching ratios*. Os neutrinos do muon interagem com o detector gerando muons que deixam traços bem definidos em telescópios de neutrinos. A distribuição do número de eventos de neutrino esperada para um determinado modelo em um telescópio de neutrinos depende do fluxo de muons gerados por esses neutrinos. Neste trabalho foram obtidos o fluxo de múons com auxílio do programa micrOMEGAS [1] além de um estudo sobre como ocorre a evolução analisando a equação que rege a dinâmica desses neutrinos.

Com o cálculo do fluxo de múons esperado para um dado modelo é possível obter a distribuição energética dos eventos esperada para esse modelo e confrontar essa distribuição com os dados experimentais podendo assim confirmar previsões ou colocar limites sobre a aniquilação de ME no Sol em determinados quadros teóricos.

Referências Bibliográficas

- [1] G. Belanger, F. Boudjema, A. Pukhov and A. Semenov, Comput. Phys. Commun. **185**, 960 (2014) [arXiv:1305.0237 [hep-ph]].
- [2] M. Blennow, J. Edsjo and T. Ohlsson, JCAP **0801**, 021 (2008) [arXiv:0709.3898 [hep-ph]].
- [3] F. Zwicky Astrophys. J. of phys. **217**, 86 (1937).
- [4] M. E. Peskin, J. Phys. Soc. Jap. **76**, 111017 (2007) [arXiv:0707.1536 [hep-ph]].
- [5] V. C. Rubin, N. Thonnard and W. K. Ford, Jr., Astrophys. J. **238**, 471 (1980).
- [6] D. Hooper, [arXiv:0901.4090 [hep-ph]].
- [7] P. A. R. Ade *et al.* [Planck Collaboration], Astron. Astrophys. (2014) [arXiv:1303.5076 [astro-ph.CO]].
- [8] <http://apod.nasa.gov/apod/ap060824.html> acessado em 17/07/2014.
- [9] L. Baudis, Phys. of the Dark. Univer. , **1**, 94, (2012).
- [10] E. Aprile *et al.* [XENON100 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **109**, 181301 (2012) [arXiv:1207.5988 [astro-ph.CO]].
- [11] R. Bernabei, P. Belli, F. Cappella, V. Caracciolo, S. Castellano, R. Cerulli, C. J. Dai and A. d' Angelo *et al.*, Adv. High Energy Phys. **2014**, 605659 (2014).
- [12] D. S. Akerib *et al.* [LUX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **112**, 091303 (2014) [arXiv:1310.8214 [astro-ph.CO]].

- [13] R. Agnese *et al.* [CDMS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **111**, 251301 (2013) [arXiv:1304.4279 [hep-ex]].
- [14] C. E. Aalseth *et al.* [CoGeNT Collaboration], arXiv:1401.3295 [astro-ph.CO].
- [15] R. Agnese *et al.* [SuperCDMS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **112**, 241302 (2014) [arXiv:1402.7137 [hep-ex]].
- [16] O. Adriani *et al.* [PAMELA Collaboration], Phys. Rev. Lett. **111**, no. 8, 081102 (2013) [arXiv:1308.0133 [astro-ph.HE]].
- [17] T. Daylan, D. P. Finkbeiner, D. Hooper, T. Linden, S. K. N. Portillo, N. L. Rodd and T. R. Slatyer, arXiv:1402.6703 [astro-ph.HE].
- [18] A. Abramowski *et al.* [H.E.S.S. Collaboration], Phys. Rev. Lett. **110**, 041301 (2013) [arXiv:1301.1173 [astro-ph.HE]].
- [19] K. S. Hirata, *et al.* Physics Letters B 205, no. 2, **416** (1988).
- [20] <http://www.ps.uci.edu/superk/superk.gif> acessado em 17/07/2014.
- [21] <http://icecube.wisc.edu/science/depth> acessado em 17/07/2014.
- [22] <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/f/fc/Icecube-architecture-diagram2009.PNG> acessado em 17/07/2014.
- [23] M. Cirelli, N. Fornengo, T. Montaruli, I. A. Sokalski, A. Strumia and F. Vissani, Nucl. Phys. B **727**, 99 (2005) [Erratum-ibid. B **790**, 338 (2008)] [hep-ph/0506298].
- [24] A. Gould, Astrophys. J. **328**, 919 (1988).
- [25] A. Gould, Astrophys. J. **321**, 571 (1987).
- [26] A. Menon, R. Morris, A. Pierce and N. Weiner, Phys. Rev. D **82**, 015011 (2010) [arXiv:0905.1847 [hep-ph]].
- [27] M. Asplund, N. Grevesse and J. Sauval, Nucl. Phys. A **777**, 1 (2006) [ASP Conf. Ser. **336**, 25 (2005)] [astro-ph/0410214].

- [28] W. F. McDonough Treatise on Geochemistry, **547**, (2003)
- [29] R. Davis, Jr., D. S. Harmer and K. C. Hoffman, Phys. Rev. Lett. **20**, 1205 (1968).
- [30] J. N. Bahcall, M. H. Pinsonneault and S. Basu, Astrophys. J. **555**, 990 (2001) [astro-ph/0010346].
- [31] J. Chadwick, Nature **129**, 312 (1932).
- [32] <http://jcsu.jesus.cam.ac.uk/rpc25/notes/physics/particle/> acessado em 05/04/2014.
- [33] C. L. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse and A. D. McGuire, Science **124**, 103 (1956).
- [34] G. Danby, J. M. Gaillard, K. A. Goulios, L. M. Lederman, N. B. Mistry, M. Schwartz and J. Steinberger, Phys. Rev. Lett. **9**, 36 (1962).
- [35] M. L. Perl, G. S. Abrams, A. Boyarski, M. Breidenbach, D. Briggs, F. Bulos, W. Chinnowsky and J. T. Dakin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35**, 1489 (1975).
- [36] C. Giunti and C. W. Kim, Oxford, UK: Univ. Pr. (2007) 710 p
- [37] <http://www.sns.ias.edu/jnb/> acessado em 05/04/2014
- [38] B. Aharmim *et al.* [SNO Collaboration], Phys. Rev. C **72**, 055502 (2005) [nucl-ex/0502021].
- [39] K. Lande *et al.* [Homestake Collaboration], Astrophys. J. **496**, 505 (1998)
- [40] C. V. Achar *et al.*, Phys. Lett., **18**, 196, (1965)
- [41] F. Reines, M. F. Crouch, T. L. Jenkins, W. R. Kropp, H. S. Gurr, G. R. Smith, J. P. F. Sellschop and B. Meyer, Phys. Rev. Lett. **15**, 429 (1965).
- [42] D. Casper, R. Becker-Szendy, C. B. Bratton, D. R. Cady, R. Claus, S. T. Dye, W. Gajewski and M. Goldhaber *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2561 (1991).

- [43] G. Battistoni, E. Bellotti, G. Bologna, P. Campana, G. Castagnoli, V. Chiarella, D. C. Cundy and B. D’Ettorre-Piazzoli *et al.*, Phys. Lett. B **118**, 461 (1982).
- [44] C. Berger *et al.* [Frejus Collaboration], Phys. Lett. B **245**, 305 (1990).
- [45] M. H. Ahn *et al.* [K2K Collaboration], Phys. Rev. Lett. **90**, 041801 (2003) [hep-ex/0212007].
- [46] M. Ambrosio *et al.* [MACRO Collaboration], Phys. Lett. B **434**, 451 (1998) [hep-ex/9807005].
- [47] 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).
- [48] H. Kwon, F. Boehm, A. A. Hahn, H. E. Henrikson, J. L. Vuilleumier, J. F. Cavaignac, D. H. Koang and B. Vignon *et al.*, Phys. Rev. D **24**, 1097 (1981).
- [49] G. Zacek *et al.*, Phys. Rev. D **34**, 2621, (1986).
- [50] Z. D. Greenwood, W. R. Kropp, M. A. Mandelkern, S. Nakamura, E. L. Pasierb-Love, L. R. Price, F. Reines and S. P. Riley *et al.*, Phys. Rev. D **53**, 6054 (1996).
- [51] M. Apollonio *et al.* [CHOOZ Collaboration], Phys. Lett. B **420**, 397 (1998) [hep-ex/9711002].
- [52] F. Boehm, J. Busenitz, B. Cook, G. Gratta, H. Henrikson, J. Kornis, D. Lawrence and K. B. Lee *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 3764 (2000) [hep-ex/9912050].
- [53] A. Gando *et al.* [KamLAND Collaboration], Phys. Rev. D **83**, 052002 (2011) [arXiv:1009.4771 [hep-ex]].
- [54] F. P. An *et al.* [DAYA-BAY Collaboration], Phys. Rev. Lett. **108**, 171803 (2012) [arXiv:1203.1669 [hep-ex]].
- [55] D. M. Webber [Daya Bay Collaboration], Nucl. Phys. Proc. Suppl. **233**, 96 (2012) [arXiv:1211.1609 [hep-ex]].

- [56] F. P. An *et al.* [Daya Bay Collaboration], Chin. Phys. C **37**, 011001 (2013) [arXiv:1210.6327 [hep-ex]].
- [57] D. A. Dwyer [Daya Bay Collaboration], Nucl. Phys. Proc. Suppl. **235-236**, 30 (2013) [arXiv:1303.3863 [hep-ex]].
- [58] J. K. Ahn *et al.* [RENO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **108**, 191802 (2012) [arXiv:1204.0626 [hep-ex]].
- [59] P. Huber, Phys. Rev. C **84**, 024617 (2011) [Erratum-ibid. C **85**, 029901 (2012)] [arXiv:1106.0687 [hep-ph]].
- [60] 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]].
- [61] J. Kopp, P. A. N. Machado, M. Maltoni and T. Schwetz, JHEP **1305**, 050 (2013) [arXiv:1303.3011 [hep-ph]].
- [62] S. E. Kopp, Phys. Rept. **439**, 101 (2007) [physics/0609129].
- [63] A. Aguilar-Arevalo *et al.* [LSND Collaboration], Phys. Rev. D **64**, 112007 (2001) [hep-ex/0104049].
- [64] K. Eitel [KARMEN Collaboration], Nucl. Phys. Proc. Suppl. **91**, 191 (2001) [hep-ex/0008002].
- [65] K. Abe *et al.* [T2K Collaboration] Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **659**, 106 (2011).
- [66] P. Adamson *et al.* [MINOS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **106**, 181801 (2011) [arXiv:1103.0340 [hep-ex]].
- [67] G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, D. Montanino, A. Palazzo and A. M. Rotunno, Phys. Rev. D **86**, 013012 (2012) [arXiv:1205.5254 [hep-ph]].
- [68] V. N. Gribov and B. Pontecorvo, Phys. Lett. B **28**, 493 (1969).

- [69] <http://pdg.lbl.gov/2013/reviews/rpp2013-rev-neutrino-mixing.pdf> acessado em 05/04/2014.
- [70] R. Shankar. "*Principles of Quantum Mechanics*", Plenum Press, (1994).
- [71] A. Strumia and F. Vissani, [arXiv:0606.054 [hep-ph]]
- [72] V. Barger, W. Y. Keung, G. Shaughnessy and A. Tregre, Phys. Rev. D **76**, 095008 (2007) [arXiv:0708.1325 [hep-ph]].
- [73] R. Kappl and M. W. Winkler, Nucl. Phys. B **850**, 505 (2011) [arXiv:1104.0679 [hep-ph]].
- [74] M. C. Gonzalez-Garcia, F. Halzen and S. Mohapatra, Astropart. Phys. **31**, 437 (2009) [arXiv:0902.1176 [astro-ph.HE]].
- [75] M. G. Aartsen *et al.* [IceCube Collaboration], Phys. Rev. Lett. **110**, no. 13, 131302 (2013) [arXiv:1212.4097 [astro-ph.HE]].
- [76] T. Tanaka *et al.*, *Atrophys. J.* **742**, 78 (2011).