

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
CAMPUS DE GUARATINGUETÁ

JOÃO VÍCTOR RODRIGUES DA SILVA LEITE

Estudo fenomenológico de matéria escura e neutrinos : Aplicação do modelo escotogênico
singleto + tripleto no experimento DUNE.

Guaratinguetá

2022

João Víctor Rodrigues da Silva Leite

Estudo fenomenológico de matéria escura e neutrinos : Aplicação do modelo escotogênico
singlete + tripleto no experimento DUNE.

Trabalho de Pós Graduação apresentado ao Conselho de Curso de Pós Graduação em Física da Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, como parte dos requisitos para obtenção do diploma de Mestrado em Física .

Orientador: Profº Dr. Marco André Ferreira Dias

Coorientadora: Dra. Laura Cristina Duarte

Guaratinguetá

2022

L533e	Leite, João Vítor Rodrigues da Silva Estudo fenomenológico de matéria escura e neutrinos : aplicação do modelo escotogênico singleto + tripleto no experimento DUNE / João Vítor Rodrigues da Silva Leite - Guaratinguetá, 2023. 47 f : il. Bibliografia: f. 45-47 Dissertação (Mestrado) – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia e Ciências de Guaratinguetá, 2023. Orientador: Prof. Dr. Marco André Ferreira Dias Coorientadora: Prof^a Dr^a Laura Cristina Duarte 1. Matéria escura (Astronomia). 2. Neutrinos - Massa. 3. Cosmologia. I. Título CDU 524.82(043)
-------	---

JOÃO VÍCTOR RODRIGUES DA SILVA LEITE

**ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
“MESTRE EM FÍSICA”**

**PROGRAMA: FÍSICA
CURSO: MESTRADO**

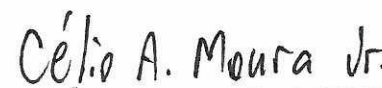
APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO


Prof. Dr. Ernesto Vieira Neto
Coordenador

BANCA EXAMINADORA:


Prof. Dr. MARCO ANDRÉ FERREIRA DIAS
Orientador - UNIFESP


Prof. Dr. JULIO MARNY HOFF DA SILVA
UNESP


Prof. Dr. CÉLIO ADREGA MOURA JUNIOR
UFABC

Este trabalho contou com o apoio da:

CAPES - Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoa de Nível Superior

RESUMO

O cenário atual da física de partículas envolve questões cruciais, incluindo a origem e pequenez da massa dos neutrinos, bem como a compreensão da matéria escura que constitui a maior parte do universo. As recentes medidas cosmológicas indicam que apenas cerca de 5% do universo é constituído por matéria bariônica, tornando a investigação da matéria escura essencial.

Para abordar esses desafios, teorias além do Modelo Padrão (MP) surgem, e uma delas é o modelo escotogênico singlete+triplete, uma expansão da proposta de Ernest Ma em 2006, aprimorada em 2013. Nesse modelo, a massa do neutrino emerge da correção quântica do propagador do neutrino de mão esquerda, com a partícula intermediária matéria escura desempenhando um papel crucial na correção. Dessa forma, utilizando da relação neutrino-matéria escura fornecida pelo modelo já citado, este estudo determina a seção de choque pra este evento, que pode indicar a viabilidade de detecção de efeitos da matéria escura por meio de neutrinos, concentrando-se no experimento DUNE. O DUNE, uma iniciativa internacional sediada no Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab) dos EUA, visa a observação de neutrinos.

PALAVRAS-CHAVE: Matéria escura; Neutrino; DUNE.

ABSTRACT

The current scenario in particle physics involves crucial questions, including the origin and smallness of neutrino mass, as well as the understanding of dark matter, which constitutes the majority of the universe. Recent cosmological measurements indicate that only about 5% of the universe consists of baryonic matter, making the investigation of dark matter essential.

To address these challenges, theories beyond the Standard Model (SM) emerge, and one of them is the singlet+triplet scotogenic model, an extension of Ernest Ma's proposal in 2006, refined in 2013. In this model, the neutrino mass arises from the quantum correction of the left-handed neutrino propagator, with the intermediate dark matter particle playing a crucial role in the correction.

Thus, utilizing the neutrino-dark matter relationship provided by the aforementioned model, this study determines the cross-section for this event, which may indicate the feasibility of detecting dark matter effects through neutrinos, focusing on the DUNE experiment. DUNE, an international initiative based at the Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab) in the US, aims at neutrino observation.

KEYWORDS: Dark matter; Neutrino; DUNE.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	5
2	FÍSICA DE NEUTRINOS	10
2.1	Oscilação de Neutrinos	10
2.1.1	Mistura de Sabor	12
2.1.2	Oscilação de Neutrino	14
3	DEEP UNDERGROUND NEUTRINO EXPERIMENT (DUNE):	17
3.1	Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF)	19
3.2	Near Detector	20
3.3	Far Detector	23
3.3.1	Módulo monofásico do Far Detector (SP)	24
3.3.2	Módulo de duas fases do Far Detector (PD)	25
4	MODELO ESCOTOGÊNICO	28
4.1	Modelo Escotogênico Singleto+Tripleto	28
4.1.1	Contexto do Mecanismo de Geração de Massa	29
4.1.2	Conteúdo de partículas do Modelo Escotogênico Singleto+Tripleto	30
4.1.3	Setor Escalar	30
4.1.4	Setor Fermiônico	33
4.1.5	Massa dos Neutrinos	34
5	APLICAÇÃO DO MODELO	37
5.1	Cálculo da seção de choque	37
6	CONCLUSÃO	42
	REFERÊNCIAS	45

1 INTRODUÇÃO

Durante o século V a.C., os filósofos gregos Leucipo e Demócrito consideraram que, se continuarmos a cortar a matéria em pedaços cada vez menores acabaremos com um pedaço fundamental que não pode ser subdividido. A este mínimo pedaço chamaram de átomo. Esta é provavelmente a primeira tentativa do homem de descobrir do que o mundo é feito. Após 25 séculos de pesquisa ocorreram considerável refino sobre conceito de átomo, e hoje temos uma compreensão melhor do que o mundo é feito. Sabemos hoje que não existe uma única partícula fundamental, mas várias delas.

Porém, é preciso enfatizar que foram nos últimos 120 anos que aconteceram as maiores descobertas e, consequentemente, as descrições de teorias que dizem como são as partículas mais fundamentais do nosso universo, bem como são os campos que regem a dinâmica de tais partículas. Em 1905 Albert Einstein publica a teoria da Relatividade Restrita, que descreve o espaço e o tempo como uma entidade única quadridimensional, alterando assim a maneira como são descritos os eventos ocorridos em um ponto do espaço, em um dado instante de tempo. Num espaço de 50 anos, entre os anos 1920-1970, houve a grande revolução quântica na Física, desenvolvendo-se a mecânica quântica ondulatória em 1926, por Schrodinger, a fundamentação da Eletrodinâmica Quântica por Dirac em 1928, a proposta de Fermi da teoria para o decaimento Beta, assumindo a existência do neutrino em 1934, o desenvolvimento do grupo de renormalização em 1953 por Gell-Mann e Stückelberg, e finalmente Weinberg, em 1967, obteve a lagrangiana unificada que descreve as forças eletromagnéticas e fracas, predizendo a massa dos bósons Z e $W^\pm$.

Ainda no fim desses 120 anos, mais precisamente em 4 de Julho de 2012, as colaborações ATLAS e CMS anunciaram a observação do bóson de Higgs, a peça faltante no Modelo Padrão (MP) da física de partículas. O Modelo Padrão é a teoria que utiliza a Relatividade Especial e a Teoria Quântica de Campos para descrever as forças forte, fraca e eletromagnética entre os constituintes básicos da matéria.

Por outro lado, na dinâmica das grandes estruturas como galáxias e aglomerados de galáxias, temos a Relatividade Geral (RG), que é a teoria geométrica da gravidade elaborada por Albert Einstein, no início do século XX. É nesse contexto, fazendo uma relação com a estrutura geométrica do espaço-tempo, que as medidas cosmológicas mais ou menos recentes permitiram determinar a densidade de matéria-energia do Universo (WEINBERG, 2008). Essas medidas mostram que 70% da densidade de energia do Universo é Energia Escura, representada pela constante cosmológica nas equações de Einstein, e os 30% restantes são compostos de matéria não relativística. Como dos 30% de matéria apenas 5% é matéria bariônica comum temos, portanto, que cerca de 25% do conteúdo de energia do Universo se encontra na forma de uma componente invisível chamada Matéria Escura.

Embora o Modelo Padrão e a Relatividade Geral sejam bem fundamentizados teoricamente e bastante testados experimentalmente, com resultados expressivos, ainda não há uma teoria unificada para descrever todas as interações observadas na natureza, pois uma formulação quântica dos efeitos gravitacionais não está embutida no Modelo Padrão. Dessa forma, desafios como a real natureza da Energia Escura e da Matéria Escura, por exemplo, representam os maiores desafios da física

contemporânea.

Algumas teorias explicam a presença da Matéria Escura como constituinte da natureza, supondo que tal partícula é uma Partícula Massiva de Interação Fraca (WIMP, na sigla em inglês). Tais teorias predizem que essas partículas estavam anteriormente em contato térmico com o plasma primordial, feito de partículas do Modelo Padrão, e que se desacoplaram em algum estágio inicial do Universo. Existem inúmeros modelos com WIMP's como possíveis candidatas a Matéria Escura: modelos supersimétricos, modelos com dois dubletos de Higgs, modelos escotogênicos e modelos com férmions de dimensão de massa um, por exemplo. Mais a frente, e principalmente no capítulo 4, será explicitada a teoria do modelo escotogênico que testaremos nesse estudo.

Portanto, hoje sabemos que matéria é feita de átomos, composta por um núcleo (feito de prótons e nêutrons) cercado por elétrons. Prótons e nêutrons são feitos de partículas elementares chamadas *quarks* e *gluons*. Os elétrons são um tipo de partículas elementares chamadas “léptons”. De acordo com o Modelo Padrão da física de partículas, existem 6 tipos de quarks e 6 tipos de léptons. Os léptons com carga elétrica são o elétron, o múon e o tau. A cada um deles está associado um lépton, sem carga elétrica: o neutrino do elétron (ν_e), o neutrino do muon (ν_μ) e o neutrino do tau (ν_τ). Dentro do Modelo Padrão, o neutrino tem massa zero, carga zero e spin 1/2.

Além disso, o Modelo Padrão da física de partículas descreve as interações fundamentais entre as partículas elementares. Dentro desse modelo, existem quatro interações fundamentais bem estabelecidas: a interação forte, a interação eletromagnética, a interação fraca e a interação gravitacional. Cada uma dessas interações possui características distintas e afeta as partículas de maneiras específicas. No contexto dos neutrinos, é importante destacar que sua interação com outras partículas é predominantemente mediada pela interação fraca. Essa propriedade peculiar dos neutrinos permite que eles atravessem o Sol ou a Terra sem sofrer desvios significativos em sua trajetória. No entanto, isso torna a detecção dos neutrinos um desafio significativo, de modo que para superar essa dificuldade, são necessários detectores de grande massa e fluxos intensos de neutrinos provenientes de fontes específicas. Essas condições são essenciais para aumentar a probabilidade de interação dos neutrinos com os detectores.

O experimento de neutrinos no subterrâneo profundo (DUNE) faz parte deste grupo de grandes detectores. O capítulo 3 será destinado inteiramente a descrevê-lo, de modo que aqui só será introduzido como um experimento, com utilização de oscilação de neutrinos em *long-baseline* (que é o tipo do experimento de neutrinos que utilizam de grandes distâncias para medir os sinais de seu feixe) e que usará duas instalações do Departamento de Energia dos Estados Unidos. Um feixe de neutrinos será produzido no Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab), onde será instalado o conjunto de detetores que ficarão mais próximo da fonte, o conjunto é chamado de Near Detector (ND) (ACCIARRI et al., 2016). O ND terá uma função diferente ao conjunto de detetores chamado Far Detector, que fica a aproximadamente 1300 km da fonte, ainda que terão um módulo semelhante da câmara de projeção temporal a base de argônio líquido. A utilização das instalações visa reduzir assim as incertezas sistemáticas do experimento. Com o DUNE esperam-se respostas às teorias que permeiam a existência dos neutrinos e suas características peculiares, como por exemplo a detecção da violação de CP dos neutrinos.

O estudo das propriedades dos neutrinos, desde a medição de sua helicidade até a descoberta das oscilações, teve um impacto importante na teoria das partículas. Em 1956, T.D. Lee e C.N. Yang propuseram que a paridade não poderia ser conservada na interação fraca (LEE; YANG, 1956). Testada por C.S. Wu e seus colaboradores (e logo depois por outros), observam uma assimetria dos elétrons provenientes do decaimento beta de núcleos de Cobalto-60, eles provaram a não conservação da paridade em interação fraca (WU et al., 1957). Para incorporar a violação de paridade na teoria da interação fraca, Lee e Yang propuseram uma teoria de dois componentes do neutrino (LEE; YANG, 1957) na qual o neutrino tem uma representação mão-esquerda (spin antiparalelo ao seu momento) e o antineutrino por sua vez é mão-direita (spin paralelo ao seu momento).

Nos últimos anos, houve significativos avanços na área da física de neutrinos, que atualmente se destaca como um dos campos de pesquisa mais ativos. O Modelo Padrão da física de partículas descreve os neutrinos como partículas elementares que inicialmente eram consideradas sem massa e sem carga, e que existem em três diferentes "sabores" ou tipos (HALZEN; MARTIN, 2008). No entanto, os primeiros dados experimentais (ou suas interpretações teóricas) indicaram que os neutrinos poderiam, na realidade, possuir massa. O experimento realizado por Goldhaber em 1958 demonstrou que a helicidade do neutrino é negativa (GOLDHABER; GRODZINS; SUNYAR, 1958). Isso levou os fundadores do Modelo Padrão (S.L. Glashow, S. Weinberg e A. Salam) a não incluírem os neutrinos destros em sua teoria inicial (GLASHOW, 1961; WEINBERG, 1967; SALAM; WARD, 1964).

Além destes pontos Pontecorvo em 1968 descreve a possibilidade de oscilações de sabor de neutrinos (PONTECORVO, 1968). Dessa forma, assim como experimentos recentes, a teoria de Pontecorvo indica que os neutrinos não apenas têm massa, mas como também têm vários autoestados de massa que não são idênticos aos estados de sabor, indicando assim uma mistura. A evidência desta mistura, surge da observação de que os neutrinos mudam de um sabor para outro durante sua propagação, o chamado fenômeno da oscilação de neutrinos. As observações das oscilações de neutrinos, que requerem que essas partículas tenham massa, levam ao conflito das previsões do Modelo Padrão da física de partículas. Essa aparente contradição levanta importantes questões sobre a natureza, que serão abordadas com mais detalhes posteriormente, dos neutrinos massivos e está intimamente ligada à investigação das simetrias fundamentais subjacentes das interações de partículas.

O Modelo Padrão, que então precisa ser modificado para levar em conta massas de neutrinos diferentes de zero, é baseado em três famílias de partículas e cada uma associada a um lépton carregado por interação fraca, o que é dado como o sabor do neutrino. Embora os experimentos no LEP, o colisor elétron-pósitron do CERN, tenham fornecido evidências da existência de três famílias de neutrinos com base na medição da largura total da partícula Z (AARNIO et al., 1989; AKRAWY et al., 1989; DECAMP et al., 1989; ADEVA et al., 1990), não podemos afirmar com certeza que apenas essas três famílias estão conectadas à interação fraca. O número de neutrinos também é limitado por dados astrofísicos, pela detecção da explosão de neutrinos de SN1987A e pela restrição cosmológica baseada na razão de abundância He/H observada na nucleossíntese primordial (DENEGRÍ; SADOULET; SPIRO, 1990).

Em 1928, Paul Dirac desenvolveu a equação que leva seu nome e que descreve o comportamento dos elétrons em altas velocidades, prevendo assim também a existência do pósitron, a antipartícula

do elétron (DIRAC, 1928)(que por sua vez, foi descoberto experimentalmente por Carl Anderson em 1933 (ANDERSON, 1933)). Assim, então, inicia-se o conceito que configura que cada partícula fundamental no Modelo Padrão da física de partículas possui uma antipartícula correspondente com massa e carga oposta. Além disso, Dirac introduziu o conceito de quiralidade, que está relacionado ao spin e ao movimento intrínseco das partículas. A quiralidade permite que neutrinos e antineutrinos sejam partículas distintas. Dessa forma, existem quatro tipos possíveis de neutrinos: neutrinos com quiralidade mão-direita e mão-esquerda, e antineutrinos com quiralidade mão-direita e mão-esquerda. Essa distinção entre neutrinos e antineutrinos tem implicações importantes na física de partículas e na compreensão da simetria fundamental do universo.

Agora, se os neutrinos não tivessem massa, como pensava-se anteriormente, apenas neutrinos mão-esquerda e antineutrinos mão-direita precisavam existir. Além disso, a julgar pelas partículas liberadas quando um neutrino interage com outra matéria, é possível dizer quando é capturado um neutrino versus um antineutrino. Mas certas características de neutrinos e antineutrinos fazem com que uma pergunta surja: Os neutrinos são suas próprias antipartículas? Isso não é inédito, pois em 1937, Ettore Majorana levantou a hipótese de que as partículas poderiam ser suas próprias antipartículas (MAJORANA, 1937). Além disto já existem teorias que dizem que os glúons, e até os bósons de Higgs, são suas próprias antipartículas. E se os neutrinos são suas próprias antipartículas, pode ser uma pista de onde eles obtêm suas minúsculas massas, assim como se eles desempenharam um papel na existência de nosso universo dominado por matéria.

Após o descobrimento da oscilação de neutrinos, que exige que os neutrinos sejam massivos, deu-se início também a procura da origem dessa massa. Ainda que a massa seja uma propriedade fundamental da matéria, há muito sobre ela que não entendemos – especialmente quando se trata das massas minúsculas de neutrinos. As teorias mais conhecidas da origem de massa dos neutrinos levam em consideração o mecanismo *seesaw* (GELL-MANN; RAMOND; SLANSKY, 1979). Isto é, a ideia dessas teorias prevê a existência de neutrinos pesados de Majorana, cujo acoplamento aos campos de lépton e Higgs induzem o operador de Weinberg através do chamado mecanismo *seesaw*. A existência de neutrinos leves de Majorana pode, portanto, ser vista como uma implicação do mecanismo *seesaw* e das Grandes Teorias Unificadas, embora existam outros mecanismos alternativos que também possam explicar as massas dos neutrinos.

Na ocasião deste estudo é apresentado uma das teorias alternativas, o modelo escotogênico singleto+triplete. Isto porque tal teoria nos fornece uma possibilidade de verificar indiretamente a interação de matéria escura e neutrinos. O modelo Escotogênico surge primeiramente, em 2006 proposto por Ernest Ma, predizendo que a massa do neutrino é gerada a partir da correção quântica do propagador do neutrino de mão-esquerda e tem uma partícula candidata a matéria escura como mensageiro de massa de neutrinos radiativos (MA, 2006). Este modelo representa uma extensão mínima do Modelo Padrão, adicionando um campo fermiônico (Três neutrinos mão-esquerda $N_{1,2,3}$) e um escalar (um dublete escalar η) ao conteúdo usual de partículas, ambos ímpares sob a simetria de paridade $\mathbb{Z}_2$. Posteriormente esta simetria que garante que o bóson escuro seja uma partícula estável, apresenta uma quebra espontânea, afetando uma parte necessária para a consistência da teoria em baixas energias e, como consequência, sem paridade, o modelo perde a candidata a matéria escura e a

massa do neutrino não pode mais ser gerada pela correção a 1-loop (MERLE; PLATSCHER, 2015). A possível correção dessa quebra de simetria surge do modelo Escotogênico Singleto+Tripleto (MEST) (HIRSCH et al., 2013), que generaliza a ideia origina e torna sua fenomenologia viável. Nesse caso, ao conteúdo usual do setor escalar do Modelo Padrão adicionam-se dois campos, um dubleto escalar η , ímpar sob a simetria $\mathbb{Z}_2$, e um tripleto escalar Ω . Assim sendo, no capítulo 5 será demonstrado a seção de choque provida desta teoria que nos permite estudar a interação neutrino-matéria escura e discutido os possíveis métodos pra analisar este evento no experimento DUNE.

O capítulo 2, por sua vez, tem como objetivo sistematizar e demonstrar alguns cálculos da física de neutrinos relacionados a oscilação de neutrinos. O principal motivo desta parte específica aparecer no trabalho se dá no fato que ela é base dos estudos que propuseram o experimento DUNE.

Isto posto, no capítulo 3 será caracterizado por completo toda a estrutura do experimento DUNE, desde a estrutura que fornecerá os feixes de neutrinos até os conjuntos de detectores Near e Far detector. Será também apresentado os objetivos do experimento em si, bem como serão extraídos as informações físicas deste conjunto de detectores.

No capítulo 4 será passado por completo todo o conteúdo do Modelo Escotogênico Singleto + Tripleto, isto é, os setores escalares e fermiônicos dessa extensão do Modelo Padrão, bem como é feita a intermediação da matéria escura na descrição do mecanismo de geração de massa do neutrino.

2 FÍSICA DE NEUTRINOS

Este capítulo é dedicado a versar sobre como é descrito o fenômeno físico de oscilação de neutrinos que, de modo geral, é a base para o desenvolvimento do experimento DUNE. A ideia aqui é dar uma base teórica para o conceito sobre o qual é proposto o experimento DUNE, tendo como base alguns textos publicados sobre o tema, como (MONDAL, 2015) e (LIPARI, 2003), e com a principal discussão por meio do texto das palestras de (KAYSER, 2004) apresentadas no ano de 2004, no 32º SLAC Summer Institute on Particle Physics : Nature's Greatest Puzzles, que mostra a importância do descobrimento da oscilação de neutrinos para o estudo do mesmo.

2.1 OSCILAÇÃO DE NEUTRINOS

É de conhecimento que o neutrino é um lépton de massa muito pequena e que não carrega consigo carga elétrica. Desse modo, sabendo que em geral léptons não tem cor (isto é, não participam de interações fortes) e que para participar de interações eletromagnéticas é necessário ter cargas, afirmamos que as únicas interações que os neutrinos participam são as fracas. Existem, por sua vez, dois tipos de interação fraca: Uma *neutra* (mediada pelo bóson Z^0) e outra *carregada* (mediada pelos bósons $W^\pm$). Sendo assim o neutrino terá duas interações. Uma com o bóson Z^0 mudando seu quadrimomento, mas mantendo a identidade (isto é, correntes de interações neutras), e outra com bóson $W^\pm$, “transformando-se” em léptons carregados $e^\pm$, $\mu^\pm$ ou $\tau^\pm$ (isto é, correntes de interações carregadas).

Os vértices de interação podem ter diferentes tipos de processos também. Por exemplo quando temos um bóson (W), um lépton (ℓ_α) e um neutrino ligado a este lépton (ν_ℓ), é possível obter vértices como mostrado na Figura 1 e na Figura 2. O sabor de um neutrino é outra característica que podemos

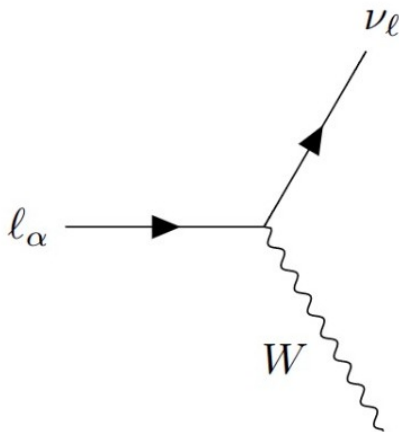


Figura 1 – Criação de um neutrino e um bóson (virtual) W a partir de um lépton carregado.

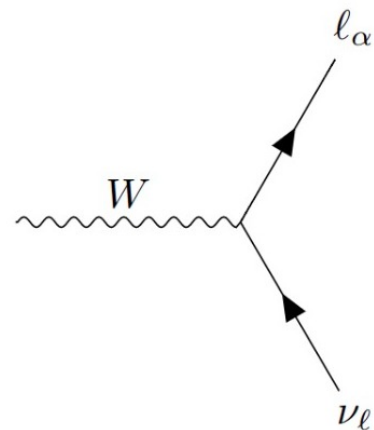


Figura 2 – Um bóson W que decai em um par neutrino-lépton carregado.

Fonte: Produção do próprio autor

extrair dessa partícula. Tal característica é dada simplesmente pelo tipo do lépton carregado, informado pela massa do mesmo, que está conectado ao mesmo vértice da corrente carregada. Por exemplo, no decaimento de um (virtual) W^- , ou W^+ , convencionalmente escreve-se:

$$W^+ \rightarrow \ell^+ + \nu_\ell \text{ ou } W^- \rightarrow \ell^- + \bar{\nu}_\ell, \quad (2.1)$$

sendo o índice $\ell = e, \mu$ ou τ , uma correspondência à massa (ou tipo) do lépton carregado. A distinção de ν e $\bar{\nu}$, e o rótulo ℓ dado ao neutrino, tem uma justificativa experimental muito simples e clara devido à conservação do número leptônico. Isto é, verifica-se que um " ν_e ", como mostrado em (2.1), interagindo próximo ao seu ponto de criação, só pode produzir e^- (e não um μ^- ou um e^+), enquanto um " $\bar{\nu}_e$ " só pode produzir e^+ , um " ν_μ " apenas um μ^- e assim por diante. Essa conservação de número leptônico é uma propriedade da interação de neutrinos com outras partículas e é observada em várias experiências¹ e fenômenos envolvendo neutrinos.

Verificou-se, também por meio de experimentos, que os neutrinos podem mudar de sabor à medida que se propagam no espaço. A primeira dessas observações aconteceu mediante ao chamado Homestake Experiment, do qual observou-se um déficit no fluxo de neutrinos solares em relação à previsão do Modelo Padrão, usando um detector à base de cloro (JR; HARMER; HOFFMAN, 1968). Tal mudança implica que neutrinos têm massas diferentes e com mistura significativa. Por sua vez, implica que neutrinos não são "sem massas" como se esperava pela teoria.

Este fenômeno foi descrito por Pontecorvo, em 1968 (PONTECORVO, 1957), e medido posteriormente. Para entendê-lo, podemos fazer uma analogia ao do decaimento do bóson W (virtual) em um par de quarks. Tal decaimento é do tipo

$$W^- \rightarrow \bar{u} + d', \quad (2.2)$$

$$W^- \rightarrow \bar{c} + s', \quad (2.3)$$

$$W^+ \rightarrow \bar{t} + b', \quad (2.4)$$

onde por exemplo, o quark d' produzido em associação com um $\bar{u}$, é uma superposição linear de três estados que têm carga $-1/3$ e massa bem definida: d , s e b (e similarmente para s' e b'). Dessa forma, denotamos que os estados produzidos nos vértices W são conectados aos autoestados da Matriz Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (KOBAYASHI; MASKAWA, 1973)

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V^{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

Assim é natural esperar que esses fenômenos de "mistura" também possam acontecer no setor dos léptons, de modo que os neutrinos ν_ℓ , produzidos em associação aos léptons carregados ℓ^- , não terão

¹ O que inclui experimentos de desintegração beta, espalhamento de neutrinos (GARGAMELLE...), detecção de neutrinos solares e oscilação de neutrinos (SUPER-KAMIOKANDE...). Esses experimentos fornecem evidências sólidas da conservação do número leptônico ao longo das últimas décadas.

massa bem definida, mas serão uma combinação linear dos estados que têm massas bem determinadas

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U^{PMNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

onde U^{PMNS} é a matriz de Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata (MAKI; NAKAGAWA; SAKATA, 1962). As diferenças começam quando notamos que neutrinos têm massas pequenas o suficiente para ocorrer o fenômeno da oscilação de sabores. Isto é, bem diferente do que acontece com os quarks, dos quais é possível determinar as massas ao medirmos seu estado final, é muito difícil medir a massa dos neutrinos. Portanto, as amplitudes de produção de neutrinos, com diferentes massas, devem ser somadas de forma corrente.

Como as amplitudes de diferentes componentes de massa evoluem de forma diferente em relação ao espaço e/ou ao tempo, adquirindo diferentes fases da mecânica quântica, segue-se que o sabor é uma função periódica do tempo. Em outras palavras, tal qual na Figura 3, se um neutrino do

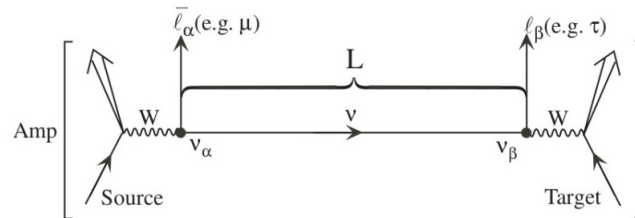


Figura 3 – Mudança de sabor de neutrinos (oscilação) no vácuo. “Amp” denota uma amplitude.

tipo ν_μ é produzido em um ponto A, uma medição próxima a esse ponto de criação resultará na produção de léptons carregados do tipo e^- , mas em um ponto mais distante, o mesmo neutrino pode gerar também partículas τ (ou mesmo e^-) se as fases quânticas de seus diferentes componentes se tornaram significativamente diferentes umas das outras. Isso também pode ser entendido como quanto mais próximas as massas de neutrinos estiverem uma das outras, maior o tempo necessário para ter diferentes fases apreciáveis entre as diferentes componentes. Uma observação importante sobre essa afirmação é que, uma vez que a $v_\nu \approx c$, a probabilidade de transição para um sabor diferente torna-se significativamente diferente de 0 somente para longas distâncias entre os pontos de produção e detecção.

2.1.1 Mistura de Sabor

Para começar, vamos supor que os neutrinos tenham massas; assim há um espectro de autoestados de massas de neutrinos ν_i (onde $i = 1, 2, 3$), cada um com massa m_i . Distinguímos-os nos termos de seus sabores. Definimos os três estados de sabores em ν_α , com $\alpha = e, \mu, \tau$ (como observado experimentalmente).

A mistura pode ser descrita observando que cada um dos três sabores de neutrino pode ser descrito como uma superposição de auto estados de massa. Por exemplo, consideremos mais uma vez o seguinte

decaimento

$$W \rightarrow \nu_\ell + \bar{\ell}_\alpha, \quad (2.7)$$

onde, como já visto, ℓ_α é um lépton carregado com sabor α . A mistura então implica que cada vez que esse decaimento produz um determinado ℓ_α , o autoestado de massa de neutrino que o acompanha não é o mesmo ν_i , mas sim qualquer ν_i (ainda que o lépton tenha um sabor fixo). Assim, cada ν_α é na verdade uma superposição de vários autoestados ν_i , dos quais, é claro, apenas um estado pode ser distinguido durante uma única observação. Dito isso, podemos descrever um estado de sabor $|\nu_\alpha\rangle$ na forma

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle, \quad (2.8)$$

onde $U_{\alpha i}$ pode ser escrito na forma de matriz na mistura leptônica, como mostrado anteriormente. Tal matriz pode ser descrita como uma matriz de mistura típica. Assumindo aqui que $i = 1, 2, 3$ e $\alpha = e, \mu, \tau$:

$$U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

Sabendo por meio do Modelo Padrão que a matriz de mistura é unitária,

$$UU^\dagger = U^\dagger U = \mathbb{I}, \quad (2.10)$$

tem-se a possibilidade de expressar cada autoestado de massa com uma superposição de sabores,

$$|\nu_i\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i}^* |\nu_\alpha\rangle, \quad (2.11)$$

onde obtemos que a matriz responsável pela mistura, nesse caso, é dado por $U^\dagger = (U^*)^T$.

Assumindo que há três autoestados de massa, a lagrangiana pode ser expressa em termos dos autoestados de massa (base) como

$$\mathcal{L} = \bar{\nu}_i M_D \nu_i = \begin{pmatrix} \bar{\nu}_1 & \bar{\nu}_2 & \bar{\nu}_3 \end{pmatrix} \underbrace{\begin{pmatrix} m_1 & 0 & 0 \\ 0 & m_2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3 \end{pmatrix}}_{M_D} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

Temos também que $\mathcal{L}$ também pode ser expressa nas bases dos sabores

$$\mathcal{L} = \begin{pmatrix} \bar{\nu}_e & \bar{\nu}_\mu & \bar{\nu}_\tau \end{pmatrix} \underbrace{\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{pmatrix}}_M \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

onde M seria diagonal se não houvesse mistura. Desse modo assumindo que M é simétrica, temos

$$M_D = U^\dagger M U. \quad (2.14)$$

De (2.8) e (2.11), ainda podemos tomar que a fração de sabor α em ν_i , e equivalentemente, a fração de i -ésima massa em ν_α é $|U_{\alpha i}|^2$. Desse modo esta é, portanto, a probabilidade que o neutrino terá massa m_i quando um ℓ_α for observado observado no decaimento (2.7).

2.1.2 Oscilação de Neutrino

Ainda que haja dificuldade em determinar o tipo de neutrino encontrado temos, por outro lado, que o lépton carregado produzido ao lado de um neutrino pode ser facilmente detectado. Por meio dessa associação é que podemos identificar seu sabor. Assim como determinamos o sabor do neutrino produzido perto da fonte (digamos α), podemos da mesma forma, no final de um comprimento L , determinar o sabor do neutrino que reage com o detector e produz um lépton carregado. Determinando o sabor do lépton carregado no detector podemos encontrar o sabor final do neutrino (digamos β). Assim, se $\alpha \neq \beta$, então o neutrino mudou seu sabor durante a jornada. Esta mudança de sabor de neutrino, $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$, é um efeito da mecânica quântica e, deste modo, podemos determinar a probabilidade de tal mudança por

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |Amp(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)|^2. \quad (2.15)$$

Como cada ν_α é uma superposição de ν_i 's, temos que somar individualmente cada contribuição de cada viagem de ν_i . Dito isso, encontramos a amplitude denotada por $Amp(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$, como

$$Amp(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i U_{\alpha i} prop(\nu_i) U_{\beta i}^*, \quad (2.16)$$

onde $U_{\alpha i}$ indica amplitude de probabilidade de ν_i quando ℓ_α é produzido na fonte, $prop(\nu_i)$ indica a amplitude para ν_i propagar da fonte até o detector e $U_{\beta i}^*$ a amplitude para ν_i quando ℓ_β é produzido no detector.

É possível determinar a $prop(\nu_i)$ pelos seguintes passos. Primeiro, no referencial de repouso do neutrino seu vetor de estado em função do tempo, τ , pode ser encontrado usando a equação de Schrödinger:

$$i \frac{\partial}{\partial \tau} |\nu_i(\tau)\rangle = m_i |\nu_i(\tau)\rangle, \quad (2.17)$$

cuja solução será

$$|\nu_i(\tau)\rangle = e^{-im_i\tau} |\nu_i(0)\rangle. \quad (2.18)$$

Desse modo, a amplitude do neutrino ν_i viajar no tempo τ_0 é dada por:

$$\langle \nu_i(0) | \nu_i(\tau_0) \rangle = e^{-im_i\tau_0}. \quad (2.19)$$

Logo, se τ_i for o tempo que o neutrino ν_i leva para viajar de sua fonte até o detector em seu referencial

de repouso, tem-se

$$prop_{repouso}(\nu_i) = \langle \nu_i(0) | \nu_i(\tau_i) \rangle = e^{-im_i\tau_i}. \quad (2.20)$$

No entanto, precisamos de $prop(\nu_i)$ no referencial de laboratório. Portanto, colocando no referencial de laboratório, com a transformação de Lorentz, temos pela sua invariância:

$$m_i\tau_i = E_it - p_iL, \quad (2.21)$$

onde L é a distância entre a fonte e o detector, t o tempo do referencial de laboratório, E_i é a energia e p_i é o momento do autoestado de massa ν_i , respectivamente. Podemos ainda eliminar p_i usando $p_i = \sqrt{E^2 - m^2}$ e também o fato de que a massa dos neutrinos é extremamente pequena, $m_i^2 \ll E^2$. Dessa forma a equação anterior fica:

$$m_i\tau_i \approx Et - EL + \frac{m_i^2}{2E}L = E(t - L) + \frac{m_i^2}{2E}L \quad (2.22)$$

Aqui usamos o mesmo E para diferentes autoestados de massa. Isto pode ser justificado da seguinte forma: Suponha que dois componentes diferentes, ν_i e ν_j , tenham diferentes energias E_i e E_j . No momento em que chegam ao detector, eles têm fases de e^{-iE_it} e e^{-iE_jt} respectivamente, onde t é o tempo de viagem no referencial de laboratório. Acontece então uma detecção de uma interferência causada por dois componentes com uma diferença de fase de $e^{-i(E_i-E_j)t}$, que desaparece em média ao longo do tempo para $i \neq j$. Assim, apenas os componentes com a mesma energia serão detectados. O termo $E(t - L)$ é, portanto, comum a todos os autoestados de massa interferentes, de modo que temos

$$prop(\nu_i) = e^{-i\frac{m_i^2}{2E}L}. \quad (2.23)$$

Portanto, $Amp(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ é dada como:

$$Amp(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i U_{\alpha i} e^{-i\frac{m_i^2}{2E}L} U_{\beta i}^*, \quad (2.24)$$

de modo que de (2.15), temos a probabilidade de $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ como sendo por fim

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2\left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E}\right) \\ &\quad + 2 \sum_{i>j} \Im(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin\left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E}\right). \end{aligned} \quad (2.25)$$

A partir desse resultado, como mostrado em (KAYSER, 2004), é possível fazer análises e tirar algumas conclusões:

1. Como a probabilidade de uma mudança de sabor de neutrino é soma de uma função senoidal e uma função seno ao quadrado, e ambas oscilando com o valor de L/E , temos como consequência a determinação, teórica e generalizada, que ocorrem as oscilação dos sabores de neutrino.

2. Para estender (2.25) aos antineutrinos, assumimos que a invariância CPT é verdadeira. Sob essa suposição, o processo $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta$ é a imagem espelhada CPT de $\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha$, de modo que

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha). \quad (2.26)$$

Trocando então α por β em $U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*$, temos $U_{\beta i}^* U_{\alpha i} U_{\beta j} U_{\alpha j}^*$. Essa troca nada mais é do que $[U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*]^\dagger$. Assim sendo, na expressão $P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha)$ precisamos simplesmente inverter o sinal do termo $\Im(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*)$ em (2.25). Dessa forma, temos que

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2\left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E}\right) - 2 \sum_{i>j} \Im(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin\left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E}\right). \quad (2.27)$$

3. Se neutrinos não tivessem massa, então a diferença de massas ao quadrado seria $\Delta m_{ij}^2 = 0$. O que, por sua vez, reduziria as equações (2.25) e (2.27) a

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta}, \quad (2.28)$$

e nos daria uma probabilidade nula do evento $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ ocorrer, dado que, para $\alpha \neq \beta$, $\delta_{\alpha\beta}$ é igual a zero.

Então o fato de neutrinos terem sofrido alteração de sabor no vácuo implica que neutrinos não são “sem-massa” e os autoestados não são degenerados.

4. Como fizemos o cálculo sem interação alguma (isto é, no vácuo) fica claro que a mudança de sabor não ocorre por interação com matéria.
5. Se não existe mistura leptônica, todos os termos não-diagonais de $U_{\alpha i}$ serão zeros e então mais uma vez teríamos

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta}. \quad (2.29)$$

Isto é, como a troca de sabor fora detectada no vácuo implica também que existe mistura leptônica.

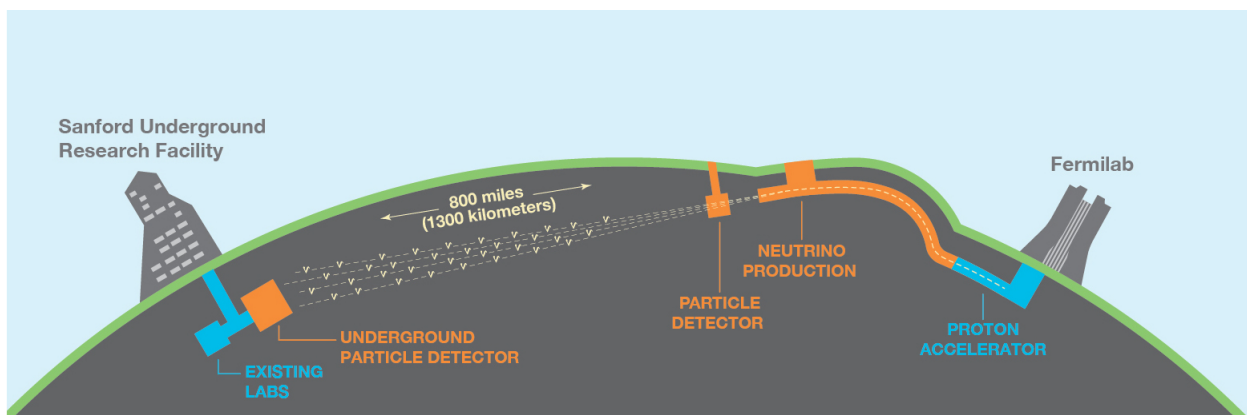
6. Embora possamos descobrir a diferença de massa ao quadrado a partir dos experimentos, não podemos descobrir a massa de cada autoestado.

3 DEEP UNDERGROUND NEUTRINO EXPERIMENT (DUNE):

O DUNE é um experimento internacional para a ciência de neutrinos e decaimento de próton, organizado pelo Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab) do Departamento de Energia dos EUA e tem sua principal base situada no estado Illinois. Para entender o experimento de forma geral podemos separar sua estrutura em três componentes centrais:

- 1 O Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF), um complexo que fornece a fonte de neutrinos de alta intensidade, gerada a partir de um acelerador de prótons da classe Megawatt no Fermilab;
- 2 Um detector composto próximo (Near Detector - ND) instalado a jusante, próximo da fonte de neutrinos, em Baltavia-Illinois, com objetivo de verificar os acontecimentos logo após o disparo do feixe;
- 3 Um detector massivo mais distante (Far Detector - FD) situado a 1,5 km do subsolo, no Sanford Underground Research Facility (SURF), em Lead-Dakota do Sul, que fica a 1300 Km de distância da fonte.

Figura 4 – Desenho ilustrando a configuração da linha de luz LBNF no Fermilab, em Illinois, e os detectores DUNE em Illinois e Dakota do Sul, separados por 1300 km.



FONTE: Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE). Far Detector Technical Design Report. Volume I: Introduction to DUNE (ABI et al., 2018a).

Um relatório prévio, o P5 (PANEL, 2008), estabeleceu que o objetivo do experimento era determinar a violação de CP leptônica, com uma precisão de pelo menos três desvios padrão, (3σ), em mais de 75% do intervalo de valores possíveis (0 a 2π) da desconhecida fase de violação de CP, δ_{CP} . É impossível fornecer cobertura de 100%, pois os efeitos de violação de CP desaparecem quando o valor de δ_{CP} se aproxima de 0 ou π . O experimento deve ter ainda a capacidade de procurar explosões de neutrinos de supernova (SNBs) e decaimento de prótons, proporcionando uma melhoria significativa na sensibilidade de descoberta em relação às pesquisas atuais de decaimento de prótons

Com base nesses objetivos o relatório afirmou que os requisitos mínimos para prosseguir são a capacidade para atingir uma exposição de $120 \text{ kt} \cdot \text{MW} \cdot \text{ano}$ ¹, até o período de 2035.

O que segue agora é uma breve explicação de algumas especificações do experimento, sendo algumas citadas no relatório e outras sendo implícitas ao experimento, como por exemplo o porquê da necessidade de se realizar tais observações no subsolo da Terra.

Começamos exatamente pela necessidade de se realizar os experimentos no subsolo. Temos que, dada a taxa de raios cósmicos na superfície e os parâmetros do feixe de neutrinos, a proporção de eventos de neutrinos para raios cósmicos seria inferior ao limite determinado e, por consequência, o potencial de descoberta para os objetivos físicos de oscilação do DUNE seria muito pequeno. Em contrapartida a 1500 *m* de profundidade no SURF esta proporção torna-se ligeiramente superior a um milhão de eventos, o que eleva o potencial de possíveis descobertas a um nível muito viável.

Ainda temos os neutrinos das supernovas, que têm energias da ordem de 100 vezes menores do que os neutrinos do feixe e seria quase impossível identificá-los na superfície. Uma busca pelo decaimento do nucleon, uma das características dos neutrinos, com resultado substancial, também não é possível na superfície.

Para atingir a precisão necessária em suas medições, o DUNE precisará coletar milhares de interações de neutrinos em um período de aproximadamente 10 anos. O número de interações é o produto entre a intensidade do feixe de neutrinos, a probabilidade de um neutrino oscilar (o que fica entre 20% e 30%), a seção de choque da interação e a massa do detector. Uma estimativa desses valores aponta para uma massa necessária do detector na faixa de dezenas de quilotoneladas. Os criostatos DUNE FD irão conter 17,5 kt de LAr cada, para um total de cerca de 70 kt, dos quais pelo menos 40 kt serão englobados pelos quatro módulos detectores como massa fiducial. A massa fiducial representa a parte específica do detector ou do volume de interesse, no qual os eventos são efetivamente detectados e utilizados na análise de dados, sendo essencial para calcular a taxa de detecção de eventos raros ou para estimar a quantidade de partículas ou eventos estudados em uma determinada análise.

Este requisito implica o uso da tecnologia da Câmara de Projeção Temporal a base de Argônio Líquido (LArTPC), que permite uma resolução mais fina - frente a tecnologias anteriores - para detectores de partículas em escala de quilotoneladas. Essa resolução aprimorada leva a uma maior eficiência na distinção de eventos dos sinais de *background*. Por sua vez, essa maior eficiência leva a uma redução no tamanho necessário do detector e é especialmente importante para o programa de linha de base longa, com um feixe de neutrinos de banda larga. Por exemplo, a sensibilidade do DUNE à componente ν_e do fluxo de neutrinos de supernovas, prevalente na fase de neutronização², irá fornecer informações distintas em relação àquela fornecida por detectores baseados em água ou cintiladores orgânicos, nos quais interações do antineutrino de elétron ($\bar{\nu}_e$) dominam.

A distância ideal para o FD, na linha de base, poder determinar a hierarquia de massa, observar violação de CP e observar a fase δ_{CP} , está entre 1.000 e 2.000 *Km*. Se essa linha de base fosse mais

¹ Onde $1 \text{ kt} \cdot \text{MW} \cdot \text{ano}$ é a quantidade de exposição que um detector, com uma massa-alvo de 1 *kt* de argônio líquido, obterá em um ano usando um feixe de prótons de 1 *MW* para gerar os neutrinos. A exposição aumenta linearmente à medida que cada um dos fatores aumenta.

² A explosão de neutronização acontece quando a matéria atinge a densidade nuclear e o choque da supernova se forma, liberando os núcleons dos núcleos. Assim os prótons, agora não mais suprimidos, capturam elétrons rapidamente, produzindo uma explosão de ν_e ,

curta, a energia ideal do neutrino seria menor, o segundo máximo de oscilação seria muito baixo em energia para ser visível e a sensibilidade da paridade de carga (CP) reduzida por ambiguidades da ordenação de massa desconhecida. Em linhas de base mais longas, a sensibilidade do CP é prejudicada pelos efeitos da matéria que aumentam com a linha de base. Portanto, a linha de base de 1300 *km*, oferecida pela localização do FD no SURF, é otimizada para os objetivos de física de oscilação de neutrinos do programa DUNE.

A física que o DUNE buscará exige medições no nível de poucos por cento. Com apenas um detector do conjunto do FD, os fluxos de neutrinos seriam conhecidos apenas em cerca de 10% e as taxas de interação em, no máximo, 20%. Para reduzir adequadamente essas incertezas é necessário medir os neutrinos em locais diferentes, um próximo e um local mais distante da fonte³, usando o mesmo núcleo alvo em ambos os detectores, e extrair as medições físicas das diferenças entre os dois.

Nesse sentido o ND, será menor que o FD e deve ser mais multifuncional, uma vez que as diferenças nas medidas não se devem apenas às oscilações. A taxa do detector é o produto entre o fluxo de neutrinos, a resposta do detector, e a seção de choque de interação. Os detectores diferirão entre os dois primeiros, devido a outros fatores também (por exemplo, taxa de eventos e geometria). O ND deve ser capaz de medir os fatores que entram na taxa do detector separadamente.

O intenso feixe de neutrinos de banda larga, o detector maciço LArTPC, e o Near Detector composto (isto é, multi-funcional) fornecerão um programa científico auxiliar para o experimento DUNE, além de seus objetivos primários. O que incluem medições de transição de sabor de neutrino baseadas em acelerador (com sensibilidade à física além do Modelo Padrão), medições de aparência de neutrinos do tau, ν_τ , medições de fenômenos de oscilação de neutrinos usando neutrinos atmosféricos e um programa de física de interação de neutrinos usando o DUNE ND.

Ainda mais a frente, há possibilidade de avanços na tecnologia LArTPC durante a construção do FD, que podem abrir possibilidades para observar fenômenos de energia muito baixa, como neutrinos solares ou mesmo as medições de fluxo de neutrinos de supernovas difusas, que exigem uma sensibilidade que atualmente está além do alcance previsto.

Completando a análise do projeto, seguem agora três seções que dissecam ainda mais a descrição das principais peças do experimento DUNE: O LBNF, o Near Detector e o Far Detector:

3.1 LONG-BASELINE NEUTRINO FACILITY (LBNF)

O LBNF, no Fermilab, fornecerá o feixe de neutrinos para os detectores, o Near Detector e o Far Detector, numa configuração de eixo (ABI et al., 2018a). Tal processo começa no Proton Improvement Plan II (PIP-II), um acelerador de prótons linear, que fornecerá cerca de 1, 0 a 1, 2 *MW* de potência do feixe de prótons, entre Fermilab Main Injector e o LBNF. Por sua vez o LBNF (ACCIARRI et al., 2016) apontará e focalizará o feixe de prótons, que em uma ampla faixa de energia (variando de 60 *GeV* a 120 *GeV*) colidirão com um alvo de produção de alta potência, criando um feixe secundário e do qual emergirá o intenso fluxo de neutrinos que viajará em direção dos detectores. Uma atualização planejada, adicional ao complexo de aceleradores, poderá fornecer até 2, 4 *MW* de potência de feixe até 2035, potencialmente estendendo o alcance da ciência no DUNE.

³ Por exemplo, 500 *m* da fonte de neutrinos e 1300 *km* de distância

De modo mais detalhado, o acelerador de partículas (PIP-II) tem cavidades supercondutoras que acelerarão os prótons até 800 milhões de elétron-Volts, enquanto viajam pela máquina de 215 metros de comprimento.

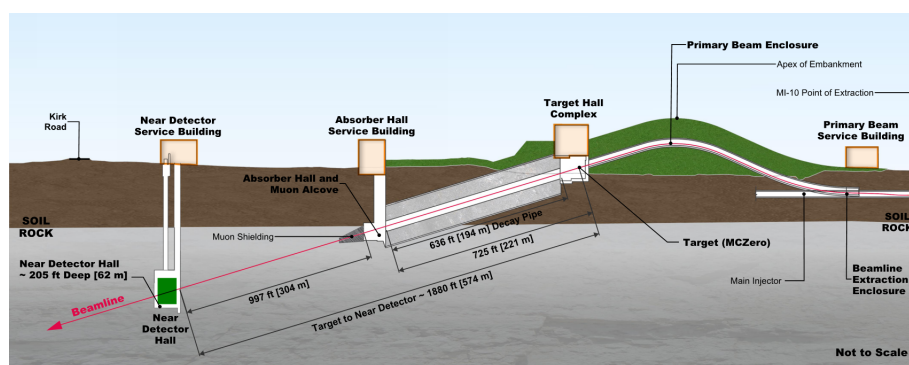
Este feixe de prótons ganhará mais energia à medida que avança através da cadeia de aceleradores de partículas do Fermilab. Movendo-se para o Booster, onde terá um impulso extra e alcançará até 8 bilhões de elétron-Volts, e para o Injetor Principal, o maior acelerador do Fermilab, os prótons irão acelerar até a sua energia mais alta: 120 GeV. Assim que sair do acelerador, no final da cadeia, o feixe de prótons se moverá quase tão rápido quanto a velocidade da luz e carregará mais de 1 megawatt de energia.

Os prótons serão então extraídos do Injetor Principal e direcionados precisamente para os detectores DUNE. Viajando por uma nova linha de luz, eles finalmente se chocarão com o alvo, uma haste cilíndrica de grafite.

As colisões dos prótons com o alvo produzem outras partículas com carga elétrica, que serão rapidamente focadas em um feixe compacto por uma série de ímãs, os chamados chifres. Essas novas partículas decaem em neutrinos, que por sua vez não podem mais ser dirigidos por ímãs e continuarão viajando pela matéria. Os neutrinos passam primeiramente por um detector no local do Fermilab (ND) e, depois de 1.300 quilômetros pela Terra, passarão pelo o enorme conjunto de detectores (FD) a base de argônio líquido, no subterrâneo de Dakota do Sul. A distância entre o detectores ND e FD, a qual chamaremos de linha de base, fornece sensibilidade máxima para as propriedades que os cientistas desejam medir.

Ainda ao alternar os chifres, para selecionar e focalizar partículas com a carga elétrica oposta, também será possível produzir um feixe de antimatéria, isto é, os antineutrinos.

Figura 5 – Desenho ilustrando a configuração dos componentes que irão acelerar os prótons e que posteriormente nos fornecerão os neutrinos. Na ilustração também se encontra a configuração do Near Detector em relação ao complexo que produzirá o feixe de neutrinos no Fermilab.



FONTE: Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE). Far Detector Technical Design Report. Volume I: Introduction to DUNE (ABI et al., 2018a).

3.2 NEAR DETECTOR

O ND servirá como controle do experimento, restringindo erros sistemáticos e medindo os espectros de energia iniciais não oscilantes de ν_μ e ν_e (e o dos antineutrinos correspondentes) (ABI et al., 2018a).

Comparar os espectros de energia de neutrinos medidos perto da fonte do feixe, antes que qualquer oscilação ocorra, e novamente num local distante (no caso, aqui no FD) nos permite separar os diferentes efeitos dependentes de energia, que modulam o espectro do feixe, e reduzir as incertezas sistemáticas ao nível necessário, para assim descobrir a violação de CP. Seu outro papel fundamental é medir as interações neutrino-argônio - usando argônio gasoso e líquido - com alta precisão, o que reduzirá ainda mais as incertezas sistemáticas associadas à modelagem dessas interações.

O ND terá um programa de física próprio também, independente do FD. Este programa incluirá a medição de interações de neutrinos para explorar os dois pilares do Modelo Padrão: física eletrofraca e a cromodinâmica quântica. Ele também explorará a física além do Modelo Padrão procurando interações fora do modelo, neutrinos estéreis, fótons escuros e outras partículas exóticas.

O ND estará localizado a 574 m abaixo da fonte do feixe de neutrinos, e incluirá três componentes detectores primários. 1) Um LArTPC chamado ArgonCube. 2) Uma câmara de projeção temporal (TPC) de argônio gasoso em alta pressão (HPgTPC), cercado por um calorímetro eletromagnético (ECAL) em um campo magnético de 0,5 T, chamado em conjunto de detector multifuncional (MPD). 3) Por fim, o ND terá um monitor de feixe no eixo chamado Sistema para Detecção de Neutrinos no Eixo (SAND).

Esses componentes cumprem importantes funções individuais e sobrepostas na missão do Near Detector. Os dois primeiros podem se mover fora do eixo em relação ao feixe, fornecendo acesso a diferentes espectros de energia de neutrinos. O movimento fora do eixo, chamado DUNE Precision Reaction-Independent Spectrum Measurement (DUNE-PRISM), fornece um grau extra crucial de liberdade para as medições ND e é parte integrante do conceito DUNE-ND.

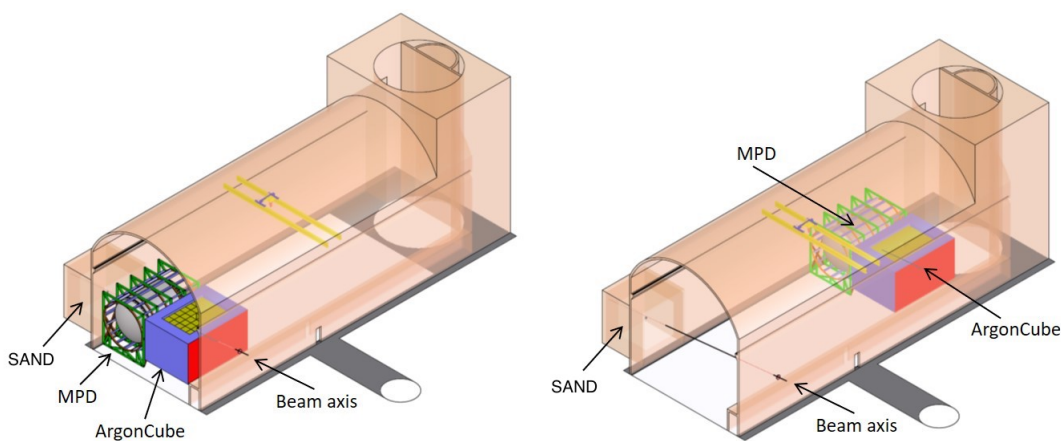


Figura 6 – O complexo DUNE-ND mostrado com as componentes detectores todos na configuração no eixo (esquerda) e com o LArTPC e MPD em uma configuração fora do eixo (direita). O monitor de feixe (SAND) é mostrado em posição no eixo do feixe em ambas as figuras. O feixe é mostrado entrando no corredor na parte inferior viajando da direita para a esquerda.

FONTE: Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE). Far Detector Technical Design Report. Volume I: Introduction to DUNE (ABI et al., 2018a).

O detector ArgonCube contém o mesmo núcleo alvo e tem alguns aspectos de forma e funcionalidade como o Far Detector. Esta semelhança no núcleo alvo e tecnologia, reduz a sensibilidade aos efeitos nucleares e incertezas sistemáticas sinalizadas pelo detector na extração do si-

nal de oscilação no FD. O ArgonCube é grande o suficiente para fornecer estatísticas altas (1×10^8 eventos carregados de ν_μ por ano, no eixo) e seu volume é suficientemente grande para fornecer boa contenção de hádrons. O rastreamento e a resolução de energia, combinados com a massa de LAr, permitirão a medição do feixe de neutrinos por meio de diversas técnicas.

A recepção de energia LArTPC cai para múons, com um momento medido superior a $\sim 0,7 \text{ GeV}/c$, porque os múons não estarão contidos no volume LArTPC. Como o momento do múon é fundamental para determinar a energia do neutrino de entrada é necessário um espectrômetro magnético após o LArTPC, para medir o momento e a carga dos múons. No conceito do Near Detector, o detector multifuncional (MPD) fará essas medições. O HPgTPC fornecerá um meio de baixa densidade com excelente resolução de rastreamento para múons do LArTPC.

O LArTPC e o MPD podem ser movidos lateralmente até 33 m para obter dados em posições fora do eixo do feixe (DUNE-PRISM). À medida que os detectores se movem para fora do eixo, o espectro do fluxo de neutrinos incidente muda com a energia média caindo e o espectro se tornando mais monocromático. Como o conceito DUNE é baseado na reconstrução do espectro de neutrinos dependente de energia e na comparação de medições em locais distantes e próximos, a capacidade de fazer medições no local próximo - e fora do eixo - nos permitirá desemaranhar os efeitos que de outra forma são degenerados e são, por sua vez, causa direta dos vieses sistemáticos da reconstrução de energia.

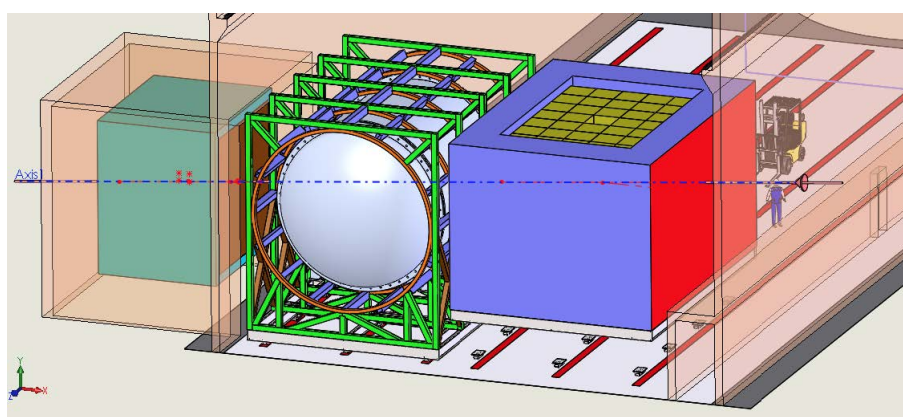


Figura 7 – O complexo DUNE-ND comparado com uma pessoa de estatura média, tendo eixo do feixe de neutrino mostrado como se entrasse pela direita. Os neutrinos encontram primeiro o LArTPC (direita), o MPD (centro) e, em seguida, o monitor de feixe no eixo (esquerda).

FONTE: Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE). Far Detector Technical Design Report. Volume I: Introduction to DUNE (ABI et al., 2018a).

O componente final do conjunto DUNE-ND é o SAND, um monitor de feixe, que permanece no eixo o tempo todo e serve como um monitor dedicado ao espectro de neutrinos. Ele também pode fornecer a determinação de fluxo de neutrinos no eixo, que pode ser usado como um importante ponto de comparação e uma verificação cruzada sistemática para o fluxo determinado pelo ArgonCube.

3.3 FAR DETECTOR

O Far Detector, por sua vez, será composto por quatro módulos detectores LArTPC (Câmara de Projeção Temporal a base de Argônio Líquido) instalados a aproximadamente 1300 quilômetros do ND e a 1,5 km a baixo da superfície (ABI et al., 2018a). Cada módulo contará com uma massa fiducial de pelo menos 10 kt de Argônio líquido (LAr), na região sensível do criostato. O LAr é escolhido mais uma vez porquê tem excelente desempenho de rastreamento e calorimetria. Cada LArTPC cabe dentro de um criostato de dimensões internas, 15,1 m (*largura*) $\times$ 14,0 m (*altura*) $\times$ 62,0 m (*comprimento*) e a massa total de LAr será de cerca de 17,5 kt.

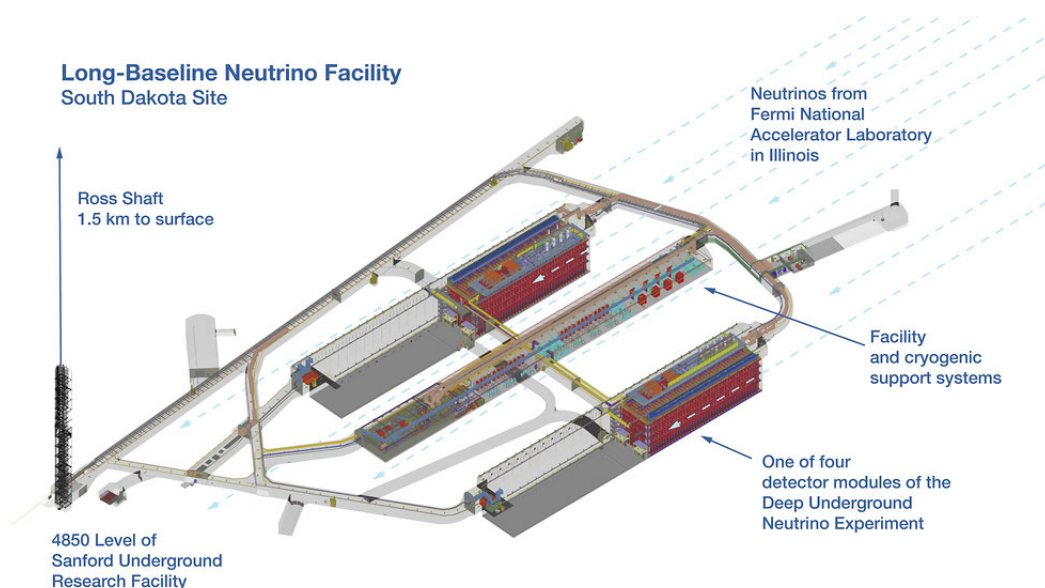


Figura 8 – O complexo DUNE-FD, com seus quatros módulos de detectores à 1,5 km da superfície. Tendo eixo do feixe de neutrinos mostrado como se entrasse da direita para a esquerda, de cima para baixo. Os neutrinos encontram os LArTPC's de forma homogênea, dado a abertura do fluxo.

FONTE: Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE). Far Detector Technical Design Report. Volume I: Introduction to DUNE (ABI et al., 2018a).

O DUNE está sendo desenvolvido com duas tecnologias de LArTPC. Uma tecnologia que é monofásica (SP), na qual todos os elementos detectores dentro do criostato são imersos em líquido. Uma outra com dupla fase (DP), na qual alguns componentes operam em uma camada de argônio gasoso acima do líquido.

O argônio é um excelente cintilador em um comprimento de onda de 126,8nm (UV), uma propriedade que ambos os projetos de detectores exploram. Esta luz de cintilação rápida (fótons), uma vez deslocada para o espectro visível, é coletada por detectores de fótons (PD's) em ambos os projetos. Essa coleta de luz fornece um tempo inicial (t_0) para cada evento registrado pela câmara de projeção temporal (TPC), indicando quando os elétrons de ionização começam a se deslocar. A comparação do tempo em que o sinal de ionização atinge o ânodo em relação a este tempo de início, permite a reconstrução da topologia do evento na coordenada do *drift* (que como veremos a frente, é horizontal e transversal ao feixe para SP e vertical para DP). Portanto, a precisão do t_0 medido corresponde

diretamente à precisão da reconstrução espacial nesta direção.

Os planos para os módulos SP e DP são descritos brevemente nas seções a seguir, mas em grande detalhe nos Volumes II e III do TDR (ABI et al., 2018b; ABI et al., 2018).

3.3.1 Módulo monofásico do Far Detector (SP)

Na tecnologia SP (ABI et al., 2018b), as cargas de ionização flutuam horizontalmente no LAr, sob a influência de um campo elétrico (E) e em direção a um ânodo vertical, onde são lidas. Esse projeto requer componentes eletrônicos de muito baixo ruído para obter uma leitura com uma boa relação sinal-ruído (signal-to-noise – S/N), porque não ocorre amplificação de sinal dentro do criostato. Essa tecnologia foi pioneira no projeto ICARUS, e é a tecnologia usada para o detector MicroBooNE, atualmente em operação do Fermilab, bem como o detector SBND, que está em construção. A Figura 9 a seguir mostra o princípio de funcionamento de um SP-LarTPC.

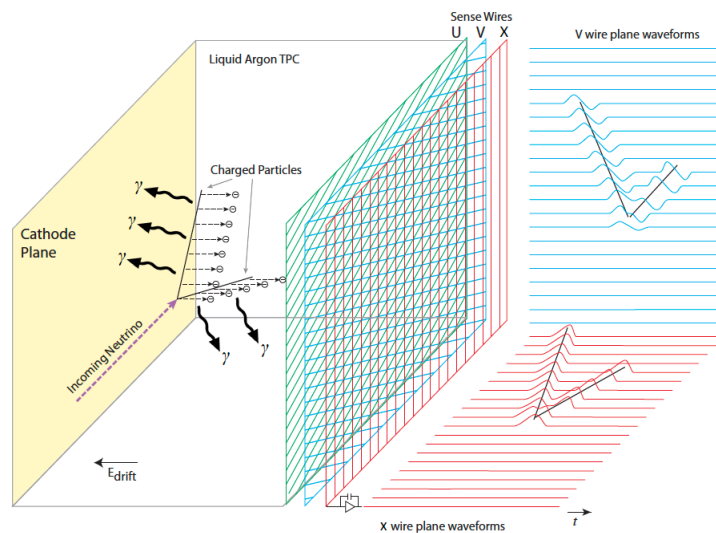


Figura 9 – O princípio de funcionamento geral de LArTPC com SP: Os elétrons de ionização carregados negativamente da interação com neutrinos derivam horizontalmente, em oposição ao campo E no LAr e são coletados no ânodo, que é composto pelos fios de sentido U , V e X . O lado direito representa as projeções de tempo em duas dimensões à medida que o evento ocorre. Detectores de luz (γ) (não mostrados) fornecerão o t_0 da interação.

FONTE: Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE). Far Detector Technical Design Report. Volume I: Introduction to DUNE (ABI et al., 2018a).

Por sua vez, a Figura 10 mostra a configuração de um módulo DUNE SP. Cada um dos quatro volumes de *drift* do LAr é submetido a um forte campo E de 500 V/cm , correspondendo a uma alta tensão catódica de 180 kV . O comprimento máximo de *drift* é de $3,5 \text{ m}$.

Um módulo SP é instrumentado com três grandes planos anódicos com um total de $(58,2 \text{ m})$ de comprimento e 12 m de altura. Tais planos são construídos a partir de montagens dos planos anódicos (APAs) que tem 6 m de altura por $2,3 \text{ m}$ de largura. Assim sendo, eles serão agrupados em dois APAs de altura por 25 m de largura (isto é, são 50 APAs por plano e 150 no total). Cada APA consiste em uma estrutura de alumínio com três camadas de fios ativos, amarrados em ângulos escolhidos para reduzir ambiguidades na reconstrução do evento e formando uma grade em cada lado da APA. A

tensão relativa entre as camadas é escolhida para garantir transparência dos elétrons, em *drifts*, das duas primeiras camadas (U e V). Essas camadas produzem sinais de indução bipolar à medida que os elétrons passam por elas. A camada final (X) coleta os elétrons que estão em *drift*, resultando em um sinal unipolar. O padrão de ionização coletado na grade de fios anódicos fornece a reconstrução nas duas coordenadas restantes perpendiculares à direção do *drift*.

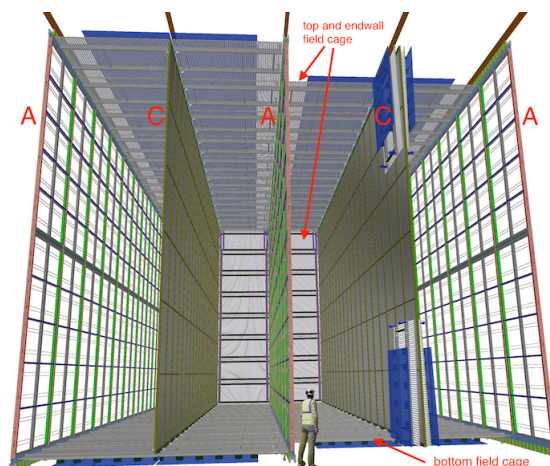


Figura 10 – Um módulo DUNE-FD-SP de 10 kt, com os planos alternados em 58, 2 m de comprimento (pra dentro da página) e 12, 0 m de altura. Observa-se também a disposição dos grandes planos de anodos (A) e catodos (C), bem como a gaiola de campo (FC) que circunda as regiões de *drift* entre os planos anódicos e catódicos.

FONTE: Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE). Far Detector Technical Design Report. Volume I: Introduction to DUNE (ABI et al., 2018a).

Novos detectores de fótons (PDs), baseados em fotomultiplicadores de silício (SiPM) chamados ARAPUCAs, são colocados no espaço inativo entre os planos de fio mais internos dos APAs e são instalados através de *slots* no quadro do plano. Cada APA contém dez módulos PD, formando um total de 1500 por módulo SP. Destes, 500 são montados nos APAs do plano do ânodo central, coletando luz de ambas as direções, e 500 são montados em cada uma das estruturas externas do APA, onde coletarão luz apenas da direção voltada para o interior.

3.3.2 Módulo de duas fases do Far Detector (PD)

A tecnologia com o módulo com dupla fase (DP) foi posta pela primeira vez, em larga escala por uma colaboração no CERN em 2015. Portanto, é menos madura que a tecnologia SP e, embora apresente alguns desafios, oferece várias vantagens. Aqui, as cargas de ionização flutuam verticalmente para cima em argônio líquido e são transferidas para uma camada de gás argônio, que fica logo acima do líquido. Dispositivos, chamados grandes multiplicadores de elétrons (LEMs), amplificam as cargas do sinal na fase gasosa antes de atingirem um ânodo horizontal. O ganho obtido no gás reduz os requisitos rigorosos do ruído eletrônico e o design geral aumenta o possível comprimento de *drift*, o que, por sua vez, requer uma tensão correspondentemente mais alta. A Figura 11 mostra o princípio de funcionamento de um LarTPC-DP.

O princípio de funcionamento do DP, ilustrado nessa figura, é muito semelhante ao do SP (ABI et al., 2018). Partículas carregadas que atravessam o volume ativo do LarTPC e ionizam o meio enquanto

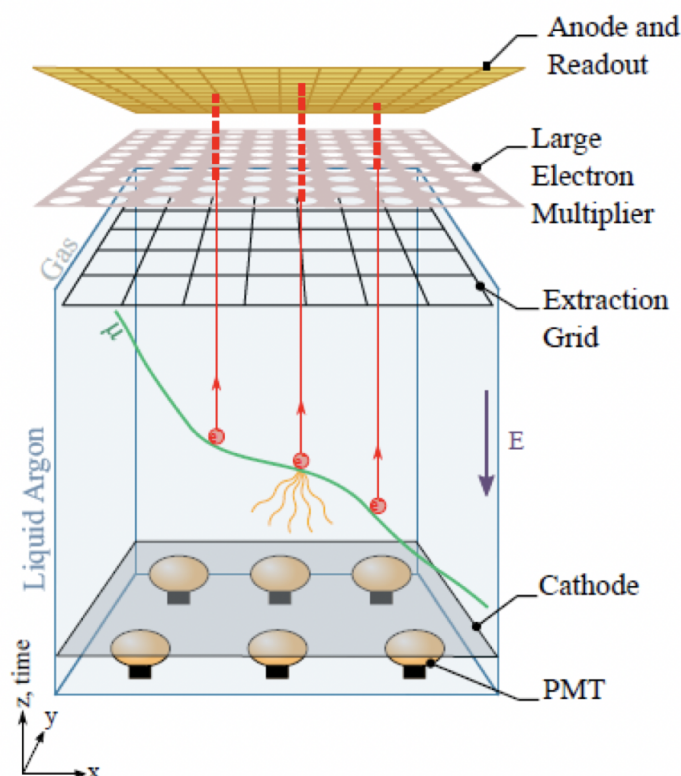


Figura 11 – O princípio geral de funcionamento do DP LArTPC: As cargas de ionização flutuam verticalmente para cima do LAr e são transferidas para uma camada de gás argônio acima do líquido, onde são amplificadas antes da coleta no ânodo. Os detectores de luz (PMTs) ficam sob o cátodo.

FONTE: Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE). Far Detector Technical Design Report. Volume I: Introduction to DUNE (ABI et al., 2018a).

também produzem luz de cintilação. Os elétrons de ionização derivam, neste caso verticalmente (também chamado de *vertical drift*) e para cima, em direção a uma grade de extração, que fica logo abaixo da interface líquido-vapor. Depois de atingir a grade, um campo E mais forte que o campo de *drift* de 500 V/cm , extrai os elétrons do líquido para a fase gasosa. Qualquer luz de cintilação produzida é medida nos PDs, que visualizam o interior do volume por baixo.

Uma vez no gás, os elétrons encontram detectores de gás de micropadrão, chamado LEMs, com regiões de alto campo nas quais são amplificados. A carga amplificada é então coletada e registrada em um ânodo 2D que consiste em dois conjuntos de tiras de cobre banhadas a ouro, que fornecem as coordenadas x e y , portanto, duas visualizações de um evento. Uma matriz de tubos foto-multiplicadores (PMTs), revestidos com um material de deslocamento de comprimento de onda, fica abaixo do cátodo para registrar o tempo (t_0) e as características de pulso da luz incidente.

A grade de extração, os detectores de gás (LEM) e o ânodo são montados em sanduíches de três camadas, com distâncias entre estágios e inter-alinhamento precisamente definidos. Estes componentes, por sua vez, são conectados horizontalmente em unidades de detecção modulares de 9 m^2 , chamadas planos de leitura de carga (CRPs).

O rastreamento de precisão e a calorimetria, oferecidos pelas tecnologias SP e DP, fornecem os recursos para identificar interações de interesse, enquanto mitiga fontes de background. Observamos

que se de um lado, o projeto SP tem vários volumes de deriva, o projeto do módulo DP permite um único volume LAr, totalmente homogêneo com um comprimento de *drift* muito maior.

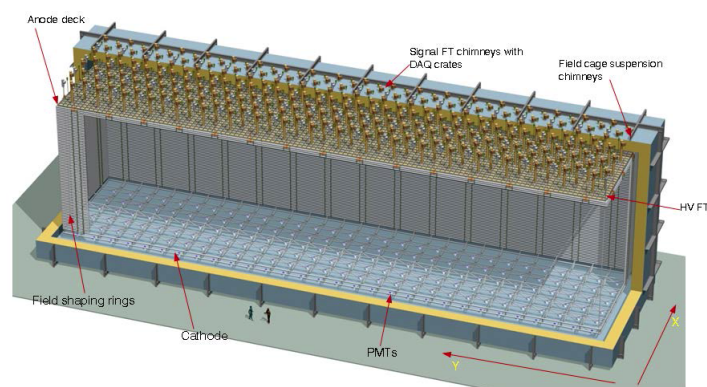


Figura 12 – Esquema de um módulo detector DUNE-FD-DP de 10 kt com cátodo, PMTs, FC e plano anódico com chaminés de passagem de sinal (as também chamadas chaminés-SFT). A direção do *drift* é vertical no caso de um módulo DP. A escala é indicada pelas figuras de duas pessoas em pé na frente do modelo.

FONTE: Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE). Far Detector Technical Design Report. Volume I: Introduction to DUNE (ABI et al., 2018a).

4 MODELO ESCOTOGÊNICO

Observando o cenário atual da física de partículas é possível afirmar que a explicação da origem da massa dos neutrinos, bem como de sua pequenez e a caracterização da matéria escura, estão entre os maiores desafios da comunidade científica. Dito isso, temos as teorias que estendem o Modelo Padrão (MP) e dessas podemos afirmar que as que mais atraem são aquelas que podem atacar e tentar resolver os vários problemas conhecidos em aberto. Uma dessas teorias, como bem demonstrado em (DUARTE, 2021), é o modelo escotogênico, proposto por Ernest Ma em 2006 (MA, 2006). A origem desse nome peculiar tem raiz nas palavras gregas “σκοτος (skótos – escuridão) + γεννη (jénis – gerado por/do)” e que significa algo como *produzido pela escuridão*, uma alusão que o autor faz em relação a possibilidade do modelo descrever ME. Isso porque o modelo prediz que a massa do neutrino é gerada a partir da correção quântica do propagador do neutrino de mão esquerda e a matéria escura é a partícula intermediadora na correção.

O modelo Escotogênico representa uma extensão mínima do Modelo Padrão, que adiciona um campo fermiônico (três neutrinos mão esquerda $N_{1,2,3}$) e um escalar (um dubleto escalar η) ao conteúdo usual de partículas, ambos ímpares sob a simetria de paridade $\mathbb{Z}_2$, que é adicionada para garantir a estabilidade da ME. Essa simetria discreta e exata, o que implica a impossibilidade de ser quebrada espontaneamente, impõe que os campos de matéria escura, responsáveis pela geração da matéria escura, devem ter uma paridade bem definida. Nesse caso, eles devem ser ímpares sob a transformação da simetria $\mathbb{Z}_2$. A simetria imposta é fundamental para o funcionamento do modelo, pois impede a mistura direta entre o neutrino e as partículas de matéria escura, conferindo ao neutrino a possibilidade de ser uma partícula de matéria escura estável. Portanto, entende-se que, sem ela, as massas de neutrinos não poderiam ser geradas em "nível de árvore", e nenhum dos candidatos a matéria escura poderia ser estável.

O que acontece, no entanto, é que a formulação do modelo Escotogênico simples proposta por Ma pode sofrer contradições e tudo por conta justamente da quebra espontânea da simetria de paridade, necessária para a consistência da teoria em baixas energias. Como mostrado em (MERLE; PLATTS; CHER, 2015), sem paridade o modelo perde a candidata a matéria escura e a massa do neutrino não pode mais ser gerada pela correção a *1-loop*.

4.1 MODELO ESCOTOGÊNICO SINGLETO+TRIPLETO

O problema da quebra de simetria é resolvido na teoria disposta em (HIRSCH et al., 2013), onde é proposto um modelo Escotogênico Singleto+Tripleto (MEST), que generaliza a ideia original brevemente apresentada anteriormente, tornando sua fenomenologia viável e substancialmente mais rica. Nesse caso, ao conteúdo usual do setor escalar do Modelo Padrão adicionam-se dois campos, um dubleto escalar η - ímpar sob a simetria $\mathbb{Z}_2$, que não adquire um valor esperado no vácuo (VeV) - e um tripleto escalar Ω , que permite a mistura das partes neutras dos novos férmions e que, junto com o bóson de Higgs, contribui para a massa dos campos físicos após a quebra espontânea da simetria de

gauge. Com relação aos campos fermiônicos, adicionam-se um tripleto de Majorana Σ e um singlete de Majorana F , ambos ímpares com relação a $\mathbb{Z}_2$.

4.1.1 Contexto do Mecanismo de Geração de Massa

Como geralmente as propostas de teorias além do Modelo Padrão implicam a existência de partículas pesadas, cuja produção exigiria uma quantidade enorme de energia (maior do que as energias nas quais a maioria dos experimentos atuais são realizados), somos impelidos a pensar então que os graus de liberdade pesados estão desacoplados em baixas energias, de modo que a influência dessas componentes pesadas seja insignificante na escala do experimento. A separação de estados pesados é um aspecto significativo da física de partículas de altas energias, dado que ela permite o estudo das partículas através dos aceleradores disponíveis atualmente. O teorema de Appelquist-Carazzone, teoricamente estabelecido em 1975 (APPELQUIST; CARAZZONE, 1975) desempenha um papel crucial nessa área. Além disso, teorias de campo efetivas, que agora são uma parte fundamental da física de partículas, foram delineadas por Weinberg em 1979 (WEINBERG, 1979).

Matematicamente, uma Lagrangiana efetiva pode ser expandida em um número finito de termos de dimensão de massa quatro ou menos, e uma torre de termos de dimensões maiores que quatro, isto é

$$\mathcal{L}_{ef} = \mathcal{L}_{d \leq 4} + \sum_i \frac{\mathcal{O}_i}{\Lambda^{dim(\mathcal{O}_i)-4}}, \quad (4.1)$$

onde Λ é a escala de energia e $dim(\mathcal{O}_i)$ é a dimensão de massa do operador $\mathcal{O}_i$.

Pelas simetrias do Modelo Padrão, para gerar massa para os neutrinos utilizando um operador efetivo é permitido apenas que este seja um operador de dimensão de massa cinco e, geralmente, esse operador é referido como o Operador de Weinberg. Este operador é uma combinação de quatro campos do Modelo Padrão, dois campos de léptons e dois campos de Higgs:

$$\mathcal{L}_\Lambda = \frac{f_{ij}}{\Lambda} (\nu_i \phi^0 - \ell_i \phi^+) (\nu_j \phi^0 - \ell_j \phi^+) + h.c., \quad (4.2)$$

sendo (ν_i, ℓ_i) e (ϕ^0, ϕ^+) os dubletos dos léptons e do bóson de Higgs do Modelo Padrão, respectivamente.

Na equação (4.2) temos uma nova física associada aos estados pesados “mensageiros”, cujas interações renormalizáveis fundamentais devem ser prescritas. A pequenez das massas dos neutrinos em comparação com as outras massas dos férmions sugere que a escala do mensageiro englobada em Λ deve ser muito maior do que a escala eletrofraca se o coeficiente f_{ij} na Eq. (4.2) for da ordem de $\mathcal{O}(1)$.

Ainda que o operador de Weinberg da Eq. (4.2) possa ser gerado por meio dos diversos tipos de mecanismo *Seesaw* e a massa dos neutrinos, em “nível de árvore”, possa ser gerada também a partir desse mesmo mecanismo, temos que o modelo Escotogênico é a realização a 1-loop deste operador, com a adição de uma nova simetria de paridade $\mathbb{Z}_2$. Desse modo, as partículas mediadoras que participam do *loop* não precisam ser tão pesadas como acontece nos casos do mecanismo *Seesaw* e, portanto, poderiam ser acessíveis aos colisores.

4.1.2 Conteúdo de partículas do Modelo Escotogênico Singleto+Tripleto

O conteúdo de partículas e as cargas associadas do MEST são mostrados na Tabela 1 a seguir. Lembrando que essa teoria é uma generalização do modelo proposto por Ma em 2006. Portanto, temos que além da simetria de *gauge* do Modelo Padrão é adicionado ao modelo uma simetria $\mathbb{Z}_2$ discreta, cujo papel é tornar estável a partícula de matéria escura e garantir a geração radiativa de massas aos neutrinos.

Tabela 1 – Conteúdo de partículas do MEST com os respectivos números quânticos associados e número leptônico (L)

	Modelo Padrão			Novos Férmions		Novos Escalares	
	L	e	ϕ	Σ	F	η	Ω
Gerações	3	3	1	1	1	1	1
$SU(3)_C$	1	1	1	1	1	1	1
$SU(2)_L$	2	1	2	3	1	2	3
$U(1)_Y$	-1	-2	1	0	0	1	1
$\mathbb{Z}_2$	+	+	+	-	-	-	+
L	1	1	0	0	0	-1	0

Fonte: Tese de doutoramento da Profa. Laura Cristina Duarte (DUARTE, 2021)

Agora portanto, podemos definir uma nova lagrangiana. Isto é, levando em consideração os novos campos e simetrias do modelo, os termos de Yukawa e o termo de massa de Majorana, temos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\Lambda \supset & -Y^{\alpha\beta} L_\alpha e_\beta \phi - Y_F^\alpha (\bar{L}_\alpha \tilde{\eta}) F - Y_\Sigma^\alpha \bar{L}_\alpha \Sigma^\dagger \tilde{\eta} - Y_\Omega Tr [\Sigma \Omega] F + \\ & -\frac{1}{2} M_\Sigma Tr (\bar{\Sigma}^c \Sigma) - \frac{M_F}{2} \bar{F}^c F + h.c., \end{aligned} \quad (4.3)$$

onde $\tilde{\eta} = i\sigma_2 \eta^*$. O primeiro termo de interação, $Y^{\alpha\beta}$, é referente a interação de Yukawa para léptons do Modelo Padrão e do qual assumimos diagonalidade no sabor. Os demais termos se referem às novas interações de Yukawa em que participam as partículas específicas do modelo, assim como os termos de massa de Majorana para os novos férmions, e os índices gregos nesses termos denotam os índices de família. Todas as novas interações são consistentes na obtenção de uma lagrangiana par pela da simetria $\mathbb{Z}_2$. Isto é, por meio da atribuição de números quânticos de paridade $\mathbb{Z}_2$ aos campos de matéria escura, essa simetria impõe que esses campos devem ser ímpares sob a transformação da simetria $\mathbb{Z}_2$, enquanto os campos do Modelo Padrão devem ser pares.

4.1.3 Setor Escalar

As interações entre os escalares são dadas de acordo com potencial $\mathcal{V}$, que por sua vez é invariante através da simetria $SU(2) \times U(1) \times \mathbb{Z}_2$:

¹ No caso do Modelo Escotogênico Singleto+Tripleto, a matéria escura é gerada pelos campos escuros, como o singleto e o tripleto, que são adicionados ao Modelo Padrão. Esses campos são escolhidos de tal forma que, sob a operação de paridade $\mathbb{Z}_2$, seus números quânticos são invertidos. Isso significa que, se um campo do Modelo Padrão for par sob a simetria $\mathbb{Z}_2$, o campo de matéria escura correspondente deve ser ímpar, e vice-versa.

$$\begin{aligned}
\mathcal{V} = & -m_\phi^2 \phi^\dagger \phi - e_\eta^2 \eta^\dagger \eta - \frac{m_{\Omega 0}^2}{2} \text{Tr}(\Omega^\dagger \Omega) + \frac{\lambda}{2} (\phi^\dagger \phi)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\eta^\dagger \eta)^2 + \frac{\lambda_3}{2} (\phi^\dagger \phi) (\eta^\dagger \eta) \\
& + \lambda_4 (\phi^\dagger \eta) (\eta^\dagger \phi) + \frac{\lambda_5}{2} [(\phi^\dagger \eta)^2 + (\eta^\dagger \phi)^2] + \mu_1 \phi^\dagger \Omega \phi + \mu_2 \eta^\dagger \Omega \eta \\
& + \frac{\lambda_1^\Omega}{2} (\phi^\dagger \phi) \text{Tr}(\Omega^\dagger \Omega) + \frac{\lambda_2^\Omega}{4} [\text{Tr}(\Omega^\dagger \Omega)]^2 \frac{\lambda_n^\Omega}{2} (\eta^\dagger \eta) \text{Tr}(\Omega^\dagger \Omega),
\end{aligned} \quad (4.4)$$

onde fazemos uma suposição conservadora de que m_ϕ^2 , m_η^2 e m_Ω^2 são todas positivas, de modo que a quebra espontânea de simetria é realizada por ϕ e pela componente neutra do campo Ω , já que η não pode adquirir valor esperado de vácuo (VeV). Os tripletos fermiônicos podem ser expandidos por meio da simetria $SU(2)_L$, de modo que teremos:

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} & \Sigma^+ \\ \Sigma^- & -\frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \Omega = \begin{pmatrix} \frac{\Omega_0}{\sqrt{2}} & \Omega^+ \\ \Omega^0 & -\frac{\Omega_0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (4.5)$$

Com $\Sigma = \Sigma_1 \sigma_1 + \Sigma_2 \sigma_2 + \Sigma_3 \sigma_3$, onde σ são as matrizes de Pauli, tem-se a seguintes contração:

$$\begin{aligned}
\Sigma^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\Sigma_1 + i\Sigma_2); \\
\Sigma^- &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\Sigma_1 - i\Sigma_2); \\
\Sigma^0 &= \Sigma_3.
\end{aligned} \quad (4.6)$$

Os outros acoplamentos que aparecem no potencial são limitados pelo número de considerações teóricas. Por exemplo, eles devem cumprir a condição de que o potencial seja limitado por baixo para ter um mínimo estável. Por sua vez, este requisito leva às seguintes condições (MERLE et al., 2016; DÍAZ et al., 2017a):

$$\lambda_1 \geq 0, \lambda_2 \geq 0, \lambda_2^\Omega \geq 0; \quad (4.7)$$

$$\lambda_3 + \sqrt{\lambda_1 \lambda_2} \geq 0, \lambda_3 + \lambda_4 - |\lambda_5| + \sqrt{\lambda_1 \lambda_2} \geq 0; \quad (4.8)$$

$$\lambda_1^\Omega + \sqrt{2\lambda_1 \lambda_2^\Omega} \geq 0, \lambda_\eta^\Omega + \sqrt{2\lambda_2 \lambda_2^\Omega} \geq 0; \quad (4.9)$$

$$\begin{aligned}
& \sqrt{2\lambda_1 \lambda_2 \lambda_2^\Omega} + \lambda_3 \sqrt{2\lambda_2^\Omega} + \lambda_1^\Omega \sqrt{\lambda_2} + \lambda_\eta^\Omega \sqrt{\lambda_1} + \\
& \sqrt{(\lambda_3 + \sqrt{\lambda_1 \lambda_2}) \left(\lambda_1^\Omega + 2\sqrt{\lambda_1 \lambda_2^\Omega} \right) \left(\lambda_\eta^\Omega + \sqrt{\lambda_2 \lambda_2^\Omega} \right)} \geq 0.
\end{aligned} \quad (4.10)$$

Após a quebra de simetria - e aqui abrimos um espaço pra lembrar que η não adquire VeV e, portanto, a quebra de simetria é realizada somente por ϕ e Ω : $\langle \phi^0 \rangle = v_\phi$, $\langle \Omega^0 \rangle = v_\Omega$ - temos três campos escalares carregados, onde apenas dois são físicos, porque um é absorvido pelo bóson W . Além disso temos mais três campos neutros CP pares, e um campo neutro CP ímpar, uma vez que o outro é absorvido pelo o bóson Z . Representados também pela notação do grupo $SU(2)_L$, os campos η , ϕ e Ω são dados

por

$$\eta = \begin{pmatrix} \eta^+ \\ (\eta_R + i\eta_I)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ (h_0 + v_\phi + i\psi)/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

$$\text{e } \Omega = \begin{pmatrix} (\Omega_0 + v_\Omega)/\sqrt{2} & \Omega^+ \\ \Omega^0 & -(\Omega_0 + v_\Omega)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (4.11)$$

onde Ω_0 é real e não contribui para o setor escalar CP-ímpar. Ainda falando sobre os VeV's citados acima, temos que eles são restringidos pelas equações de Tadpole, que obtemos via minimização do potencial da Eq. (4.4). Dito isso, obtemos as seguintes condições de minimização:

$$\frac{\partial \mathcal{V}}{\partial \phi} = v_\phi \left(-m_\phi^2 + \frac{1}{2}\lambda_1 v_\phi^2 - \frac{\mu_1}{2}v_\Omega + \frac{\lambda_1^2}{4}v_\Omega^2 \right) = 0; \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial \mathcal{V}}{\partial \Omega} = -2m_\Omega^2 v_\Omega + \lambda_2^\Omega v_\Omega^3 + v_\phi^2 (\lambda_1^\Omega v_\Omega - \mu_1) = 0,$$

as quais resolvemos para m_ϕ^2 e m_Ω^2 .

Quanto ao setor neutro, a matriz de massa do CP-par, e $\mathbb{Z}_2$ -par, escalares neutros na base (ϕ_0, Ω_0) é:

$$\mathcal{M}_h^2 = \begin{pmatrix} \left(-m_\phi^2 + \frac{3}{2}\lambda_1 v_\phi^2 + v_\Omega \left(-\mu_1 + \frac{\lambda_1^\Omega}{4}v_\Omega \right) \right) & \frac{1}{2}v (\lambda_1^\Omega v_\Omega - 2\mu_1) \\ \frac{1}{2}v_\phi (\lambda_1^\Omega v_\Omega - 2\mu_1) & \left(-\frac{1}{2}m_\Omega^2 + \frac{3}{4}\lambda_2^\Omega v_\Omega^2 + \frac{1}{4}\lambda_1^\Omega v_\phi^2 \right) \end{pmatrix}. \quad (4.13)$$

O mais leve dos autoestados de massa escalar neutra é identificado com o bóson de Higgs do Modelo Padrão, h_0 com massa $\sim 125 \text{ GeV}$, enquanto o segundo estado, H é um escalar neutro mais pesado. Por outro lado, a matriz de massa para os escalares carregados é dada como:

$$\mathcal{M}_{H^\pm}^2 = \begin{pmatrix} \frac{1}{4} (2\lambda_1 v_\phi^2 - 4m_\phi^2 + v_\Omega (4\mu_1 + \lambda_{\Omega 1} v_\Omega)) & \sqrt{2}\mu_1 v_\phi \\ \sqrt{2}\mu_1 v & \frac{1}{2} (-2m_\Omega^2 + \lambda_1^\Omega v_\phi^2 + \lambda_2^\Omega v_\Omega^2) \end{pmatrix}. \quad (4.14)$$

Dito isso, após a diagonalização, temos que as massas dos novos bósons escalares carregados, $H^\pm$ e $\eta^\pm$:

$$m_{H^\pm}^2 = 2\mu_1 \frac{(v_\phi^2 + v_\Omega^2)}{v_\Omega}; \quad (4.15)$$

$$m_{\eta^\pm}^2 = m_\eta^2 + \frac{1}{2}\lambda_3 v_\phi^2 + \frac{1}{\sqrt{2}}\mu_2 v_\Omega + \frac{1}{2}\lambda_\eta^\Omega v_\Omega^2. \quad (4.16)$$

Como o VeV de Ω contribui para a massa do bóson W, existe um limite superior nessa quantidade, o

que é $v_\Omega < 0,5 \text{ GeV}$ (GUNION; VEGA; WUDKA, 1990),

$$m_Z^2 = \frac{1}{4} (g^2 + g'^2) v_\phi^2; \quad (4.17)$$

$$m_W^2 = \frac{1}{4} g^2 (v_\phi^2 + 4v_\Omega^2). \quad (4.18)$$

Por causa da conservação da simetria $\mathbb{Z}_2$, o campo escalar ímpar η não se mistura com nenhum outro escalar. É conveniente então escrevê-lo em termos de seus componentes CP-par e CP-ímpar:

$$\eta_0 = \frac{(\eta_R + i\eta_I)}{\sqrt{2}}. \quad (4.19)$$

As massas físicas dos dois autoestados do campo neutro η são facilmente determinadas como:

$$m_{\eta_R}^2 = m_\eta^2 + \frac{1}{2} (\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5) v_\phi^2 + \frac{1}{2} \lambda_\eta^\Omega v_\Omega^2 - \frac{1}{\sqrt{2}} \mu_2 v_\Omega; \quad (4.20)$$

$$m_{\eta_I}^2 = m_\eta^2 + \frac{1}{2} (\lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5) v_\phi^2 + \frac{1}{2} \lambda_\eta^\Omega v_\Omega^2 - \frac{1}{\sqrt{2}} \mu_2 v_\Omega. \quad (4.21)$$

A diferença $m_{\eta_R}^2 - m_{\eta_I}^2$, como podemos ver, depende unicamente do parâmetro λ_5 . Como será visto posteriormente, esse mesmo λ_5 é também responsável pela calibração de uma pequena massa para o neutrino, já que contribui no vértice de interação que contém o *loop*. Portanto, no limite em que $\lambda_5 \rightarrow 0$, a conservação do número leptônico é restabelecida e o neutrino já não pode mais possuir massa. Além disso, a conservação da simetria $\mathbb{Z}_2$ também determina que a partícula mais leve dos dois autoestados $\eta_{R,I}$ possui uma paridade definida e estável. Assim sendo, a simetria é fundamental para garantir estabilidade da partícula mais leve, (isto é, que a partícula mais leve não possa decair em partículas mais leves) o que permite torna-la uma candidata viável para a matéria escura

4.1.4 Setor Fermiônico

A Lagrangiana dada na equação (4.3) nos mostra que, em relação ao setor fermiônico, o novo tripleto escalar Ω permite - por meio do acoplamento de Yukawa Y_Ω - mistura entre o singlete e o tripleto fermiônico, F e Σ respectivamente. O tripleto fermiônico Σ possui representação através do grupo $SU(2)$, como mostramos anteriormente na Eq. (4.5).

Como a simetria $\mathbb{Z}_2$ é conservada em cada vértice, podemos ter interações entre a matéria escura e os férmions. A matriz de massa para os novos férmions na base (Σ_0, F) é dada por:

$$\mathcal{M}_\chi^2 = \begin{pmatrix} M_\Sigma & \frac{1}{\sqrt{2}} Y_\Omega v_\Omega \\ \frac{1}{\sqrt{2}} Y_\Omega v_\Omega & M_F \end{pmatrix}. \quad (4.22)$$

Quando a parte neutra de Ω adquire um VeV $v_\Omega \neq 0$, a diagonalização da matriz de massa, dada na Eq.

(4.22), leva aos seguintes autoestados de massa:

$$m_{\chi}^{\pm} = M_{\Sigma}; \quad (4.23)$$

$$m_{\chi_1^0} = \frac{1}{2} \left(M_{\Sigma} + M_F - \sqrt{(M_{\Sigma} - M_F)^2 + 4(2Y_{\Omega}v_{\Omega})^2} \right); \quad (4.24)$$

$$m_{\chi_2^0} = \frac{1}{2} \left(M_{\Sigma} + M_F + \sqrt{(M_{\Sigma} - M_F)^2 + 4(2Y_{\Omega}v_{\Omega})^2} \right); \quad (4.25)$$

$$\tan(2\theta) = \frac{4Y_{\Omega}v_{\Omega}}{M_{\Sigma} - M_F}. \quad (4.26)$$

Aqui θ é o ângulo de mistura, entre o férmion tripleto Σ_0 e o singleto F e os termos de massas de Majorana para estas mesmas partículas são dados por M_{Σ} e M_F . É interessante deixar claro que os autoestados neutros mais leves, χ_1^0 e χ_2^0 , também podem desempenhar o papel da matéria escura.

É importante ressaltar que os novos férmions Σ e F formam o conjunto mínimo necessário para descrever a oscilação de neutrinos. Desse modo, quando apenas um deles está presente, a matriz de massa do neutrino só apresenta um autovalor diferente de zero, o que é insuficiente para explicar o fenômeno de oscilação (SALAS et al., 2018).

4.1.5 Massa dos Neutrinos

Neste modelo, as massas de neutrinos são geradas em um *loop* e a partícula mensageira candidata à matéria escura atua como um mensageiro para essas massas.

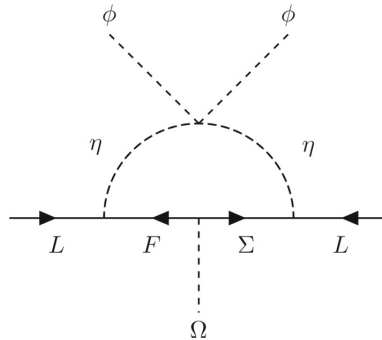


Figura 13 – Geração de massa do neutrino a 1-loop. Depois da quebra espontânea de simetria, o Higgs adquire um VeV.

Fonte: Tese de doutoramento da Profa. Laura Cristina Duarte (DUARTE, 2021)

A razão pela qual os neutrinos não podem adquirir um termo de massa no nível da árvore vem do fato que a simetria $\mathbb{Z}_2$ é exata e todos os vértices, incluindo as novas partículas, devem conter um número par de campos $\mathbb{Z}_2$ -ímpares. Dessa forma, as massas surgem apenas a nível do laço, como mostrado na Figura 13.

As interações relevantes para a geração de massa do neutrino aparecem nas equações (4.3) e (4.4), e podem ser escritas em termos de autoestados de massa em nível de árvore. Isto é, simbolicamente

pode-se reescrever os termos relevantes para este propósito, como

$$L\Sigma\eta \rightarrow Y_{\alpha\beta}v_{\alpha}\chi_{\beta}^0\eta_R, Y_{\alpha\beta}v_{\alpha}\chi_{\beta}^0\eta_I; \quad (4.27)$$

$$L\eta F \rightarrow Y_{\alpha\beta}v_{\alpha}\chi_{\beta}^0\eta_R, Y_{\alpha\beta}v_{\alpha}\chi_{\beta}^0\eta_I; \quad (4.28)$$

$$(\phi^{\dagger}\eta)^2 \rightarrow [(h+v_h)\eta_R]^2, [(h+v_h)\eta_I]^2. \quad (4.29)$$

Aqui o campo χ_{β}^0 é o autoestado de massa da matriz dada em (4.22) e $Y_{\alpha\beta}^{\nu}$ são os novos acoplamentos de Yukawa, introduzidos como uma matriz 3×2 :

$$Y^{\nu} = \begin{pmatrix} Y_{\Sigma}^1 & Y_F^1 \\ Y_{\Sigma}^2 & Y_F^2 \\ Y_{\Sigma}^3 & Y_F^3 \end{pmatrix} \cdot V(\theta), \quad (4.30)$$

sendo um matriz $V(\theta)$ é uma matriz 2×2 , ortogonal e que diagonaliza a mesma matriz de massa fermiônica que foi citado anteriormente.

Portanto, a massa do neutrino vem de duas contribuições no diagrama de 1-loop da Figura 13 - uma envolvendo a parte real do campo η (η_R) e uma outra envolvendo sua parte imaginária (η_I) - ao ponto que verificamos que é necessário apenas o cálculo de um diagrama, dado que o outro diagrama será exatamente o mesmo, com exceção dos termos η 's. Além disso, como será analisado em uma amplitude, o fator i no segundo diagrama terá o quadrado como -1 e isso resultará na subtração entre o primeiro e o segundo diagrama. Dito isso, levando em consideração a correção radiativa, ao invés do elemento de matriz invariante de um evento de espalhamento, aplicam-se as regras de Feynman a este diagrama e ficamos com uma integral da forma:

$$\begin{aligned} -i\Sigma_{\alpha\beta} &= - \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} Y_{\alpha\sigma} \frac{i(k+m_{\chi_{\sigma}})}{k^2-m_{\chi_{\sigma}}^2} Y_{\beta\sigma} \frac{i}{(p-k)^2-m_{\eta_R}^2} \\ &= \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} Y_{\alpha\sigma} \frac{i(k+m_{\chi_{\sigma}})}{k^2-m_{\chi_{\sigma}}^2} Y_{\beta\sigma} \frac{1}{(p-k)^2-m_{\eta_R}^2}. \end{aligned} \quad (4.31)$$

Levando em conta que p^{μ} é o quadrimomento do neutrino e que k^{μ} é o quadrimomento do novo férmion que participa do *loop*, observa-se que a integral deve ter um resultado válido para qualquer que seja o momento dos neutrinos (de modo que podemos definir o momento como zero sem perda de generalidade) e que a integral do termo no numerador, que é proporcional a k (momento do férmion que participa do *loop*), desaparece. Dessa maneira a Eq. (4.31) é reduzida a

$$-i\Sigma_{\alpha\beta} = - \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} Y_{\alpha\sigma} Y_{\beta\sigma} \frac{m_{\chi_{\sigma}}}{(k^2-m_{\chi_{\sigma}}^2)(k^2-m_{\eta_R}^2)}. \quad (4.32)$$

Expressando esta integral para os ambos autovalores de massa² do escalar η (m_{η_R} e m_{η_I}), em termos

² Levando em conta que essas massas são independentes da escala de renormalização.

da função de Passarino-Veltman

$$\begin{aligned} I_R &= Y_{\alpha\sigma} Y_{\beta\sigma} m_{\chi_\sigma} \frac{i}{16\pi^2} B_0(p^2 = 0, m_{\chi_\sigma}^2, m_{\eta_R}^2), \\ I_I &= Y_{\alpha\sigma} Y_{\beta\sigma} m_{\chi_\sigma} \frac{i}{16\pi^2} B_0(p^2 = 0, m_{\chi_\sigma}^2, m_{\eta_I}^2), \end{aligned} \quad (4.33)$$

e sabendo que a expressão analítica para a função de Passarino-Veltman B_0 , encontrada em (PAS-SARINO; VELTMAN, 1979) (e que a parte infinita desta função) são independentes das variáveis, podemos subtrair as integrais e obter:

$$\begin{aligned} I_R - I_I &= Y_{\alpha\sigma} Y_{\beta\sigma} m_{\chi_\sigma} \frac{i}{16\pi^2} [B_0(0, m_{\chi_\sigma}^2, m_{\eta_R}^2) - B_0(0, m_{\chi_\sigma}^2, m_{\eta_I}^2)] \\ &= i Y_{\alpha\sigma} Y_{\beta\sigma} \frac{m_{\chi_\sigma}}{16\pi^2} \left[\left(\frac{m_{\eta_R}^2}{m_{\eta_R}^2 - m_{\chi_\sigma}^2} \ln \frac{m_{\eta_R}^2}{m_{\chi_\sigma}^2} + \frac{2}{\varepsilon} \right) - \left(\frac{m_{\eta_I}^2}{m_{\eta_I}^2 - m_{\chi_\sigma}^2} \ln \frac{m_{\eta_I}^2}{m_{\chi_\sigma}^2} + \frac{2}{\varepsilon} \right) \right]. \end{aligned} \quad (4.34)$$

Há então uma correção quântica para o propagador do neutrino, o que agora deve ser relacionado com a massa radiativa do neutrino. Essa relação consiste apenas em multiplicar o resultado da Eq. (4.34) por i , de modo que temos

$$\mathcal{M}_{\alpha\beta}^\nu = \sum_{\sigma=1,2} \frac{Y_{\alpha\sigma} Y_{\beta\sigma}}{16\pi^2} m_{\chi_\sigma} \left[\left(\frac{m_{\eta_I}^2}{m_{\eta_I}^2 - m_{\chi_\sigma}^2} \ln \frac{m_{\eta_I}^2}{m_{\chi_\sigma}^2} \right) - \left(\frac{m_{\eta_R}^2}{m_{\eta_R}^2 - m_{\chi_\sigma}^2} \ln \frac{m_{\eta_R}^2}{m_{\chi_\sigma}^2} \right) \right], \quad (4.35)$$

onde α e β são índices de geração ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$) e m_{χ_σ} são as massas dos campos fermiônicos $\chi_{1,2}^0$. Lembrando que no limite em que $\lambda_5 \rightarrow 0$ os dois autoestados m_{η_R} e m_{η_I} são degenerados, os neutrinos não ganham massa e o número leptônico é restaurado. Este limite corresponde ao cancelamento exato entre as partes de η_R e η_I no cálculo do *loop*.

5 APLICAÇÃO DO MODELO

O caso de estudo deste trabalho tem como escopo a possibilidade de verificar matéria escura por meio das observações de neutrinos, mais precisamente no conjunto de detectores FD do experimento DUNE. A teoria por trás dessa investigação é o modelo escotogênico singleto + tripleto. Isto é, dado que uma das partículas adicionadas ao Modelo Padrão é candidata a ser matéria escura e que, como já visto, também faz a intermediação da atribuição de massa dos neutrinos, podemos verificar então se o modelo nos fornece um vértice que possibilita tal possibilidade. Assim sendo, o vértice escolhido dentre os vários possíveis é dado por um neutrino, ν_j , que interage com a parte real do campo escalar η , η_R (que desempenha o papel de matéria escura), e o termo χ_i^0 é a representação dos autoestados neutros mais leves dos campos fermiônicos, χ_1^0 e χ_2^0 . Tal vértice é ilustrado a seguir:

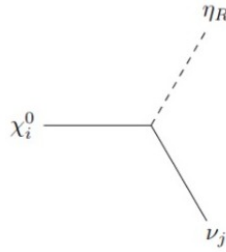


Figura 14 – Diagrama de Feynman do vértice de interação entre o neutrino, a partícula η_R , um escalar, e χ_i^0 , um férmion, pertencentes a teoria do MEST.

Por sua vez tal diagrama é representação da seguinte expressão matemática

$$\begin{aligned} & \frac{i}{2} \left(\sqrt{2} Z_{i2}^{\chi^0,*} \sum_{a=1}^3 U_{ja}^{V,*} Y_{N,a} + Z_{i1}^{\chi^0,*} \sum_{a=1}^3 U_{ja}^{V,*} Y_{\Sigma,a} \right) \left(\frac{1 - \gamma_5}{2} \right) \\ & + \frac{i}{2} \left(\sqrt{2} \sum_{a=1}^3 Y_{N,a}^* U_{ja}^V Z_{i2}^{\chi^0} + \sum_{a=1}^3 Y_{\Sigma,a}^* U_{ja}^V Z_{i1}^{\chi^0} \right) \left(\frac{1 + \gamma_5}{2} \right), \end{aligned} \quad (5.1)$$

onde as matrizes são obtidas em função dos acoplamentos de Yukawa ($Y_{\alpha\beta}$) e as matrizes de misturas que diagonalizam o férmion χ^0 , (Z^{χ^0}), e os neutrinos (U^V).

5.1 CÁLCULO DA SEÇÃO DE CHOQUE

Isto posto, partimos então para os devidos cálculos, começando pela definição da seção de choque pelas regras de Feynman¹. Assim sendo, pelas devidas regras e levando em consideração a Figura 14, bem como sua representação matemática, temos que a seção de choque envolvendo neutrinos e a matéria escura proposta no MEST:

¹ Não farei a descrição completa sobre o tópico, este demanda geralmente um ou mais capítulos de um livro. Para tal sugiro que veja, do capítulo 4 em diante, o livro An introduction to quantum field theory de Michael E. Peskin (PESKIN 2018)

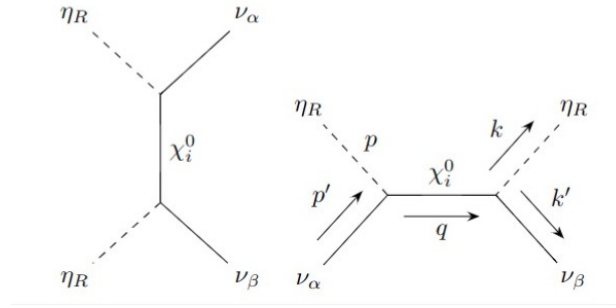


Figura 15 – Diagrama de Feynman da seção de choque entre neutrinos e as partículas η_R , um escalar, e χ_i^0 , um férmion, pertencentes a teoria do MEST.

Fonte: Produção do próprio autor

Os dois diagramas da seção de choque mostrados em [Figura 15](#), são os dois possíveis diagramas nos canais t e s das variáveis de Mandelstam, indicando troca de energia e sendo ambos com a seta do tempo saindo da esquerda e indo para direita. Entretanto, como mostrado em [\(DÍAZ et al., 2017b\)](#) o diagrama à esquerda só nos fornece informação para a relação entre a densidade relíquia da matéria escura e a física de neutrinos (Uma vez que os acoplamentos Yukawas, Y_Σ e Y_N , estão envolvidos tanto na geração de massa de neutrinos quanto na seção transversal de aniquilação da matéria escura). Dessa forma, como somente o diagrama à direita nos fornece dinâmica para os cálculos, somente esse será levado em consideração para averiguar todas as formas possíveis de interação, com a devida atribuição dos momentos às partículas de entrada e saída e garantindo a conservação do momento total. Dessa forma, é determinado também pelo diagrama os seguintes quadrimomentos

$$p = (m_{\eta_R}, \vec{0}); \quad (5.2)$$

$$p' = (E_{\nu_\alpha}, \vec{p}'); \quad (5.3)$$

$$k = (m_{\eta_R} + T, \vec{k}); \quad (5.4)$$

$$k' = (E_{\nu_\beta}, \vec{k}') = (E_{\nu_\alpha} - T, \vec{k}'). \quad (5.5)$$

Onde T é o acréscimo na energia da matéria escura após a colisão. Temos ainda que o termo χ_i^0 tem seu quadrimomento dado por $q = \sqrt{(p' + p)^2}$. Dessa forma, sabendo que este projeto tem como base o estudo apresentado em [\(MOURA et al., 2021\)](#), onde é feito uma análise do efeito da partícula ELKO (uma partícula também candidata a ser matéria escura) na trajetória do neutrino, temos que o cálculo da seção de choque diferencial é dado por:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{|\mathcal{M}|^2}{32\pi E_{\nu_\alpha}^2 m_{\chi_0}}, \quad (5.6)$$

sendo que a amplitude $\mathcal{M}$, do nosso trabalho, é

$$\mathcal{M} = \bar{u}_{\nu_\alpha}^r(p'_{\nu_j}) \left[A \frac{(1-\gamma_5)}{2} + B \frac{(1+\gamma_5)}{2} \right] (1) \frac{-i(q+m_{\chi_0})}{(q^2-m_{\chi_0}^2)} (1) \left[\frac{(1-\gamma_5)}{2} A + \frac{(1+\gamma_5)}{2} B \right] u_{\nu_\beta}^s(k'_{\nu_j}). \quad (5.7)$$

Por questão de facilidade no processo, em (5.7) temos A e B como simplificações das matrizes dadas na representação matemática vértice estudado. Assim sendo, temos

$$A \equiv \frac{i}{2} \left(\sqrt{2} Z_{i2}^{\chi^0,*} \sum_{a=1}^3 U_{ja}^{V,*} Y_{N,a} + Z_{i1}^{\chi^0,*} \sum_{a=1}^3 U_{ja}^{V,*} Y_{\Sigma,a} \right) \quad (5.8)$$

$$B \equiv \frac{i}{2} \left(\sqrt{2} \sum_{a=1}^3 Y_{N,a}^* U_{ja}^V Z_{i2}^{\chi^0} + \sum_{a=1}^3 Y_{\Sigma,a}^* U_{ja}^V Z_{i1}^{\chi^0} \right). \quad (5.9)$$

Da mesma forma, para também facilitar o entendimento da conta, em (5.7) é colocado $V = \left[\frac{(1-\gamma_5)}{2} A + \frac{(1+\gamma_5)}{2} B \right]$, de modo que a equação cita a cima fica:

$$\mathcal{M} = \bar{u}_{\nu_\alpha}^r(p'_{\nu_j}) V \left[\frac{-i(\not{q} + m_{\chi_0})}{(q^2 - m_{\chi_0}^2)} \right] V u_{\nu_\beta}^s(k'_{\nu_j}). \quad (5.10)$$

Como que para o cálculo de (5.6) precisamos de $|\mathcal{M}|^2$, é necessário encontrar o complexo conjugado de $\mathcal{M}$, logo:

$$\mathcal{M}^\dagger = \bar{u}_{\nu_\beta}^s(k'_{\nu_j}) V'(1) \left[\frac{+i(\not{q} + m_{\chi_0})}{(q^2 - m_{\chi_0}^2)} \right] (1) V' u_{\nu_\alpha}^r(p'_{\nu_j}),$$

onde $V' = \left[\frac{(1+\gamma_5)}{2} A + \frac{(1-\gamma_5)}{2} B \right]$. Portanto, temos que a amplitude é, por fim,

$$|\mathcal{M}|^2 = \left[\bar{u}_{\nu_\alpha}^r(p'_{\nu_j}) \right]_a V_{ab} \left[\frac{-i(\not{q} + m_{\chi_0})}{(q^2 - m_{\chi_0}^2)} \right]_{bc} V_{cd} \left[u_{\nu_\beta}^s(k'_{\nu_j}) \right]_d \times \\ \left[\bar{u}_{\nu_\beta}^s(k'_{\nu_j}) \right]_e V'_{ef} \left[\frac{+i(\not{q} + m_{\chi_0})}{(q^2 - m_{\chi_0}^2)} \right]_{fg} V'_{gh} \left[u_{\nu_\alpha}^r(p'_{\nu_j}) \right]_h. \quad (5.11)$$

Agora podemos lançar mão das somas de polarização e simplificarmos a equação para $|\mathcal{M}|^2$. Mas diferentemente da soma convencional, como por exemplo $\sum_s u^s(p) \bar{u}^s(p) = \not{p} + m$, decompomos tal soma em função das representações mão direita e esquerda dos neutrinos, de modo que será levado em conta somente a representação mão-esquerda. Esta decomposição e consideração são feitas tendo em vista que os neutrinos observados experimentalmente foram detectados, em sua maioria, como neutrinos de representação de mão-esquerda e, logicamente, pela dificuldade na observação direta de neutrinos com projeções de mão-direita.

$$\sum_s u^s(p') \bar{u}^s(p') = \sum_s u_L^s(p') \bar{u}_L^s(p') + \sum_s u_R^s(p') \bar{u}_R^s(p') \\ = \frac{(1-\gamma_5)}{2} (\not{p}' + m) + \frac{(1+\gamma_5)}{2} (\not{p}' + m). \quad (5.12)$$

Assim sendo, a amplitude na sua forma matricial, da qual iremos calcular o traço, é dada por

$$|\mathcal{M}|^2 = \text{Tr} \left\{ \left[\frac{(1 - \gamma_5)}{2} (\gamma^\mu p'_\mu + m\mathbb{I}) \right]_{ha} V_{ab} \left[\frac{-i(\not{q} + m_{\chi_0})}{(q^2 - m_{\chi_0}^2)} \right]_{bc} V_{cd} \times \right. \\ \left. \left[\frac{(1 - \gamma_5)}{2} (\gamma^\mu k'_\mu + m\mathbb{I}) \right]_{de} V'_{ef} \left[\frac{+i(\not{q} + m_{\chi_0})}{(q^2 - m_{\chi_0}^2)} \right]_{fg} V'_{gh} \right\}.$$

O cálculo do traço desta grande matriz é feito por meio de uma biblioteca de c++, o GiNaC (BAUER; FRINK; KRECKEL, 2002) que nos fornece

$$|\mathcal{M}|^2 = - \frac{4B^2(p' \cdot q)(k' \cdot q)A^2}{(q^2 - m_{\chi_0}^2)^2} + \frac{2B^2q^2A^2(k' \cdot p')}{(q^2 - m_{\chi_0}^2)^2} - \frac{2B^2m_{\chi_0}^2m_\nu^2A^2}{(q^2 - m_{\chi_0}^2)^2} \\ - \frac{2B^3(p' \cdot q)m_{\chi_0}m_\nu A}{(q^2 - m_{\chi_0}^2)^2} - \frac{2Bm_{\chi_0}m_\nu(k' \cdot q)A^3}{(q^2 - m_{\chi_0}^2)^2}. \quad (5.13)$$

Consideramos aqui a massa do neutrino desprezível, em comparação as outras massas envolvidas neste processo. Dessa forma, temos

$$|\mathcal{M}|^2 = 2(AB)^2 \left[\frac{-2(p' \cdot q)(k' \cdot q)}{(q^2 - m_{\chi_0}^2)^2} + \frac{q^2(p' \cdot k')}{(q^2 - m_{\chi_0}^2)^2} \right]. \quad (5.14)$$

Isto posto, para continuarmos, temos que relacionar os momentos envolvidos na seção de choque e, para tal, consideramos θ o ângulo entre o momento do neutrino incidente e espalhado. Logo, por meio da conservação do momento no plano da reação, temos $p'_\nu \cdot k'_\nu \simeq |\vec{k}'_\nu| \sqrt{|\vec{k}_{\eta_R}|^2 - |\vec{k}'_\nu|^2 \sin^2 \theta}$, de modo que $\sin \theta$ é limitado de cima por $|\vec{k}_{\eta_R}|/|\vec{k}'_\nu|$. Por se tratar de uma interação elástica (pontual) e tendo em vista que a massa do neutrino é muito pequena em relação à massa da partícula η_R (que desempenha o papel de matéria escura), há pouca energia transferida para η_R , de forma que estamos diante de um típico espalhamento direto, como ilustra a Figura 16.

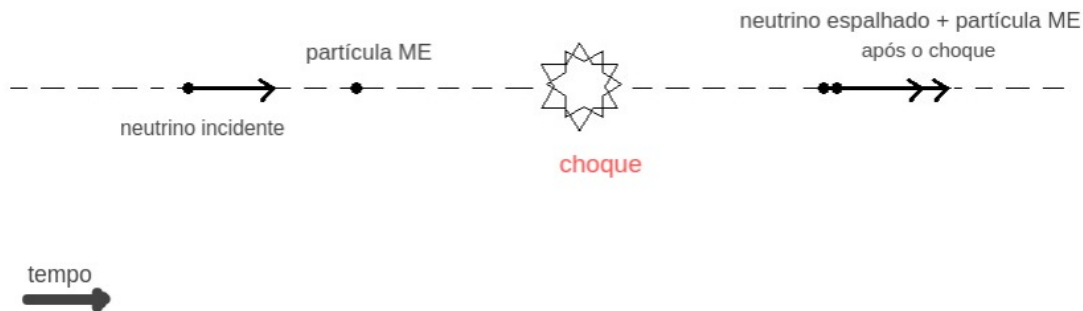


Figura 16 – Representação da dinâmica que acontece na colisão entre o neutrino incidente, ν_α , e a partícula de matéria escura η_R .

Fonte: Produção do próprio autor

A partir dessa afirmação, que nos indica que entre os momentos de entrada e saída do neutrino o $\cos \theta = 1$, assim como também pela relação energia-momento, podemos trabalhar as relações entre os

momentos. A relação energia-momento é importante, pois nos fornece que tanto $(\vec{p}')^2 = E_{\nu_\alpha}^2$, quanto $(\vec{k}')^2 = E_{\nu_\beta}^2$, uma vez que estamos considerando que massa do neutrino é desprezível. Assim sendo, quando observamos o quadrimomento relacionado aos neutrinos temos $(p'^\mu)^2 = E_{\nu_\alpha}^2 - (\vec{p}')^2 = 0$ e $(k'^\mu)^2 = E_{\nu_\beta}^2 - (\vec{k}')^2 = 0$. Portanto, lembrando que $p = (m_{\eta_R}, \vec{0})$, determinamos todas as relações que encontramos em [5.13](#). São elas :

$$q^2 = 2E_{\nu_\alpha}m_{\eta_R} + m_{\eta_R}^2, \quad (5.15)$$

$$p'^\mu q_\mu = E_{\nu_\alpha}m_{\chi_0}, \quad (5.16)$$

$$k'^\mu q_\mu = E_{\nu_\beta}m_{\eta_R}. \quad (5.17)$$

Então sabendo que $E_{\nu_\beta} = E_{\nu_\alpha} - T$ e substituição as equações a cima em [\(5.14\)](#) e, por consequência, na equação [\(5.6\)](#), temos como resultado que a seção de choque na sua forma diferencial será:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{(AB)^2}{16\pi E_{\nu_\alpha}^2 m_{\chi_0}} \left[\frac{m_{\eta_R}^3 (E_{\nu_\alpha} - T)}{(2E_{\nu_\alpha}m_{\eta_R} + m_{\eta_R}^2 - m_{\chi_0}^2)^2} \right].$$

Agora, portanto, podemos determinar a seção de integrando em dT , nos limites de 0 a T_{max} . Em $T = 0$ teremos $E_{\nu_\alpha} = E_{\nu_\beta}$, que são as energias finais do neutrino que incide no experimento e o que atinge o Far Detector, respectivamente, e em T_{max} temos a maior diferença entre as energias já citadas. Como forma de simplificação T_{max} será chamado somente de T na equação abaixo. Assim sendo, temos

$$\sigma(E_{\nu_\alpha}, E_{\nu_\beta}) = \frac{(AB)^2 m_{\eta_R}^3}{32\pi m_{\chi_0}} \frac{(E_{\nu_\alpha}^2 - E_{\nu_\beta}^2)}{E_{\nu_\alpha}^2 (2E_{\nu_\alpha}m_{\eta_R} + m_{\eta_R}^2 - m_{\chi_0}^2)^2}.$$

Este resultado já leva em conta o cálculo da constante de integração que é zero, fazendo $\sigma = 0$ quando $T \rightarrow 0$. O resultado do cálculo da seção de choque $\sigma(E_{\nu_\alpha}, E_{\nu_\beta})$ descreve a probabilidade de interação entre um neutrino com energia inicial E_{ν_α} (que deve ser diferente de 0 para que não haja ponto de singularidade) e a matéria escura, resultando em uma energia final E_{ν_β} . A presença de termos dependentes das energias e massas no denominador implica que a função tem dependências não lineares e possivelmente apresentará picos, dependendo dos valores de energia de entrada e saída do neutrino. Além do mais, se as energias de entrada e saída forem iguais, a seção de choque se anula e podemos concluir que não houve interação alguma (ou que pelo menos não faça nenhuma diferença para o caminho trilhado pelo neutrino da fonte do experimento até o detector). A seção de choque também apresenta participação das constantes A e B , que estão relacionadas aos acoplamentos de Yukawa e às matrizes de mistura de partículas no modelo, sendo elas fundamentais na determinação da amplitude da interação entre o neutrino e a matéria escura do modelo, η_R .

6 CONCLUSÃO

A incessante busca do ser humano por respostas sobre a natureza do Universo e sua origem nos levou a especular sobre partículas que não podemos ver ou, ao menos, sentir. Esse desafio só é possível devido ao método científico, que nos permite testar hipóteses, corrigir teorias com base em observações e buscar novas teorias baseadas em evidências concretas.

Neste trabalho, com a abordagem orientada pela lógica do método científico, o objetivo é dar um horizonte na observação indireta da matéria escura, por meio de sua interação com neutrinos, e é aí que entra o Modelo Escotogênico Singleto+Tripleto. Esse modelo, uma extensão do Modelo Padrão, oferece uma estrutura sólida para nossa pesquisa, proporcionando uma conexão direta entre os componentes-chave do estudo.

As teorias além do Modelo Padrão, que estão sendo propostas atualmente, têm em comum a busca pela compreensão da matéria escura e do mecanismo de geração de massa dos neutrinos. Esses modelos devem, naturalmente, respeitar os limites experimentais e teóricos estabelecidos. Nesse contexto, as partículas WIMP's emergem como uma solução atraente para resolver os mistérios que cercam a matéria escura e o mecanismo de massa dos neutrinos.

Como citado no Capítulo 4, o Modelo Escotogênico Singleto+Tripleto inclui uma partícula escalar candidata à matéria escura, η_R , que também pode ser considerada uma candidata a WIMP. Além disso, mostramos como a massa do neutrino é calculada a partir de contribuições de *loop* envolvendo as componentes escalar η_R e η_I .

Sendo assim, dado a teoria que nos mostra a relação forte entre a matéria escura e o neutrino, podemos por meio da análise de eventos no experimento DUNE verificar a possibilidade de confirmar que este candidato a matéria escura permeia o manto terrestre e como se comporta esta interação. Para isto é necessário que façamos o cálculo da seção de choque entre as partículas citadas, o que é objetivo deste trabalho. Como resultado do cálculo temos uma seção de choque $\sigma(E_{\nu_\alpha}, E_{\nu_\beta})$ que descreve a probabilidade de interação entre um neutrino com energia inicial E_{ν_α} e a matéria escura, resultando em uma energia final E_{ν_β} . A presença de termos dependentes das energias e massas no denominador implica que a função tem dependências não lineares e possivelmente apresentará picos, dependendo dos valores de energia de entrada e saída do neutrino. Tal resultado da seção de choque também apresenta a contribuição das constantes A e B , que estão relacionadas aos acoplamentos de Yukawa e às matrizes de mistura de partículas no modelo. Elas desempenham um papel fundamental na determinação da amplitude da interação entre o neutrino e a matéria escura do modelo, η_R .

Embora tenhamos avançado consideravelmente, nosso trabalho ainda não está completo. Ainda precisamos calcular o novo fluxo de neutrinos em função dos bins de energia dos neutrinos e realizar simulações usando o programa GLOBES para obter números precisos de eventos por fluxo de energia. A metodologia para a possível verificação deste evento, que estava no início deste projeto e deverá ser continuada, é a mesma utilizada em (MOURA et al., 2021), onde são comparados os números de eventos gerados por energia, com e sem a partícula ELKO. Obviamente, aqui faríamos a mesma comparação com e sem a interação do neutrino com a matéria escura do modelo escotogênico sin-

gleto+triplete, ao qual denotamos por η_R . Para tal, deverá ser usada a simulação do fluxo de neutrinos, ϕ , na DUNE FD descrita e disponível em (ABI et al., 2021) e o número de eventos no DUNE-FD, como referência dos neutrinos sem matéria escura. Já para o fluxo de neutrinos por eventos no DUNE-FD, e por consequência número de eventos por energia do neutrino, gerados a partir da interação com a matéria escura η_R do MEST, o cálculo será feito usando GLOBES (HUBER et al., 2007).

Para calcular o efeito da nova interação de neutrinos no fluxo de neutrinos - o que deve gerar um novo espectro de energia no DUNE FD - será usado o cálculo da seção de choque, da interação que vimos anteriormente, e a seguinte expressão.

$$\phi(E_{\nu\beta}) = \sum_{E_{\nu\alpha}} \phi(E_{\nu\alpha}) \sigma(E_{\nu\alpha}, E_{\nu\beta}) n_{\eta_R} L + \left(\phi(E_{\nu\alpha}) - \sum_{E_{\nu\alpha}} \phi(E_{\nu\alpha}) \sigma(E_{\nu\alpha}, E_{\nu\beta}) n_{\eta_R} L \right), \quad (6.1)$$

onde os E_ν 's são as energias dos neutrinos nos dados de fluxo, n_{η_R} é a densidade média do número partículas η_R no meio de propagação e L é a distância percorrida pelo neutrino da fonte até o detector. A primeira soma, que aparece no lado direito da Eq (6.1), fornece o fluxo de neutrinos que interagiram, o que altera sua energia original para $E_{\nu\beta}$. O termo entre parênteses considera os neutrinos que, tendo energia original $E_{\nu\beta}$, mudam sua energia para qualquer outro valor considerado na simulação.

Ao definir a densidade de η_R ao longo da propagação, tal qual o trabalho (MOURA et al., 2021), definiremos com base em (HIRSCH et al., 2013) que tais partículas podem desempenhar o papel da matéria escura do Universo. A partir desse ponto definimos a matéria escura relíquia como,

$$Y = n_{\eta_R} / \mathcal{T}^3, \quad (6.2)$$

onde $\mathcal{T}$ é a temperatura. Se as partículas η_R são definidas como matéria escura fria (e não-relativística), então a temperatura pode ser escrita na forma

$$\mathcal{T} = m_{\eta_R} / x_f, \quad (6.3)$$

sendo x_f o parâmetro de congelamento, que é definido em $x_f = 20$. Determinamos assim a densidade de η_R . Considerando-a ao longo da linha de base uniformemente distribuída e as equações (6.2) e (6.3), temos

$$n_{\eta_R} = Y \left(\frac{m_{\eta_R}}{x_f} \right)^3. \quad (6.4)$$

O valor de Y , segundo o Particle Data Group (GROUP et al., 2020), deve estar na faixa de $0,1126 \leq Y \leq 0,1246$, se toda a matéria escura for composta pelas partículas η_R . Os valores de $Y \leq 0,1126$ só serão possíveis se as partículas η_R forem uma parte subdominante da matéria escura cosmológica (AGHANIM et al., 2018), permitindo assim que haja coexistência com outros candidatos.

Dada essas considerações, podemos calcular a sensibilidade de DUNE FD às interações neutrino-matéria escura (η_R), usando o método dos mínimos quadrados. Neste método define-se uma função

χ^2

$$\chi^2 = \sum_i 2 \left((N_i^s - N_i^{\eta R}) + N_i^{\eta R} \ln \frac{N_i^{\eta R}}{N_i^s} \right), \quad (6.5)$$

onde N_i^s é o número padrão de eventos e $N_i^{\eta R}$ é o número de eventos considerando a interação neutrino-matéria escura. A soma é sobre todos os *bins* de energia. Essas etapas envolvem processamento computacional e não puderam ser concluídas antes da apresentação deste trabalho.

Finalmente, esperamos que, com os resultados deste estudo, que inclui a observação de neutrinos no Far Detector do complexo DUNE, juntamente com os resultados do trabalho de nosso colega do grupo de trabalho, o doutorando Marcos Vinícius, que estuda os mesmos efeitos de matéria no Near Detector, possamos em breve publicar um diagnóstico completo sobre como é possível verificar o conteúdo de matéria escura por meio da interação com neutrinos no contexto do experimento como um todo.

REFERÊNCIAS

- AARNIO, P. et al. Measurement of the mass and width of the z^0 -particle from multihadronic final states produced in e^+e^- annihilations. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 231, n. 4, p. 539–547, 1989.
- ABI, B. et al. The dune far detector interim design report volume 1: physics, technology and strategies. **arXiv preprint arXiv:1807.10334**, 2018.
- ABI, B. et al. **The DUNE far detector interim design report, Volume 2: single-phase module**. [S.l.], 2018.
- ABI, B. et al. Experiment simulation configurations approximating dune tdr. **arXiv preprint arXiv:2103.04797**, 2021.
- ABI, B. et al. **arXiv: The DUNE Far Detector Interim Design Report, Volume 3: Dual-Phase Module**. [S.l.], 2018.
- ACCIARRI, R. et al. Long-baseline neutrino facility (lbnf) and deep underground neutrino experiment (dune) conceptual design report, volume 4 the dune detectors at lbnf. **arXiv preprint arXiv:1601.02984**, 2016.
- ADEVA, B. et al. Measurement of z^0 decays to hadrons, and a precise determination of the number of neutrino species. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 237, n. 1, p. 136–146, 1990.
- AGHANIM, N. et al. Planck, planck 2018 results. vi. cosmological parameters. **arXiv preprint arXiv:1807.06209**, 2018.
- AKRAWY, M. et al. Measurement of the z^0 mass and width with the opal detector at lep. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 231, n. 4, p. 530–538, 1989.
- ANDERSON, C. D. The positive electron. **Physical review**, APS, v. 43, n. 6, p. 491, 1933.
- APPELQUIST, T.; CARAZZONE, J. Infrared singularities and massive fields. **Physical Review D**, APS, v. 11, n. 10, p. 2856, 1975.
- BAUER, C.; FRINK, A.; KRECKEL, R. Introduction to the ginac framework for symbolic computation within the c++ programming language. **Journal of Symbolic Computation**, Elsevier, v. 33, n. 1, p. 1–12, 2002.
- DECAMP, D. et al. Determination of the number of light neutrino species. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 231, n. 4, p. 519–529, 1989.
- DENEGRI, D.; SADOULET, B.; SPIRO, M. The number of neutrino species. **Reviews of modern physics**, APS, v. 62, n. 1, p. 1, 1990.
- DÍAZ, M. A. et al. Heavy higgs boson production at colliders in the singlet-triplet scotogenic dark matter model. **Journal of High Energy Physics**, Springer, v. 2017, n. 8, p. 1–23, 2017.
- DÍAZ, M. A. et al. Heavy higgs boson production at colliders in the singlet-triplet scotogenic dark matter model. **Journal of High Energy Physics**, Springer, v. 2017, n. 8, p. 1–23, 2017.
- DIRAC, P. A. M. The quantum theory of the electron. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character**, The Royal Society London, v. 117, n. 778, p. 610–624, 1928.

DUARTE, L. C. **Estudo fenomenológico extensivo em modelos de matéria escura**. 126 f. Tese (Doutorado em Física) — Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá, Guaratinguetá, São Paulo - Brasil, 2021.

GARGAMELLE Experiment. <https://home.cern/science/experiments/gargamelle>> Accessed: June 5, 2023.

GELL-MANN, M.; RAMOND, P.; SLANSKY, R. Scale of suppression of majorana neutrino masses. **Physical Review Letters**, American Physical Society, v. 44, n. 24, p. 912–915, 1979.

GLASHOW, S. L. Partial-symmetries of weak interactions. **Nuclear physics**, Elsevier, v. 22, n. 4, p. 579–588, 1961.

GOLDHABER, M.; GRODZINS, L.; SUNYAR, A. W. Helicity of neutrinos. **Phys. Rev.**, American Physical Society, v. 109, p. 1015–1017, Feb 1958. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.109.1015>>.

GROUP, P. D. et al. Review of particle physics. **Progress of Theoretical and Experimental Physics**, Oxford University Press, v. 2020, n. 8, p. 083C01, 2020.

GUNION, J. F.; VEGA, R.; WUDKA, J. Higgs triplets in the standard model. **Phys. Rev. D**, v. 42, p. 1673–1691, Sep 1990.

HALZEN, F.; MARTIN, A. D. **Quark & Leptons: An introductory course in modern particle physics**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2008.

HIRSCH, M. et al. Wimp dark matter as radiative neutrino mass messenger. **Journal of High Energy Physics**, Springer, v. 2013, n. 10, p. 1–18, 2013.

HUBER, P. et al. New features in the simulation of neutrino oscillation experiments with globes 3.0:(general long baseline experiment simulator). **Computer Physics Communications**, Elsevier, v. 177, n. 5, p. 432–438, 2007.

JR, R. D.; HARMER, D. S.; HOFFMAN, K. C. Search for neutrinos from the sun. **Physical Review Letters**, APS, v. 20, n. 21, p. 1205, 1968.

KAYSER, B. Neutrino physics. **eConf**, C040802, p. L004, 2004. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/hep-ph/0506165.pdf>>.

KOBAYASHI, M.; MASKAWA, T. Cp violation in the renormalizable theory of weak interaction. **Progress of Theoretical Physics**, Oxford University Press, v. 49, n. 2, p. 652–657, 1973.

LEE, T. D.; YANG, C. N. Question of parity conservation in weak interactions. **Phys. Rev.**, American Physical Society, v. 104, p. 254–258, Oct 1956. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.104.254>>.

LEE, T. D.; YANG, C. N. Parity nonconservation and a two-component theory of the neutrino. **Phys. Rev.**, American Physical Society, v. 105, p. 1671–1675, Mar 1957. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.105.1671>>.

LIPARI, P. Introduction to neutrino physics. Cern, 2003. Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/677618/files/p115.pdf>>.

MA, E. Verifiable radiative seesaw mechanism of neutrino mass and dark matter. **Physical Review D**, APS, v. 73, n. 7, p. 077301, 2006.

- MAJORANA, E. Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone. **Il Nuovo Cimento (1924-1942)**, Springer, v. 14, n. 4, p. 171–184, 1937.
- MAKI, Z.; NAKAGAWA, M.; SAKATA, S. Remarks on the unified model of elementary particles. **Progress of Theoretical Physics**, Oxford University Press, v. 28, n. 5, p. 870–880, 1962.
- MERLE, A.; PLATSCHER, M. Parity problem of the scotogenic neutrino model. **Physical Review D**, APS, v. 92, n. 9, p. 095002, 2015.
- MERLE, A. et al. Consistency of wimp dark matter as radiative neutrino mass messenger. **Journal of High Energy Physics**, Springer, v. 2016, n. 7, p. 1–17, 2016.
- MONDAL, S. Physics of neutrino oscillation. **arXiv preprint arXiv:1511.06752**, 2015.
- MOURA, C. et al. Sensitivity of accelerator-based neutrino experiments to neutrino-dark matter interaction: Elko as a viable dark matter candidate. **arXiv preprint arXiv:2109.03881**, 2021.
- PANEL, P. Us particle physics: Scientific opportunities a strategic plan for the next ten years report of the particle. 2008.
- PASSARINO, G.; VELTMAN, M. One-loop corrections for $e^+ e^-$ annihilation into $\mu^+ \mu^-$ in the weinberg model. **Nuclear Physics B**, Elsevier, v. 160, n. 1, p. 151–207, 1979.
- PESKIN, M. E. **An introduction to quantum field theory**. [S.l.]: CRC press, 2018.
- PONTECORVO, B. Mesonium and antimesonium. **Sov. Phys. JETP**, v. 6, p. 429, 1957.
- PONTECORVO, B. Neutrino experiments and the problem of conservation of leptonic charge. **Sov. Phys. JETP**, v. 26, n. 984-988, p. 165, 1968.
- SALAM, A.; WARD, J. C. **Electromagnetic and weak interactions**. [S.l.], 1964.
- SALAS, P. F. de et al. Status of neutrino oscillations 2018: 3σ hint for normal mass ordering and improved cp sensitivity. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 782, p. 633–640, 2018.
- SUPER-KAMIOKANDE Experiment. <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/>. Accessed: June 5, 2023.
- WEINBERG, S. A model of leptons. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 19, p. 1264–1266, Nov 1967.
- WEINBERG, S. Baryon-and lepton-nonconserving processes. **Physical Review Letters**, APS, v. 43, n. 21, p. 1566, 1979.
- WEINBERG, S. **Cosmology**. [S.l.]: OUP Oxford, 2008.
- WU, C. S. et al. Experimental test of parity conservation in beta decay. **Phys. Rev.**, American Physical Society, v. 105, p. 1413–1415, Feb 1957. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.105.1413>.