

UNIVERSIDAD DE PAMPLONA

Formando lideres para la construcción de un nuevo país en paz



EXPLORANDO LA SENSIBILIDAD DE $CE\nu$ NS EN LA BÚSQUEDA DE NEUTRINOS ESTÉRILES LIGEROS

*Trabajo de grado presentado al programa de física
como requisito para obtener el título de **Físico***

Oscar José Quevedo Martínez

Directora:
(Ph.D.) Blanca Cecilia Cañas Orduz

Facultad de Ciencias Básicas

Línea de Investigación
Física de Partículas

Grupo de Investigación: *Integrar*

Semillero de Investigación: *Chitarero*

2023

Vive con orgullo y la frente en alto, no permitas que tus miedos y debilidades te alejan de tus objetivos. Mantén tu corazón ardiendo, no importa que pase, sigue avanzando y no te rindas a pesar de haberte caído. Recuerda que el tiempo no espera a nadie.

~ Kyōjurō Rengoku

*Dedicado a mis abuelos Ana Rosa, Tani, Edau y Marcos Antonio.
Y a mis canhijos Azuna Maria, Zeta Stephen Jose y sobrino felino Shinya Jose.*

Agradecimientos

Durante el arduo proceso y tiempo dedicado a la realización de este trabajo de investigación, que ha sido el resultado no solamente de mi esfuerzo, sino que, tampoco habría sido posible sin el apoyo de diversas personas, por lo que quiero expresar mis más profundos agradecimientos a cada una de ellas, ya que su contribución, de una u otra manera, ha sido fundamental para el logro de este resultado.

Para empezar, le agradezco a mi familia, la cual siempre me ha apoyado durante mi proceso de formación y que con mucho esfuerzo, gracias a ellos se me ha sido posible realizar este trabajo. Agradezco primeramente a mis papás, Bernardo Quevedo y Martha Martínez, por impulsarme a conseguir mis metas a pesar de todos los desafíos que he tenido que afrontar, a mis hermanas Luisa y Gabrielle por su apoyo incondicional día a día, a mis abuelos y tíos que siempre han estado presentes apoyándome.

Agradezco infinitamente a la Dra. Blanca Cañas por confiar en mí durante todo el tiempo que me ha guiado y permitido hacer parte de sus proyectos y de su grupo de investigación, agradezco por todo el compromiso, experiencia y paciencia que tuvo durante la realización de este trabajo y que sin ella esto no habría sido posible.

A la Dra. Estela Garcés y al Dr. Víctor Basto, por aceptar ser los evaluadores, tener la dedicación y compromiso para realizar la lectura, dar sus recomendaciones y correcciones que han resultado fundamentales para obtener la mayor calidad posible de este trabajo de investigación.

Quiero agradecer a todos los amigos y compañeros que fui formando durante mi proceso formativo y con los que fuimos creciendo hasta el punto de ser parte de mi familia. Agradezco a Darwin, Mafe, Nelson, Niccol, Angel, Mariam, Johan, Natalia, Roger y Darlings principalmente, agradezco por todo el apoyo, consejos y experiencias vividas.

Finalmente, a la Universidad de Pamplona por los espacios brindados para completar mi formación académica. Quiero agradecer a todos los profesores del Departamento de Física y Geología que aportaron durante este proceso, especialmente a los Drs. Oscar Bohorquez, Edilson Reyes, Carlos Cedeño y Sandra Conde, quienes estuvieron presente durante gran parte del desarrollo de este trabajo de investigación, aportando con su conocimiento, experiencia y consejos.

Resumen

En el presente trabajo, se realizó el estudio de la dispersión elástica coherente neutrino núcleo ($\text{CE}\nu\text{NS}$) para investigar que tan sensible es este proceso a los parámetros de oscilación ($\sin^2 2\theta$, Δm^2) de los neutrinos estériles ligeros, es decir, con una escala de masas del orden de $\sim 1 \text{ eV}$. En este análisis se utilizaron antineutrinos de reactor, ya que estos se encuentran en el régimen de bajas energías ($[2, 8] \text{ MeV}$). Se realizó el cálculo de la probabilidad de oscilación para los neutrinos en el vacío en el paradigma de dos y tres sabores, se hizo una revisión de la fenomenología de oscilaciones a cortas distancias, se realizó un código en Wolfram Mathematica para obtener la sección eficaz diferencial de $\text{CE}\nu\text{NS}$ para posteriormente utilizarla en el desarrollo de un programa en Python el cual permitió el cálculo del número de eventos que pueden ocurrir en un cierto rango energético, estos datos fueron utilizados para realizar un análisis estadístico χ^2 y así obtener la sensibilidad del experimento CONUS para medir un neutrino estéril ligero, donde finalmente, se obtuvieron las restricciones a los parámetros de oscilación.

Palabras clave: Neutrinos, Oscilaciones de neutrinos, Parámetros de oscilación, $\text{CE}\nu\text{NS}$.

Abstract

In the present work, the study of coherent elastic neutrino nucleus scattering ($\text{CE}\nu\text{NS}$) was carried out to investigate how sensitive this process is to the oscillation parameters ($\sin^2 2\theta$, Δm^2) of light sterile neutrinos, i.e., with a mass scale of the order of $\sim 1\text{eV}$. Reactor antineutrinos were used in this analysis, since they are in the low-energy regime ($[2, 8] \text{ MeV}$). The calculation of the oscillation probability for neutrinos in vacuum in the two and three flavour paradigm was performed, a review of the phenomenology of oscillations at short distances was made, a code was developed in Wolfram Mathematica to obtain the differential effective cross section of $\text{CE}\nu\text{NS}$ for subsequent use in the development of a Python program which allowed the calculation of the number of events that can occur in a certain energy range, These data were used to perform a statistical analysis χ^2 to obtain the sensitivity of the CONUS experiment to measure a light sterile neutrino, where finally, constraints on the oscillation parameters were obtained.

Keywords: Neutrinos, Neutrino oscillations, Oscillation parameters, $\text{CE}\nu\text{NS}$.

Índice general

Resumen	v
Abstract	vi
Introducción	xi
1. Los neutrinos y las oscilaciones de neutrinos	1
1.1. Historia e hipótesis: Un remedio desesperado	1
1.1.1. Desintegración beta y anomalías en el spin-estadística	1
1.1.2. El neutrino de Fermi	3
1.2. Detección del neutrino	3
1.2.1. Experimento de Reines y Cowan	3
1.2.2. Experimento de Homestake	5
1.3. El problema de los neutrinos solares	6
1.3.1. Experimentos SAGE y GALLEX	6
1.3.2. Propuestas para solucionar el déficit de los neutrinos solares	7
1.4. Detección de las oscilaciones de neutrinos	9
1.4.1. Kamiokande y Super-Kamiokande	9
1.4.2. Sudbury Neutrino Observatory (SNO)	10
2. Anomalías experimentales	12
2.1. Experimentos de desintegración de piones en reposo	13
2.1.1. Detector LSND	13
2.2. Experimentos de desintegración de piones en vuelo	14
2.2.1. Experimento MiniBooNE	14
2.2.2. Experimento MicroBooNE	15
2.3. Anomalía de los antineutrinos de reactor	17
2.4. Experimentos con fuentes radiactivas: Anomalía del Galio	18
2.4.1. Resultados de BEST	20
3. Formalismo de las oscilaciones de neutrinos	21
3.1. La teoría estándar de las oscilaciones de neutrinos	21
3.1.1. Paradigma de dos sabores de neutrinos	23
3.1.2. Paradigma de tres sabores de neutrinos	27
3.2. Probabilidad de transición promedio	29
3.2.1. Zonas de Exclusión	31
3.3. Oscilaciones de neutrinos en el modelo 3+1	33
3.3.1. Probabilidad de oscilación	34
3.4. Consecuencias a la existencia de neutrinos estériles ligeros	34

4. Dispersión elástica coherente neutrino-núcleo ($\text{CE}\nu\text{NS}$)	36
4.1. La dispersión elástica coherente neutrino-núcleo	37
4.2. Primera detección de $\text{CE}\nu\text{NS}$	38
4.3. Experimentos en búsqueda de $\text{CE}\nu\text{NS}$	40
4.3.1. Experimento con fuentes de piones detenidos	40
4.3.2. Experimentos con fuentes de reactores	41
4.4. $\text{CE}\nu\text{NS}$ por medio de herramientas computacionales	42
4.4.1. Regla de oro y amplitud para $\text{CE}\nu\text{NS}$	42
4.4.2. Sección eficaz diferencial y total de $\text{CE}\nu\text{NS}$	44
5. Análisis estadístico	49
5.1. Experimento CONUS	49
5.2. Sensibilidad experimental y número de eventos	51
5.2.1. Zonas de exclusión a los parámetros de oscilación	53
6. Conclusiones	55
A. Cálculos explícitos en el paradigma de tres sabores	57
A.1. Probabilidad de oscilación	57
A.2. Probabilidad de transición	60
A.3. Probabilidad de supervivencia	62
B. Reglas de Feynman para el modelo estándar electrodébil	64
B.1. Líneas Externas	64
B.2. Líneas internas	65
B.3. Vértices	65
C. Códigos implementados en Wolfram Mathematica para $\text{CE}\nu\text{NS}$	66

Índice de figuras

1.1. Espectro de decaimiento beta continuo de Radio E.	2
1.2. Esquema del montaje experimental para la detección del neutrino utilizado por Reines y Cowan.	4
1.3. Tasa de neutrinos solares capturados por el experimento Homestake entre 1970 y 1995.	5
1.4. Resultados obtenidos por el experimento SAGE entre 1990 y 2001.	6
1.5. Resultados obtenidos por el experimento GALLEX-GNO desde 1991 hasta 2003.	7
1.6. Experimento Super-Kamiokande	10
1.7. Distribución L/E observada en Super-Kamiokande.	10
1.8. Experimento Sudbury Neutrino Observatory	11
2.1. Esquema del experimento LSND.	13
2.2. La distribución de eventos observados en LSND en función de la energía del positrón y en función de L/E	14
2.3. Eventos observados de MiniBooNE en modo neutrino y modo antineutrino.	15
2.4. Energía de los neutrinos reconstruida para eventos del canal $1e1p$ CCQE.	16
2.5. Energía de neutrinos reconstruida para eventos de tipo ν_e sin piones $1eNp0\pi$ y $1e0p0\pi$	16
2.6. Energía de neutrinos reconstruida para eventos tipo ν_e	17
2.7. Comparación de las tasas de evento medidos y predichos de $\bar{\nu}_e$ de los reactores nucleares.	18
2.8. Esquema genérico de los tanques de los experimentos con fuentes radiactivas.	18
2.9. Relación entre las tasas de eventos observadas y predichas, medidas por los diferentes experimentos de fuentes radiactivas GALLEX y SAGE.	19
2.10. Zona de exclusión para los resultados de BEST.	20
2.11. Esquema de la geometría de los tanques que se usan como blanco para los neutrinos.	20
3.1. Probabilidad de transición $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$	25
3.2. Probabilidad de supervivencia $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$	27
3.3. Probabilidad de transición $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$ (arriba) y de supervivencia $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$ (abajo) en función de la energía E [GeV]. Fuente: Autor	27
3.4. Probabilidad de transición promedio $\langle P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \rangle$	31
3.5. Límite superior para el ángulo de mezcla.	32
4.1. Artículo de Daniel Z. Freedman donde describe por primera vez la teoría de $CE\nu NS$: <i>Coherent effects of a weak neutral current</i>	36
4.2. Ilustración del proceso $CE\nu NS$ y sección eficaz.	37
4.3. Diagrama de Feynman para la interacción $CE\nu NS$	37
4.4. Ubicación de los detectores de COHERENT en el <i>callejón de los neutrinos</i> de la fuente de neutrones por espalación.	38
4.5. Observación de la dispersión elástica coherente neutrino-núcleo.	39
4.6. Diagrama de Feynman para $CE\nu NS$ para la amplitud.	42

4.7. Impacto del factor de forma en la sección eficaz diferencial para el Germanio. . .	43
4.8. Espectro de antineutrinos para los isótopos ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu y el espectro completo.	45
4.9. Valor esperado para la sección eficaz diferencial de $\text{CE}\nu\text{NS}$ dentro del modelo estándar y considerando la existencia de un neutrino estéril con los valores reportados por BEST.	46
4.10. Energía de retroceso máxima en función de la energía del neutrino incidente para los núcleos de Ar, Ge, I, Xe y Cs.	47
4.11. Sección eficaz total para los núcleos de Ar, Ge, I, Xe y Cs observando el impacto de la masa de cada uno.	48
5.1. Posición del detector CONUS en el edificio de la central nuclear de Brokdorf (Alemania).	49
5.2. Fotografía del experimento CONUS en Brokdorf.	50
5.3. Comportamiento de la función χ^2 en función de los parámetros de oscilación $\sin^2 2\theta$ y Δm^2 considerando una eficiencia del 100 % y un error estadístico de $p = 3\%$. .	52
5.4. Sensibilidad esperada del experimento CONUS al medir los parámetros de oscilación considerando un neutrino estéril ligero.	53
5.5. Zonas de exclusión al 100 % y 50 % de eficiencia donde las líneas azules, rojas y verdes son considerando los errores sistemáticos al 0 %, 3 % y 5 % respectivamente. .	54

Introducción

De todas las partículas masivas que componen el Universo, las más abundantes y más extrañas son los neutrinos ya que tienen la peculiaridad de casi no interactúan con la materia por lo que pueden atravesarla fácilmente, siendo capaces de atravesar la Tierra como una bala atravesaría un banco de niebla, son tan elusivos que más de medio siglo después de su descubrimiento todavía desconocemos muchas de sus propiedades.

Algunos de estos neutrinos provienen del interior de la Tierra debido a procesos radiactivos, mientras que una gran parte de ellos se generan en el núcleo del Sol. A pesar del intenso flujo de neutrinos que nos atraviesa, su interacción con la materia es extremadamente débil, lo que los hace prácticamente indetectable. Cada una de las estrellas en el Universo, al igual que el Sol, llena el espacio con neutrinos. Aunque numerosos, los neutrinos nacidos en el Sol y otras estrellas son prácticamente recién llegados. La mayoría de ellos son reliquias fósiles del Big Bang y han estado viajando a través del espacio durante miles de años sin ser detectados. Los neutrinos atmosféricos se producen gracias a las interacciones de los rayos cósmicos en la atmósfera, además de los neutrinos generados artificialmente en aceleradores y reactores. Los neutrinos atraviesan nuestro Universo como espectadores, como si no estuvieran aquí. Su existencia, por si sola, es extraordinaria [1].

Después de detectarlos en 1956 gracias al experimento realizado por Reines y Cowan, a finales de la década de 1960 al intentar medir el flujo de neutrinos producidos en el Sol por el experimento Homestake nació el *problema de los neutrinos solares*, donde solo se estaba midiendo un tercio de los neutrinos esperados, dando con la respuesta años mas tarde en 1998 con las oscilaciones de neutrinos gracias a la detección del experimento Super-Kamiokande y posteriormente en 2001 por el experimento SNO.

El descubrimiento de las oscilaciones de neutrinos, dio evidencia a física más allá del modelo estándar con el descubrimiento de aunque pequeña, los neutrinos cuentan con masa y una nueva imagen donde los distintos tipos o sabores son una mezcla de los estados de masas. Sin embargo esta generación de masas debe ser distinta a las de cualquier otro fermión del modelo estándar debido al valor tan pequeño que tienen comparado con otras partículas masivas. El mecanismo de Higgs requeriría de la existencia de neutrinos diestros con una masa elevada conocido como mecanismo seesaw. Además, el interés en esta dirección se ha avivado por una serie de mediciones experimentales anómalas que sugieren nuevos estados de neutrinos los cuales se esperan que estos nuevos estados sean *estériles*, es decir, que no interactúan débilmente [2].

Pese la baja interacción que tienen los neutrinos con la materia, existen mecanismos por los que pueden interactuar, ser medidos y estudiados indirectamente en donde estas partículas participan como la dispersión elástica neutrino electrón, la desintegración beta o la que se estudiara en esta tesis, la dispersión elástica coherente neutrino-núcleo o CE ν NS (por sus siglas en inglés) en la cual se estará explorando la sensibilidad de este proceso a estos nuevos estados estériles de los neutrinos por medio de un análisis estadístico χ^2 .

El desarrollo de esta investigación está estructurada en seis capítulos con tres apéndices para complementar los capítulos principales.

El primer capítulo estará centrado en los neutrinos y en unas de sus propiedades conocidas como oscilaciones de neutrinos. Se hará el recorrido por la historia y la hipótesis de estas partículas, su detección, el déficit de los neutrinos solares, las propuestas a solucionar este problema y como finalmente las oscilaciones de neutrinos fueron la respuesta.

En el segundo capítulo veremos las anomalías experimentales que han surgido desde la década de 1990 y han dado pie a la hipótesis de los neutrinos estériles ligeros y cómo considerando un nuevo estado estéril podría ser una posible solución a estas anomalías reportadas, además revisaremos los resultados más recientes de los experimentos que siguen en la búsqueda de estos nuevos estados.

Para el tercer capítulo veremos todo el formalismo de las oscilaciones de neutrinos, primeramente considerando la teoría estándar de las oscilaciones de neutrinos en el vacío tanto en el paradigma de dos y tres sabores activos del modelo estándar, la probabilidad promedio de transición, el paradigma de las oscilaciones considerando un nuevo estado de neutrinos llamado modelo $3 + 1$ como una solución a las anomalías reportadas.

En el cuarto capítulo presentaremos la historia de $\text{CE}\nu\text{NS}$ desde la primera vez que esta interacción fue propuesta teóricamente en 1974 hasta su detección años más tarde gracias a la colaboración COHERENT. Además, revisaremos estado de los experimentos que se encuentran en su búsqueda y al final obtendremos la sección eficaz diferencial y total de $\text{CE}\nu\text{NS}$ a partir del diagrama y las reglas de Feynman utilizando herramientas computacionales.

En el quinto capítulo se realizará el análisis estadístico χ^2 teniendo en cuenta los detalles del experimento CONUS que es un experimento está en la búsqueda de $\text{CE}\nu\text{NS}$, el cual se usará en este trabajo, para así obtener restricciones a los parámetros de oscilación que nos dará la sensibilidad de $\text{CE}\nu\text{NS}$ a los neutrinos estériles ligeros.

El sexto capítulo contiene las conclusiones y discusiones que se generan después del aprontamiento y análisis de los temas expuestos en el trabajo de investigación.

Finalmente, hay tres apéndices autoconclusivos e independientes en el que, en el apéndice A se mostraran los cálculos detallados para las oscilaciones en el paradigma de tres sabores, el apéndice B están las reglas de Feynman para el modelo electrodébil y escribir las amplitudes de los procesos y en el apéndice C se mostrará y explicará los códigos de Wolfram Mathematica implementados para obtener la amplitud y sección eficaz de $\text{CE}\nu\text{NS}$.

1. Los neutrinos y las oscilaciones de neutrinos

1.1. Historia e hipótesis: Un remedio desesperado

La historia de los neutrinos ha sido sorprendente, empezando por la hipótesis del neutrino propuesta por Pauli en 1930. Todo comenzó con una carta escrita a los participantes de una conferencia de física nuclear en Tubinga, Alemania, el 4 de diciembre de 1930. En dicha carta, Pauli planteaba la existencia de una nueva partícula eléctricamente neutra, con un spin $1/2$, a la que llamó *neutrón* como un *remedio desesperado* para explicar dos problemas pendientes en la física nuclear contemporánea. Estos problemas planteaban grandes dificultades respecto a la interpretaciones teóricas de los científicos.

Estos dos problemas estaban relacionados con la conservación de la energía y el momento en la desintegración beta de los núcleos, descubierta por Chadwick en 1914, y con las anomalías en la comprensión de la relación spin-estadística en los núcleos atómicos. Estas anomalías se presentaban en el contexto del modelo de estructura nuclear que prevalecía en las primeras décadas del siglo *XX*, donde se consideraba que los electrones y los protones eran constituyentes nucleares [3].

Esta propuesta *desesperada* fue considerada tan tentativa por Pauli que pospuso su publicación científica durante casi tres años. Sin embargo, hoy en día se sabe que los neutrinos, son las partículas más abundante del Universo después de los fotones, con una densidad numérica estimada de aproximadamente 300 por cm^3 en todo el Universo.

1.1.1. Desintegración beta y anomalías en el spin-estadística

Tras el descubrimiento realizado por Rutherford en 1911, Bohr estableció que la radiactividad beta es un proceso nuclear, similar a la radiactividad alfa y gamma, y que los electrones de los rayos beta se originan en los núcleos. En 1914, las investigaciones posteriores de Chadwick demostraron que el espectro de energía de los rayos beta provenientes de la desintegración beta era continuo. La Figura 1.1 muestra un espectro típico de rayos beta de los electrones procedentes de la desintegración beta de Radio E, hoy conocido como ^{210}Bi .

Se argumentó que el espectro energético continuo de los electrones beta se debía al ensanchamiento de la energía discreta de los electrones primarios emitidos en la desintegración beta. Fue argumentado por Meitner, este ensanchamiento era causado por procesos secundarios, lo que resultaba en una pérdida continua de energía de los electrones primarios a medida que se desplazaban a través del núcleo. Otra explicación dada por Ellis fue asumir que los electrones primarios emitidos en la desintegración beta tenían intrínsecamente un espectro continuo.

Esta explicación del fenómeno de los electrones primarios emitidos con un espectro continuo planteaba dificultad en su interpretación teórica dentro contexto del conocimiento contemporáneo de la estructura nuclear. Según la mecánica cuántica, que describía que los niveles de energía nuclear eran discretos, este fenómeno parecía violar la ley de la conservación de la energía.

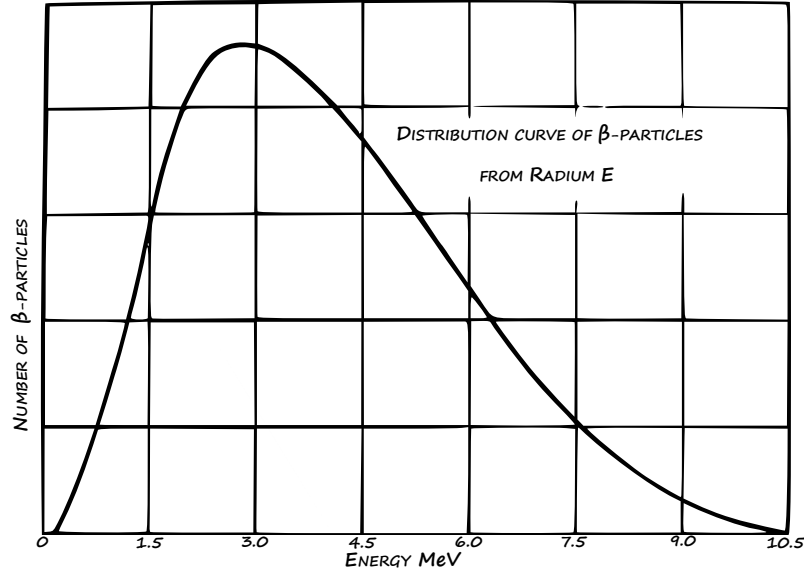


Figura 1.1: Espectro de decaimiento beta continuo de Radio E. Tomado y adaptado de [4]

Este problema se resolvió mediante mediciones calorimétricas del calor absoluto absorbido por los electrones beta provenientes de la desintegración del núcleo en un experimento realizado por Ellis y Wooster. Después de estos experimentos, se estableció que el espectro energético continuo de los electrones tenía interpretaciones teóricas poco convencionales propuestas por Pauli y Bohr respectivamente, respectivamente:

1. Pauli propuso que la conservación de la energía se mantiene exactamente en los procesos de desintegración beta, pero junto con el electrón se emitiera una partícula muy penetrante de spin $1/2$.
2. Bohr propuso que la conservación de la energía no fuera exacta, sino estadística, en las interpretaciones de los decaimientos beta.

Finalmente, la propuesta de Pauli fue aceptada por la comunidad científica como la solución adecuada al problema de la energía continua en las desintegraciones beta nucleares. Antes, en las primeras décadas del siglo *XX*, se asumía generalmente que los núcleos estaban formados por protones y electrones, que eran las únicas partículas conocidas en ese momento. Según este modelo de la estructura, el ${}^4N$ con número de carga 7 y número de masa 14 debería tener 14 protones y 7 electrones, lo que conducía a un spin semi-entero y obedecería a la estadística de Fermi.

Sin embargo, Kronig, Heitler y Herzberg demostraron utilizando los espectros de banda molecular de ${}^{14}Ni$, que tienen spin entero y satisface la estadística de Bose [5]. Posteriormente se encontraron ejemplos similares, por ejemplo, ${}^6Li$ con 6 protones y 3 electrones y el ${}^2H$ con 2 protones y 1 electrón, ambos deberían tener spin semi-entero y seguir la estadística de Fermi según el modelo protón-electrón del núcleo, pero se encontró que tenía spin entero en la estadística de Bose.

Esta situación anómala en la descripción de la estructura nuclear de ${}^{14}N$, ${}^6Li$ y ${}^2H$ se resolvió con la presencia de otro constituyente nuclear con carga neutra y spin $1/2$, como propuso de Pauli. Además, la observación en la desintegración beta de que si el núcleo inicial tenía spin entero o semi-entero, entonces el núcleo final también tenía spin entero o semi-entero, también podría explicarse con la presencia de dos partículas de spin $1/2$ además del protón en los procesos de desintegración beta, lo no sería posible en el modelo protón-electrón del núcleo [4, 5].

1.1.2. El neutrino de Fermi

La partícula que propuso Pauli en su carta inicial no es exactamente el neutrino tal y como lo conocemos hoy. Las propiedades descritas para la partícula neutra propuesta eran diferentes de las características del neutrino actual. Las propiedades descritas eran las siguientes:

1. Las partículas de spin $1/2$ neutras propuestas se llamaron *neutrones* y son constituyentes de los núcleos.
2. No viajan a la velocidad de la luz.
3. Su masa es similar a la del electrón, pero no mayor que 0,01 veces la del protón.
4. La nueva partícula (neutrón) tiene un momento magnético del orden de $e \times 10^{-13} cm$ y esta ligada al núcleo por fuerzas magnéticas.
5. La partícula neutra de spin $1/2$ comparte la energía disponible con el electrón, dando a lugar al espectro energético continuo de los electrones beta.

En octubre de 1931, Pauli asistió a una conferencia sobre física en Roma y participo en las discusiones en las que también estaba presente Fermi, el cual quedo impresionado por la idea de Pauli de una nueva partícula. Al año siguiente, en 1932, Chadwick descubrió una nueva partícula neutra con una masa similar a la del protón. Esta partícula recibió el nombre de *neutrón* y la partícula de Pauli fue rebautizada por Fermi como *Neutrino* que significa *pequeño neutro*.

La interpretación teórica de la desintegración beta fue dada por Fermi y Perrin en términos del modelo protón-neutrón del núcleo, en el que los neutrinos eran emitidos juntos con los electrones. Tras el descubrimiento del neutrón y el estudio de sus propiedades, parece que el *neutrón* de Pauli es mas bien una combinación del neutrón de Chadwick y del neutrino de Fermi [3, 6].

Hoy en día, sabemos que el neutrino hace parte del modelo estándar de la física de partículas. En este modelo encontramos tres tipos o sabores de neutrinos, cada uno asociado al leptón cargado con el que se crea. Tenemos el electrón (e) y el neutrino electrónico (ν_e), el muon (μ) y el neutrino muónico (ν_μ), el tau (τ) con el neutrino tauónico (ν_τ), además de sus respectivas antipartículas.

1.2. Detección del neutrino

En 1946, Bruno Pontecorvo propuso un método radioquímico para la observación de neutrinos, basado en el proceso de desintegración beta inverso. En concreto, planteó que un átomo de ^{37}Cl reaccionaria con un neutrino, produciendo un átomo de ^{37}Ar , el cual sería radiactivo con una vida media de 35 días y podría separarse fácilmente del disolvente rico en ^{37}Cl [7]. Las ideas de Pontecorvo tuvieron una influencia decisiva en las carreras de Raymond Davis Jr y Frederick Reines, quienes se embarcaron en la ardua búsqueda de los neutrinos.

1.2.1. Experimento de Reines y Cowan

En 1953, Frederick Reines y Clyde L. Cowan propusieron un experimento para capturar antineutrinos procedentes de un reactor nuclear, ya que estos podían generar flujos intensos de antineutrinos del orden de 10^{12} a 10^{15} neutrinos por segundo por cm^2 . A pesar de la gran cantidad de antineutrinos que el reactor producía, se esperaba un bajo número de detecciones debido a la escasa capacidad de interacción de los antineutrinos.

Después de un primer intento sin resultados concluyentes en el reactor de Hanford, Reines y Cowan trasladaron su trabajo a la planta de Savannah River [8].

En el experimento, el material con el que los antineutrinos debían reaccionar consistía en una solución de cloruro de cadmio en aproximadamente 400 litros de agua, contenida en un contador de centelleo, el esquema del experimento se muestra en la Figura 1.2.

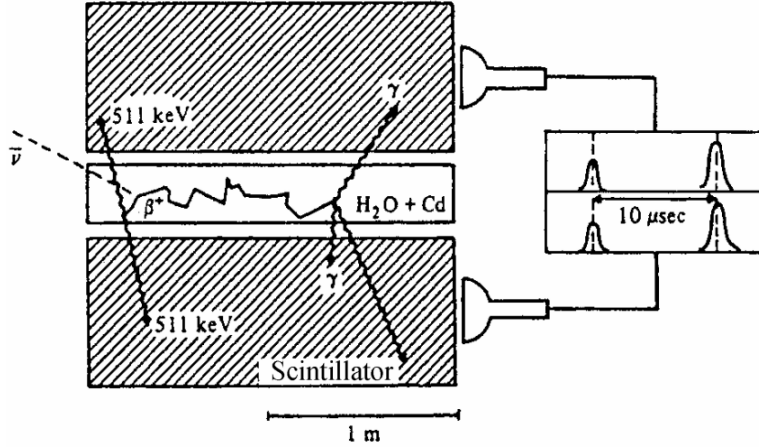
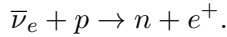
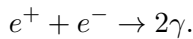


Figura 1.2: Esquema del montaje experimental para la detección del neutrino utilizado por Reines y Cowan. Un tanque de agua cargado de cloruro de cadmio que esta rodeado de un material centelleante. Se utiliza para una medida de coincidencia de los fotones aniquilados de 511 keV y los rayos gamma emitidos por la captura de neutrinos en cadmio. El agua actúa como moderador de neutrones. Tomada de [9]

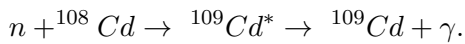
El proceso de detección comienza con la reacción:



Cuyos productos participan, a su vez en las dos reacciones productoras de fotones:



Tras la que, los fotones eran capturados en el contador de centelleo. Al mismo tiempo en el detector los neutrones interactúan con el cadmio:



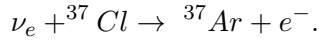
Estos fotones eran capturados unos microsegundos después de la detección de los fotones anteriores, probando la detección de los neutrinos [9].

El 14 de junio de 1956, Reines y Cowan le enviaron un telegrama a Pauli en el que le manifestaban lo siguiente: *Nos complace informarle que definitivamente hemos detectado neutrinos de fragmento de fisión al observar la desintegración inversa de los protones. La sección transversal observada concuerda bien con el valor esperado seis por diez a los menos cuarenta y cuatro centímetros cuadrados.* Y la respuesta de Pauli fue *Gracias por el mensaje. Todo le llega al que sabe esperar.*

En 1995, Frederick Reines recibió el premio nobel por su trabajo en física de neutrinos, Clyde L. Cowan murió en 1975 a la edad de 54 años.

1.2.2. Experimento de Homestake

El primer experimento llevado a cabo para medir el flujo de neutrinos procedentes del Sol fue el experimento de Homestake, ubicado en Dakota del Sur, Estados Unidos. Este experimento fue propuesto y realizado por Raymond Davis Jr, John N. Bahcall y colaboradores [10]. La reacción que se estudiaba era la siguiente:



Esta reacción fue la propuesta años atrás por Bruno Pontecorvo y Luis Alvarez. Una de sus principales ventajas de esta reacción es que el producto, ${}^{37}\text{Ar}$, es un gas noble que se puede extraer fácilmente de un líquido que contiene cloro. El detector se construyó entre los años 1964 y 1967, con el objetivo de observar el flujo de neutrinos solares y estuvo en funcionamiento desde 1967 hasta 1994. El líquido utilizado en el detector fue el percloroetileno, (C_2Cl_4) [7], un disolvente barato usado para limpieza en seco en la industria textil.

El dispositivo de detección consistía en un tanque lleno con $3,9 \times 10^5$ litros de percloroetileno. Para aislar el experimento de los efectos de los rayos cósmicos, el tanque se construyó en una mina de oro propiedad de Homestake Mining Company. Otra característica que aísla el experimento de contaminaciones del entorno es la capacidad del tanque para llenarse de agua, lo que evita la interferencia de neutrinos rápidos provenientes de reacciones espontáneas producidas en los muros de piedra que rodean el dispositivo. Este efecto es pequeño debido a la localización del experimento y se elimina por completo mediante el uso de agua [11, 9].

Finalmente, los neutrinos solares detectados fueron $2,56 \pm 0,23 \text{ SNU}$, en contraste con los $8,1 \pm 1,2 \text{ SNU}$ predichos por el modelo estándar solar [12], los datos obtenidos por el experimento se muestran en la Figura 1.3. Estos datos provocaron revisiones de las teorías que llevaron a dichas predicciones. El flujo de datos se presenta en Solar Neutrino Units (SNU), que es una unidad utilizada en los experimentos radioquímicos para las que 1 SNU equivale a 10^{36} capturas por segundo por átomo objetivo, en este caso, ${}^{37}\text{Cl}$.

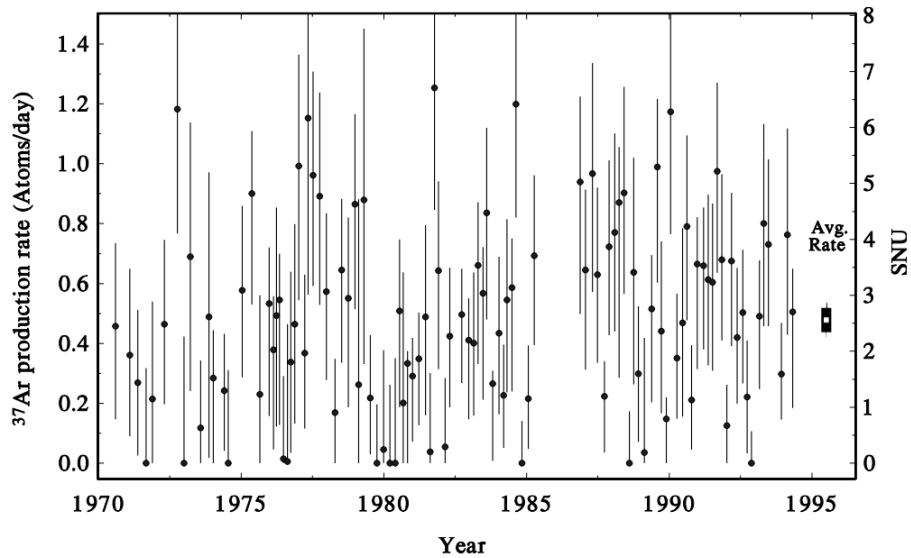


Figura 1.3: Tasa de neutrinos solares capturados por el experimento Homestake entre 1970 y 1995. La línea superior se encuentra en $8,1 \text{ SNU}$, predicción del flujo de neutrinos recibidos de acuerdo con el modelo estándar solar, mientras que los observados se encuentran principalmente al rededor de $2,56 \pm 0,23 \text{ SNU}$. Tomado de [11]

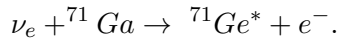
A medida que los experimentos y la teoría se perfeccionaban, el desacuerdo entre los resultados experimentales y las predicciones teóricas se hizo más evidente. Durante las dos décadas siguientes, se propusieron diversos modelos para explicar el déficit de neutrinos solares, y estos fueron examinadas por cientos de físicos, químicos y astrónomos. Tanto los experimentos como los cálculos teóricos parecían ser correctos, lo que llevó al surgimiento del fenómeno conocido como el déficit de neutrinos solares.

1.3. El problema de los neutrinos solares

No solo el experimento de Homestake había obtenido un déficit de neutrinos solares, después de la discrepancia mostrada entre la teoría y observaciones aparecieron otros experimentos con el objetivo de dar solución a este problema.

1.3.1. Experimentos SAGE y GALLEX

Experimentos como las colaboraciones SAGE y GALLEX, donde ambos son experimentos radioquímicos basados en la reacción:



El experimento SAGE (Soviet American Gallium Experiment) se encuentra situado en un laboratorio subterráneo especialmente construido para albergarlo en el Baksan Neutrino Observatory (BNO) del Institute for Nuclear Research Academy of Sciences, en las montañas del Cáucaso.

Se predijo un valor de detección de neutrinos solares en experimentos de ${}^{71}\text{Ga}$ es $126 \pm 10 \text{ SNU}$. El valor medio extraído por SAGE fue de $70,8^{+6,5}_{-6,1} \text{ SNU}$ [13, 14, 15], los resultados obtenidos se muestran en la Figura 1.4.

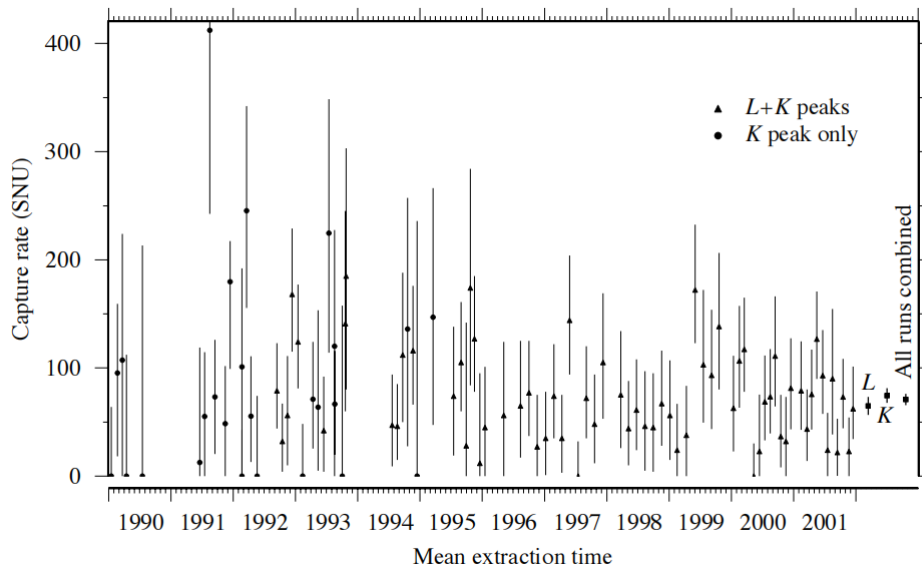


Figura 1.4: Resultados obtenidos por el experimento SAGE entre 1990 y 2001. Tomado de [11]

El experimento GALLEX (GALLium EXperiment) se encuentra situado en el laboratorio Nacional del Gran Sasso (LNGS), cerca de la montaña Gran Sasso en Italia. Inició su funcionamiento en 1991 y en 1998 fue modificado y renombrado como GNO (Gallium Neutrino Observatory). Se siguieron realizando experimentos hasta 2003.

Los resultados combinados de GALLEX-GNO, considerando todas las observaciones, muestran un valor de $69,3 \pm 5,5$ SNU [16, 17]. Estos resultados se presentan en la Figura 1.5. Las predicciones son las mismas que para SAGE, ya que ambos experimentos estudian la misma reacción.

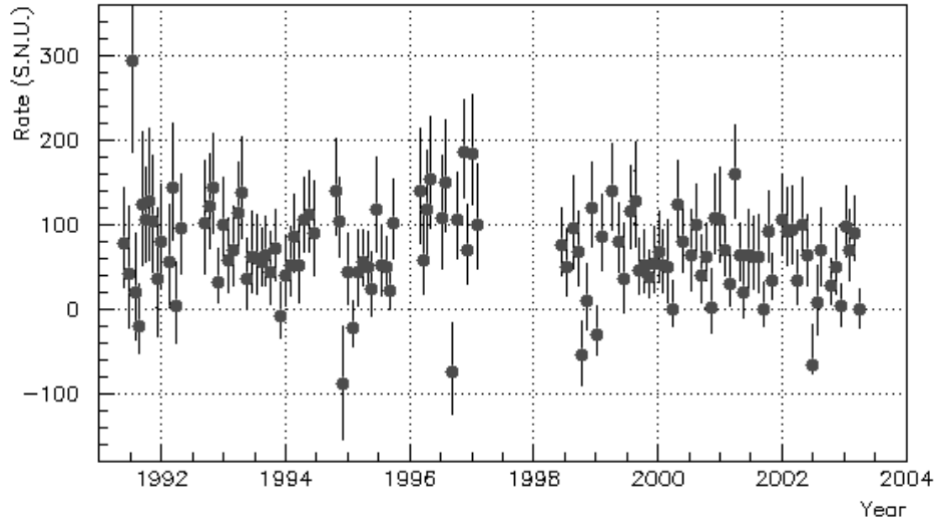


Figura 1.5: Resultados obtenidos por el experimento GALLEX-GNO desde 1991 hasta 2003. Tomada de [11]

Los resultados experimentales de ambas colaboraciones, SAGE y GALLEX, son prácticamente coincidentes. Además, estos resultados concuerdan con el déficit de neutrinos solares detectado por el experimento Homestake, lo que confirma la disparidad entre la teoría y las predicciones.

1.3.2. Propuestas para solucionar el déficit de los neutrinos solares

Los experimentos de detección de neutrinos no lograban reproducir las predicciones basadas en los neutrinos electrónicos generados en el Sol, de acuerdo con el modelo estándar solar. En la Tabla 1.1 se muestran las comparaciones entre teoría y observaciones de los experimentos de Homestake, SAGE y GALLEX.

Experimento	Predicción (SNU)	Detección (SNU)
<i>Homestake</i>	$8,1 \pm 1,2$	$2,56 \pm 0,23$
<i>SAGE</i>	126 ± 10	$70,8^{+6,5}_{-6,1}$
<i>GALLEX</i>	126 ± 10	$69,3 \pm 5,5$

Tabla 1.1: Comparación entre la teoría y las observaciones para el modelo estándar solar.

A partir de finales de la década de los 70, surgieron diversas hipótesis destacadas para explicar la discrepancias entre la teoría y los experimentos. Dado que las predicciones se basaban en el modelo estándar de partículas y el modelo estándar solar, se planteó la posibilidad de que uno de estos dos modelos no se ajustara completamente a la realidad. Se exploraron múltiples causas posibles para las irregularidades observadas, y algunas de las hipótesis propuestas incluyen:

Modelos solares no estandares

Una de las ideas que se tuvieron al inicio del problema de los neutrinos solares fue la falta de precisión en el modelo estándar solar.

Uno de los motivos principales por los que se comenzó a investigar en el campo de la detección de neutrinos solares fue poner a prueba las predicciones del modelo. Algunas de las proposiciones que se apartan del modelo estándar y que se plantearon para solucionar este problema fueron:

Fusión catalizada por medio de quarks: En 1969, Libby y Thomas proponen una teoría de generación de energía en el Sol basada en que los quarks cargados negativamente y antiquarks actúen como catalizadores de reacciones de fusión de los elementos ligeros. La energía podría venir de reacciones de fusión de helio en la que participaban tales quarks, de manera que existiría un mecanismo adicional de producción energética en el que no participan neutrinos [18].

Sol consumido con núcleo de helio: En 1973, Prentice propone un modelo solar en el cual la estrella cuenta con un pequeño núcleo en el que el hidrógeno se ha consumido (entre 0,02 y 0,03 masas solares). Esta idea está basada en la hipótesis de que en las primeras etapas de formación del Sol existieran pequeñas inhomogeneidades en la composición química del medio interestelar, provocando una composición inicial del Sol consecuentemente inhomogénea. Tal hipótesis podría desembocar en un Sol inicial con una abundancia de helio mucho mayor que la que supone el modelo estándar solar y con un núcleo prácticamente carente de hidrógeno [19].

Mayor abundancia de ^3He en el Sol en la actualidad: En 1970, Kocharov y Starbunov propusieron un modelo solar con temperatura inferior a la predicha por el modelo estándar solar. La teoría se basaba en que una reacción producida prodiga producir energía a bajas temperaturas, en caso de que existiera un abundancia mayor que la estándar de ^3He en el interior del Sol [20].

Desviaciones del modelo estándar de partículas

La demostración continuada de la precisión alcanzada por el modelo estándar solar, gracias a la heliosismología, planteo la posibilidad de que existiesen errores en el modelo estándar de partículas. Algunas de estas propuestas que se plantearon dentro de este campo fueron:

Neutrinos taquiónicos: En 1985, Chodos y Hauser proponían una teoría basada en neutrinos con masa negativa. Esta idea podría explicar el déficit de neutrinos suponiendo que algunos de ellos viajan con velocidades súperlumínicas. En este caso, los neutrinos no detectados son aquellos con velocidades mayores a la de la luz [21].

Desintegración de neutrinos: En 1972, Bahcall y colaboradores exponen la posibilidad de que los neutrinos no eran partículas estables si tienen masa finita. Esta teoría explica las diferencias entre los valores teóricos y experimentales suponiendo que parte de los neutrinos se desintegran en otras partículas antes de llegar a la tierra, sin ser detectadas [22].

Oscilaciones de neutrinos: En 1962, Maki, Nakawasa y Sakata, teniendo como base dos artículos de Bruno Pontecorvo, proponen su formalismo matemático para tratar posibles oscilaciones entre los diferentes sabores de neutrinos.

Esto se puede aplicar al problema de los neutrinos solares planteando que los neutrinos electrónicos oscilan entre sabores en su trayecto desde el centro del Sol hasta la Tierra, de manera que algunos de ellos llegan como neutrinos muónicos o tauónicos y no son detectados, ya que los experimentos iniciales solo estaban destinados a la detección de neutrinos electrónicos [23, 24, 25].

Finalmente el problema de los neutrinos solares fue resuelto a la teoría de las oscilaciones de neutrinos, basada en la idea de que los neutrinos cambian de sabor en su camino desde el Sol hasta la Tierra, de manera que no se reciben todos los neutrinos electrónicos creados en la reacciones solares de fusión que han cambiado de naturaleza.

1.4. Detección de las oscilaciones de neutrinos

A principios de la década de 1980, se construyeron varios detectores subterráneos, donde la principal motivación de estos era el descubrimiento de desintegración de protones. Sin embargo, estos experimentos no encontraron evidencia de desintegraciones de protones como se esperaba inicialmente. En cambio, observaron un gran número de eventos de neutrinos atmosféricos, lo que llevo a un cambio en el enfoque de investigación de estos experimentos.

1.4.1. Kamiokande y Super-Kamiokande

En 1988, el detector Kamiokande, que utilizaba agua como medio detector y tecnología Cherenkov, estudio el número de eventos de tipo electrones (e) y muones (μ), que correspondían principalmente a interacciones de corrientes cargadas (CC) de neutrinos electrónicos (ν_e) y neutrinos muónicos (ν_μ), respectivamente. Se descubrió que los eventos de tipo μ tenían un déficit significativo en comparación con la predicción de Monte Carlo, mientras que el número de eventos de tipo e coincidía bien con las predicciones [26].

La relación de sabores de los neutrinos atmosféricos, expresada como $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$, había sido calculada con precisión en el rango de energía relevante. Debido a la baja relación $(\mu/e)_{\text{Datos}}/(\mu/e)_{\text{Predicción}}$, se llegó a la conclusión de que los datos no se podían explicar como resultado de los efectos sistemáticos del detector o de las incertidumbres en los flujos de neutrinos atmosféricos, y se planteó que alguna física aún no considerada, como las oscilaciones de neutrinos, podría explicar los datos. Este resultado fue el inicio del interés serio por los neutrinos atmosféricos.

Estudios posteriores realizados con el mismo experimento confirmaron que el déficit de eventos tipo μ se explicaban bien por las oscilaciones del tipo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ o $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

Para los detectores ubicados cerca de la superficie de la Tierra, la distancia de oscilaciones de los neutrinos, y por tanto la probabilidad de oscilación, depende del ángulo cenital de la dirección del neutrino. Aquellos que se dirigen verticalmente hacia abajo recorren aproximadamente 15 km , mientras que los que se dirigen verticalmente hacia arriba recorren aproximadamente 12800 km antes de interactuar con el detector, como se muestra en la Figura 1.6.

Los datos de Kamiokande revelaron que el déficit de eventos μ dependía del ángulo cenital de los neutrinos. Sin embargo, debido a la relativamente baja estadística de eventos, la significancia estadística de la asimetría arriba-abajo en los datos de Kamiokande fue de $2,9\sigma$, lo que significa que los datos no fueron concluyentes.

Se necesitaba de un detector mucho más grande para obtener pruebas concluyentes de las oscilaciones de neutrinos con una estadística suficientemente alta. En 1996 se puso en marcha el experimento Super-Kamiokande, el cual se trata de un detector Cherenkov de agua de 50 $Kton$, un esquema del experimento se muestra en la Figura 1.6.

En 1998, Super-Kamiokande con estadística de datos sustancialmente mayores que las de los experimentos anteriores, concluyo que los datos de neutrinos atmosféricos daban evidencia de oscilaciones de neutrinos, el estudio posterior confirmo que las oscilaciones se producían principalmente entre $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ [27, 28, 29].

Con la estadística de los datos mejorados sustancialmente, se han observado evidencias del primer mínimo de oscilación, tal como se espera por la probabilidad de oscilación sinusoidal como se muestra en la Figura 1.7.

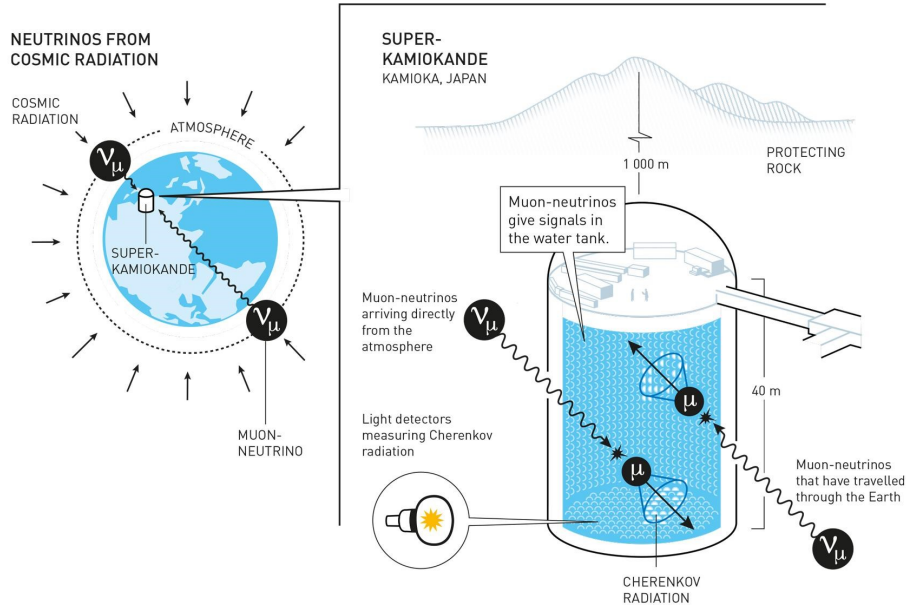


Figura 1.6: La interacción de los rayos cósmicos en la atmósfera superior genera lluvias de partículas que comprenden neutrinos que se originan en una capa atmosférica que se dirige verticalmente hacia abajo que recorren entre 10 a 20 km no tuvieron espacio para oscilar, mientras que los neutrinos que se dirigen verticalmente hacia arriba han viajado mas de 10000 km y que probablemente han oscilado (izquierda). Detector Super-Kamiokande donde se muestra el interior revestido de tubos fotomultiplicadores con una cobertura de fotocátodos de aproximadamente el 40 % (derecha). Tomado de [30]

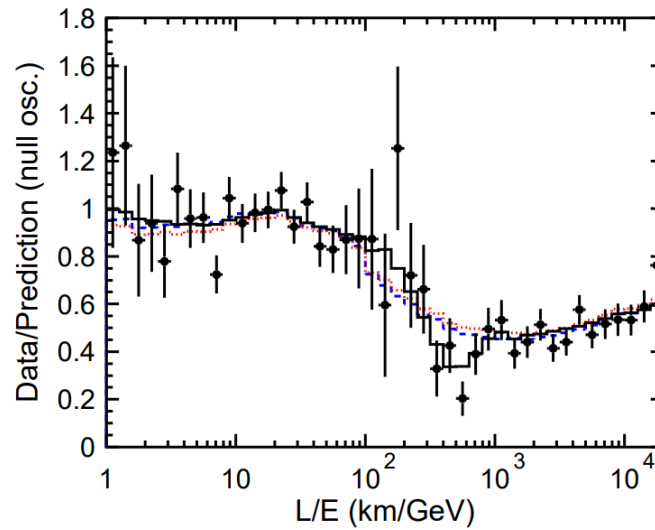


Figura 1.7: Distribución L/E observada en Super-Kamiokande. Los histogramas sólidos (negros), discontinuos (azul) y punteados (rojos) muestran las predicciones de mejor ajuste basada en los modelos de oscilación, desintegración y decoherencia respectivamente. Tomado de [31]

1.4.2. Sudbury Neutrino Observatory (SNO)

La medición de neutrinos solares emprendida por Davis Jr y sus colaboradores en Homestake, donde el flujo era mucho menor al predicho, se discutieron varias posibilidades. En 1989, Kamiokande observó el flujo de neutrinos solares ^8Bi por dispersión neutrino-electrón [32].

Este experimento confirmó que los neutrinos eran significativamente menor que la predicción del modelo estándar solar. Posteriormente al realizar los experimentos de neutrinos solares de Galio también observaron que el flujo de neutrinos solares era inferior a la predicción, aunque el déficit de neutrinos solares se observó claramente, la causa de este no se identificó firmemente, en parte porque ningún experimento observó los flujos de ν_e y $(\nu_\mu + \nu_\tau)$ por separado.

Esto cambio en 2001 y 2002. En 2001, el experimento de agua pesada SNO (esquema en la Figura 1.8) midió el neutrino solar ${}^8\text{Bi}$ por:

$$\nu_e + d \longrightarrow e^- + p + p.$$

Es decir, por interacciones de corriente cargada ν_e . En ese momento Super-Kamiokande midió el flujo de neutrinos ${}^8\text{Bi}$ precisamente por dispersión neutrino-electrón [33]. Al comparar estos resultados, se encontró que el flujo medido por Super-Kamiokande eran significativamente mayor que el medido por SNO. Esto supone una discrepancia de $3,3\sigma$ y se concluyó que era una prueba de las oscilaciones de neutrinos solares, ya que los ν_μ y ν_τ generados por las oscilaciones solo contribuyen a la dispersión de neutrinos-electrón.

En 2002, la evidencia se vio sustancialmente reforzada por la medición total ($= \nu_e + \nu_\mu + \nu_\tau$) de neutrinos en SNO. Observaron:

$$\nu_x + d \longrightarrow \nu_x + p + n$$

El total observado del flujo de la radiación solar fue consistente con la predicción del modelo estándar solar, confirmando la oscilación de neutrinos en el nivel $5,5\sigma$ [34].

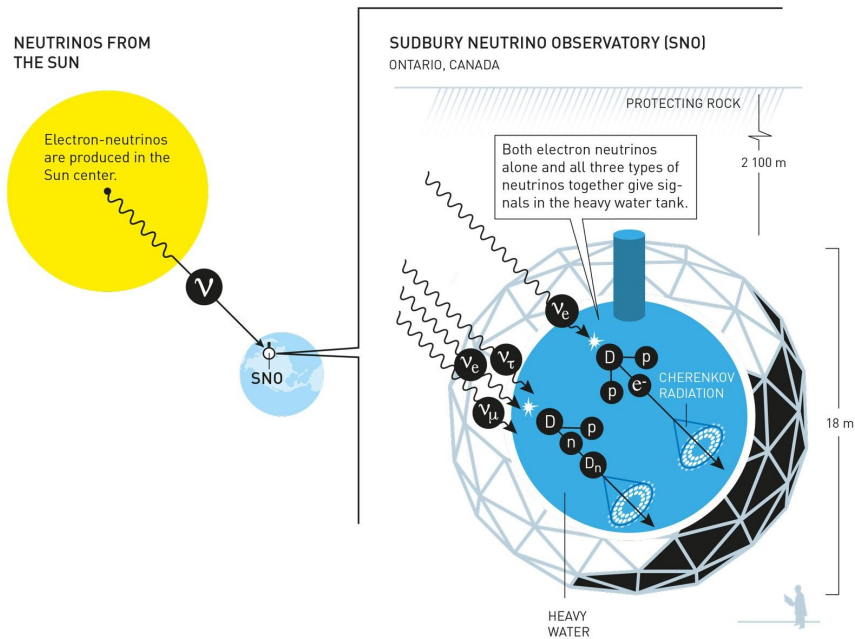


Figura 1.8: El detector de SNO fue construido 2100 metros bajo tierra. Siendo un detector de Cherenkov de agua pesada diseñado para detectar neutrinos producidos por reacciones de fusión en el sol. Tomado de [30]

2. Anomalías experimentales

El descubrimiento de las oscilaciones de neutrinos ha proporcionado una evidencia sólida de la existencia de nueva física más allá del modelo estándar. Estas oscilaciones implican una mezcla de tres neutrinos, lo cual se ha convertido en una extensión mínima del modelo estándar, motivada de manera empírica.

La generación de masa de neutrinos difiere de la generación de masas de cualquier otro fermión del modelo estándar debido al valor tan pequeño que tienen comparando con otras partículas masivas. El mecanismo de Higgs para los neutrinos requeriría de neutrinos diestros, lo cual implicaría la adición de partículas nunca antes observadas. Estos nuevos estados asociados a los neutrinos podrían afectar los experimentos de diversas maneras, como los efectos en la fenomenología de la oscilación o en la producción de nuevas partículas en haces de neutrinos o detectores.

Desde mediados de la década de 1990, se han observado una serie de mediciones experimentales anómalas que sugieren la existencia de nuevos estados de neutrinos. Se espera que estos estados sean *estériles*, es decir, que no interactúan ni a través de las interacciones débiles ni otras interacciones descritas en el modelo estándar de la física de partículas, para evitar las restricciones experimentales provenientes de mediciones de desintegración $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ invisibles [35]. Estas anomalías se han observado principalmente en detectores de Cherenkov o de centelleo, y en distancias relativamente cortas desde la fuente de neutrinos [36].

Uno de los marcos teóricos mas estudiados para interpretar estas anomalías es el de las oscilaciones de neutrinos estériles ligeros, es decir, estados de neutrinos con masa el orden $\sim 1\text{eV}$. Este marco extiende el paradigma de los tres neutrinos del modelo estándar para acomodar $3+N$ masas de neutrinos ligeros y $3+N$ estados de sabor de neutrinos [36, 37], del cual se hablará más a fondo en el capítulo 3.

Existen cuatro anomalías en el sector de los neutrinos que han impulsado el desarrollo de programas de neutrinos de base de linea corta durante la ultima década, de las que se hablará en las siguientes secciones. Dos de ellas provienen de la aparición oscilatoria de neutrinos y antineutrinos electrónicos en haces de muones y antimuones (respectivamente), generados principalmente por la desintegración de piones en reposo (Sec. 2.1) y en vuelo (Sec. 2.2). Las otras dos anomalías están asociadas a una discrepancia de normalización global de los neutrinos (Sec. 2.3) y antineutrinos electrónicos esperados tanto en reactores de fisión convencionales como en la desintegración radiactiva del Galio-71 (Sec. 2.4).

Históricamente, estos resultados se han discutido principalmente en el contexto de un escenario $3+1$, que involucra un único neutrino estéril adicional [36].

2.1. Experimentos de desintegración de piones en reposo

Los experimentos de aceleradores de desintegración de piones en reposo proporcionan un flujo de antineutrinos muónicos con una energía de 30 MeV y un flujo de antineutrinos electrónicos insignificantes.

Por ello, los detectores situados en base de líneas relativamente cortas (30 m) con capacidad de identificar posiciones ofrecen sensibilidad a las oscilaciones $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. De estos experimentos se encuentran el detector de neutrinos de los Álamos (LSND) [38] y el experimento KARlsruhe Rutherford Medium Energy Neutrino (KARMEN) [39]. Entre los dos, LSND observó evidencias de oscilaciones $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ que podrían ser parametrizados por oscilaciones de dos neutrinos con una diferencia de masas al cuadrado $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ y una amplitud de oscilación $\sin^2(2\theta_{\mu e})$ de menos del 1 %. Aunque menos sensible, KARMEN no observó ninguna evidencia de tales oscilaciones. El resultado anómalo de LSND motivó una serie de búsquedas experimentales de las oscilaciones de neutrinos de base de línea corta durante las últimas décadas.

2.1.1. Detector LSND

El detector LSND consistía en un tanque cilíndrico de $8,3 \text{ m}$ de longitud y $5,7 \text{ m}$ de diámetro situado a $29,8 \text{ m}$ de la fuente de neutrinos, un esquema se muestra en la Figura 2.1 y fue diseñado para buscar oscilaciones $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$.

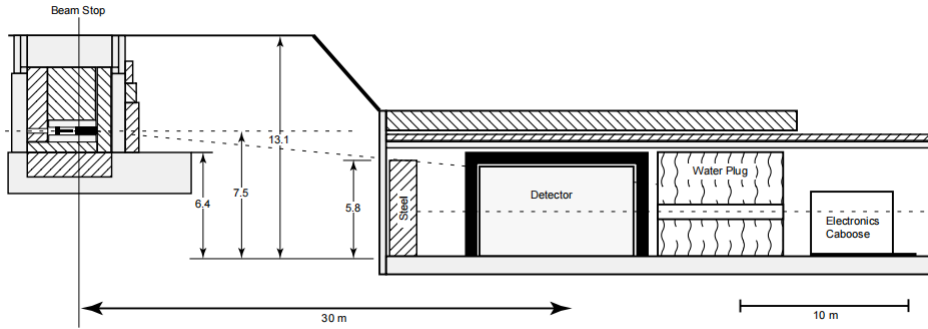


Figura 2.1: Esquema del experimento LSND. Tomado de [40]

Los neutrinos se produjeron a partir de cadenas de desintegración de piones cargados a muones que decaen en reposo, con los piones cargados producidos usando protones de 798 MeV en un blanco [40, 36]. Los antineutrinos muónicos son producidos por la secuencia:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu.$$

Las desintegraciones relacionadas de π^- que produciría $\bar{\nu}_e$ están suprimidas a través de la captura de los piones en núcleos pesados en las cercanías del blanco. Como resultado, se esperaba que la contaminación intrínseca de $\bar{\nu}_e$ fuera de $7,8 \times 10^{-4}$ menor que el flujo de $\bar{\nu}_\mu$. Los rayos cósmicos, aunque abundantes, no fueron una fuente importante de fondo para LSND, ya que se eliminaron mediante cortes de tiempo y un aislamiento óptico que rodea el detector. Se publicaron una serie de mediciones de LSND, todas ellas en apoyo de un exceso de eventos observados sobre lo esperado del fondo de neutrinos. Los resultados publicados en 2001 concluyeron que se observó un exceso de eventos que se muestran en la Figura 2.2. Aquí L es la distancia fuente-detector y E es la energía del neutrino. LSND observó un exceso significativo (3σ) en comparación con el fondo estimado (histogramas rojos y verdes) y la explicación más frecuente para este exceso en términos de oscilaciones entre neutrinos activos y neutrinos estériles (histograma azul) [37, 39].

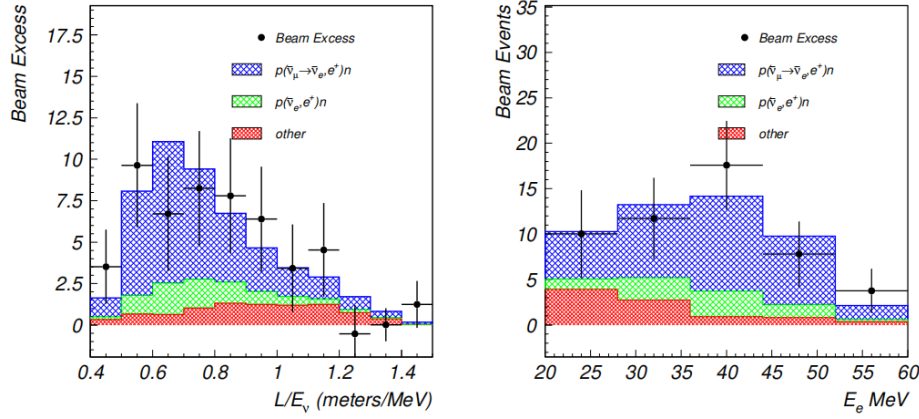


Figura 2.2: La distribución de eventos observados en LSND en función de la energía del positrón (derecha) y en función de L/E (base de línea sobre la energía del neutrino reconstruido, izquierda). Los histogramas verdes muestran el fondo procedente de la contaminación intrínseca de $\bar{\nu}_e$ en el haz, mientras que los histogramas rojos indican todos los demás fondos, como los ν_μ y $\bar{\nu}_\mu$ mal identificados. Los histogramas azules corresponden a la señal predicha de las oscilaciones de neutrinos (de dos sabores) con $\sin^2(2\theta) = 0,003$ y $\Delta m^2 = 1,2eV^2$. Tomado de [38]

El ajuste con un neutrino estéril $3 + 1$, prueba una probabilidad de aparición efectiva de dos sabores $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. El punto de mejor ajuste se encuentra en una amplitud de oscilación de $\sin^2(2\theta_{\mu e}) = 0,003$ con una diferencia de masa de $\Delta m^2 = 1,2eV^2$.

2.2. Experimentos de desintegración de piones en vuelo

Las pruebas de LSND sobre la oscilación de dos neutrinos que se iniciaron a finales de la década de 1990 hicieron necesario un experimento de seguimientos independientes para comprobar el resultado.

Dicha prueba debía basarse en una sistemática y una metodología diferente, pero conservando la sensibilidad a los mismos Δm^2 y $\sin^2(2\theta_{\mu e})$. Un haz acelerador de desintegración en vuelo de π^+ puede producir un flujo dominando por muones con una energía media más alta, lo que ofrece la oportunidad de realizar una prueba independiente con una base de línea más larga y mediante métodos de detección diferentes.

2.2.1. Experimento MiniBooNE

El experimento MiniBooNE (Mini Booster Neutrino Experiment) del Fermilab fue diseñado para probar de manera independiente que la anomalía de LSND se pueda explicar por las oscilaciones de los neutrinos.

El experimento consistió en un detector, que era un tanque esférico de 12,2 m de diámetro, lleno de 818 toneladas de aceite mineral. Los fotones Cherenkov y de centelleo emitidos por las partículas producidas en las interacciones de neutrinos se utilizaron para diferenciar los electrones de los muones producidos en las interacciones ν_e y ν_μ respectivamente. El método principal de reconstrucción en MiniBooNE utiliza los anillos de Cherenkov detectados en la superficie interior del detector para diferenciar entre electrones, muones y piones cargados y neutros. Los protones que caen por debajo del umbral en el aceite mineral (350 MeV) no pueden ser observados. Sin embargo, la luz del centelleo puede utilizarse para estimar la energía de las partículas por debajo del umbral.

MiniBooNE recogió un flujo de neutrinos correspondientes a $18,75 \times 10^{20}$ protones en el blanco en modo neutrino y $11,27 \times 10^{20}$ protones en el blanco en modo antineutrinos. Los resultados de los eventos y los fondos predichos se muestran en la Figura 2.3, donde se observa un claro exceso, con una significancia de $4,7\sigma$ en modo neutrino y de $4,8\sigma$ cuando se combina los datos de modo neutrino y antineutrino [41, 37]. Al igual que el exceso de LSND, el exceso de MiniBooNE puede explicarse en términos de oscilaciones de neutrinos activos a neutrinos estériles cuando se considera de forma aislada.

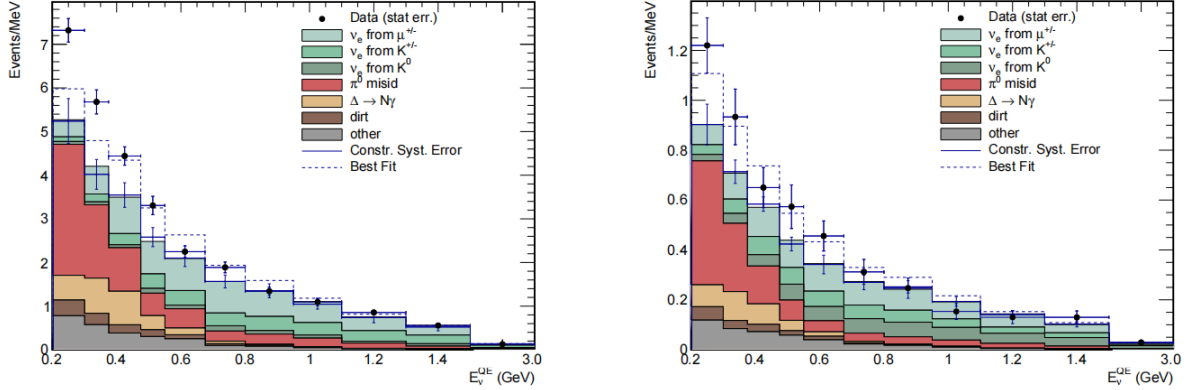


Figura 2.3: Eventos observados de MiniBooNE en modo neutrino (izquierda) y modo antineutrino (derecha). Los datos negros corresponden a los eventos observados, los histogramas sombreados indican las predicciones de fondo y el histograma discontinuo azul ilustra el mejor ajuste de oscilación. Tomado de [37]

2.2.2. Experimento MicroBooNE

El objetivo del experimento MicroBooNE era confirmar o refutar el exceso medido por el experimento MiniBooNE. Es un detector de neutrinos electrónicos que usa 85 toneladas de argón líquido, se encuentra a 468,5 m de la fuente de un haz de neutrinos muónicos producido por protones a 8 GeV que inciden sobre un blanco de berilio. El haz tiene un 93,6% de neutrinos muónicos, un 5,8% de antineutrinos muónicos, un 0,55% de neutrinos electrónicos y un 0,05% de antineutrinos electrónicos.

MicroBooNE ha realizado cuatro análisis, en los cuales se encuentran una búsqueda exclusiva de neutrinos vía corrientes cargadas en una dispersión cuasielástica (1e1p CCQE), una búsqueda semi-inclusiva para eventos sin piones (1eNp0 π), una búsqueda inclusiva para estados finales hadrónicos (1e0p0 π) y una búsqueda inclusiva general (1eX) [42].

En la Figura 2.4 se muestran los resultados obtenidos por el canal 1e1p CCQE, correspondiente a la interacción:

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p.$$

Donde se han observado 25 neutrinos (200 – 1200 MeV). La figura muestra que los datos (puntos negros) son incompatibles con el exceso esperado según los datos de MiniBooNE (histograma rojo punteada).

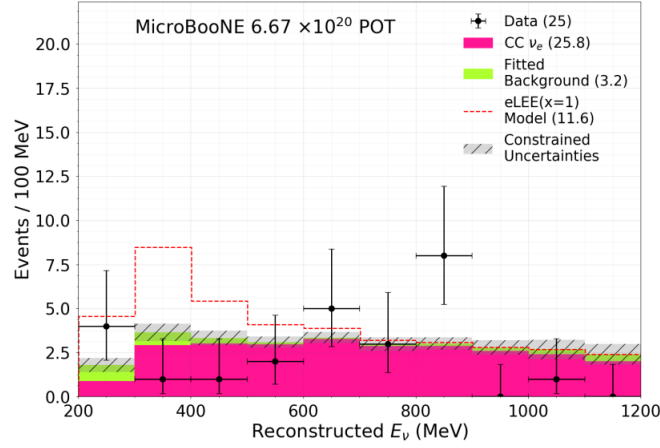


Figura 2.4: Energía de los neutrinos reconstruida para eventos del canal 1e1p CCQE, los fondos incluyen las contribuciones de las interacciones cósmicas y de ν_μ . La predicción de ν_e restringida usando datos de ν_μ se muestra sin un modelo del exceso de baja energía de MiniBooNE incluido (histograma rosado sólido) y considerando el modelo (histograma rojo punteado). Tomada de [42]

El canal $1eNp0\pi$ corresponde a la interacción del neutrino electrónico con un núcleo de argón resultando un evento sin piones en el estado final, aunque con un protón visible. En la Figura 2.5 (izquierda) en la región del exceso ($150 - 650 \text{ MeV}$) se observaron 21 neutrinos.

El canal $1e0p0\pi$ corresponde a la interacción del neutrino electrónico con un núcleo de argón resultando un evento sin piones y sin ningún protón visible en el estado final. Se han observado 43 neutrinos en este canal, como se muestra en la Figura 2.5 (derecha) la región del exceso ($150 - 650 \text{ MeV}$) se observaron 27 neutrinos, así que se ha observado un exceso a menos de 2σ por lo que se considera poco significativo.

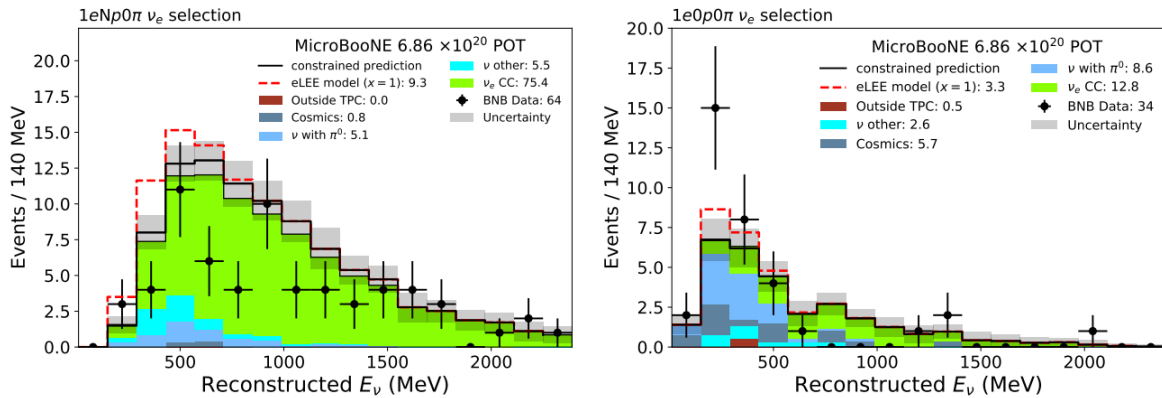


Figura 2.5: Energía de neutrinos reconstruida para eventos de tipo a ν_e sin piones $1eNp0\pi$ (izquierda) y $1e0p0\pi$ (derecha). Cada uno de los gráficos se extiende de $10 - 2390 \text{ MeV}$ con una anchura de 140 MeV . Las predicciones restringidas utilizando los datos de ν_μ se muestran con un modelo del exceso de baja energía de MiniBooNE incluido (histograma rojo) y sin este modelo (histograma negro). Tomada de [42]

En el canal que se ha realizado la búsqueda inclusiva general se incluyen los posibles eventos con piones que no se han considerado en los canales anteriores. En el canal se observaron 56 neutrinos, los resultado se muestran en la Figura 2.6. Los resultados de MicroBooNe aunque mas precisos siguen sin dar una explicación clara los exceso vistos por MiniBooNE y LSND.

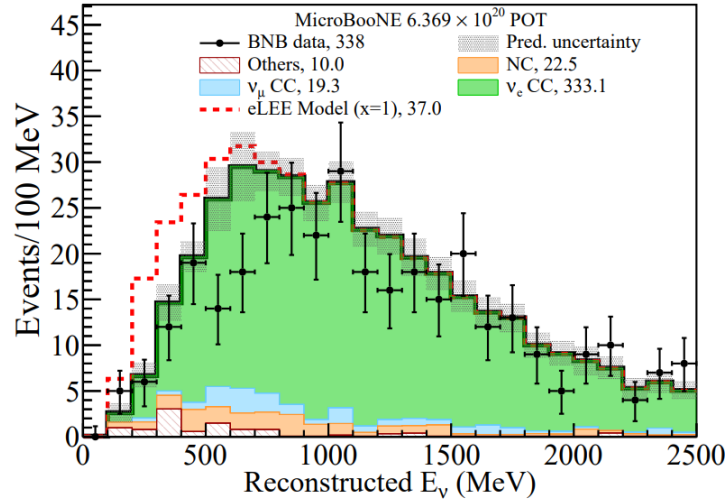


Figura 2.6: Energía de neutrinos reconstruida para eventos tipo ν_e . La muestra de eventos predichos está dominada por eventos ν_e intrínsecos al haz (verde), las perdicciones se muestran con un modelo del exceso de baja energía de MiniBooNE incluido (histograma rojo) y sin este modelo (histograma negro). Tomada de [42]

2.3. Anomalía de los antineutrinos de reactor

Los reactores nucleares se han utilizado como fuentes de neutrinos desde el experimento de Reines y Cowan que proporcionó por primera vez pruebas experimentales de la existencia del neutrino. Además de los experimentos de línea de base larga (Chooz, Double Chooz, Daya Bay, KamLAND, entre otros) que contribuyeron a la medición de precisión de los parámetros de oscilación de los neutrinos [43], un gran número de experimentos se llevaron y se siguen llevando a cabo en base de líneas cortas donde no se esperan oscilaciones en el marco de las oscilaciones de tres sabores.

Hasta 2011, los resultados de estos experimentos de reactor de base de línea corta estaban en buena concordancia con las predicciones teóricas de Schreckenbach [44], que entonces eran las mas avanzadas. Sin embargo, están en desacuerdo con las predicciones teóricas más recientes y detalladas de Mueller y Huber [45, 46]. Este desacuerdo de unos pocos puntos porcentuales, que tiene una importancia de aproximadamente 3σ , se conoce como la anomalía de los antineutrinos de reactor [37, 47]. Esto se ilustra en la Figura 2.7, en la que comparan las tasas de eventos de neutrinos del reactor con la predicción.

Como las predicciones de Huber y Mueller conducen a resultados similares aunque se basen en enfoques teóricos diferentes, y como abordan varias deficiencias bien conocidas de las predicciones de Schreckenbach, existe un acuerdo general sobre el hecho de que las predicciones de Huber y Mueller son realmente superiores a sus predecesoras. Sin embargo, todavía no está claro si son lo suficientemente precisas como para hacer afirmaciones autorizadas a nivel de pocos porcentajes.

Las posteriores mediciones de flujo realizadas mediante análisis en experimentos de θ_{13} basados en reactores, observaron un déficit de flujo similar a las vistas en las anomalías de reactor. Se ha propuesto un modelo que implica a los neutrinos estériles que se mezclan con los neutrinos activos como fuente potencial de la discrepancia. Según la hipótesis de los neutrinos estériles, una parte del $\bar{\nu}_e$ del reactor nuclear oscilan a frecuencias de $\Delta m^2 \sim 1\text{eV}^2$ muy superiores a las frecuencias de oscilación de neutrinos activos a estados estériles que no se detectan, lo que lleva a un déficit en las mediciones [37, 36].

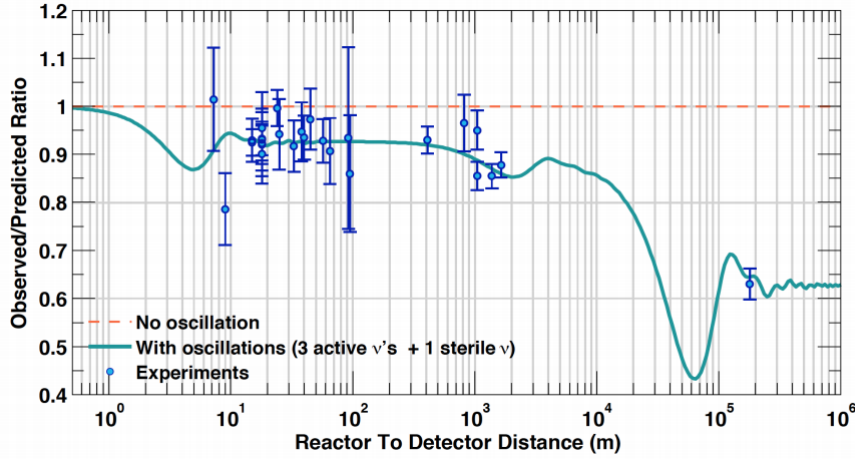


Figura 2.7: Comparación de las tasas de evento medidos y predichos de $\bar{\nu}_e$ de los reactores nucleares. Se muestran los resultados de una larga lista de experimentos pasados y presentes en función de la línea de base. El déficit de eventos comparados con la predicción es visible. Tomada de [37]

2.4. Experimentos con fuentes radiactivas: Anomalía del Galio

Los experimentos radioquímicos se diseñaron originalmente para detectar neutrinos procedentes del Sol, haciendo uso de la reacción en la que los neutrinos interactúan débilmente con el producto químico detector, convirtiendo el elemento inicial en un isótopo radiactivo mediante la reacción:

$$\nu_e + N(A, Z - 1) \rightarrow e^- + N(A, Z).$$

Donde Z y A son los números atómicos y de masa respectivamente. Este método de detección fue implementado por Davis Jr en la mina de Homestake. Posteriormente, se construyeron otros dos experimentos de neutrinos solares, GALLEX y SAGE, esta vez utilizando ^{71}Ga como medio detector.

El montaje experimental para GALLEX y SAGE fue muy similar [17, 15], consistiendo principalmente en un tanque cilíndrico que contenía el componente químico que actuaba como detector y la fuente radiactiva situada en el interior de este tanque, como se muestra en el esquema de la Figura 2.8.

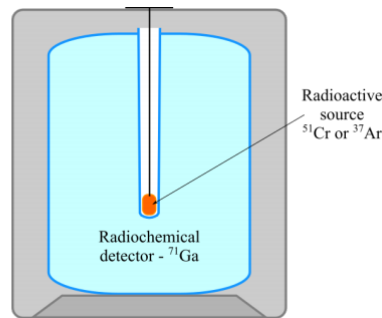


Figura 2.8: Esquema genérico de los tanques de los experimentos con fuentes radiactivas. La fuente radiactiva (^{37}Ar o ^{51}Cr) se encuentran dentro del tanque que contiene galio líquido. Tomado de [37]

Para determinar el número de neutrinos producidos por la fuente radiactiva y que interactúan con el detector, los átomos de ^{71}Ge producidos se extraen del galio mediante mecanismos químicos y se aplican cortes específicos para seleccionar los sucesos de interés, incluyendo la información relevante sobre la sección eficaz $\nu_e - ^{71}\text{Ga}$.

Tras el proceso de recuento, se calculaba la actividad de la fuente y se comparaba con la actividad medida directamente con anterioridad. La relación entre ambas cifras se muestran en la Tabla 2.1

GALLEX	SAGE
$0,953 \pm 0,11$	$0,95 \pm 0,12$
$0,812^{+0,10}_{-0,11}$	$0,791^{+0,084}_{-0,078}$

Tabla 2.1: Relación entre las tasas de evento ^{71}Ge predichas y observadas, medidas por GALLEX (usando ^{51}Cr dos veces) y SAGE (^{51}Cr y ^{37}Ar).

Dado que el objetivo principal de estos experimentos era probar las técnicas experimentales utilizadas para la detección de neutrinos solares, los resultados obtenidos permitieron a las dos colaboraciones concluir que su configuración y procedimientos eran bien comprendidos y que las mediciones de neutrinos solares, no se debían a ningún artefacto experimental y eran altamente confiables.

Sin embargo, más recientemente se reexaminó la diferencia entre las tasas de captura medidas y los cálculos teóricos, especialmente a la luz de otros indicios de transición de sabor anómalas procedentes de los experimentos LSND y MiniBooNE. Las diferencias observadas durante esta reiteración establecieron lo que se conoce como la anomalía del Galio. La Figura 2.9 muestra los resultados experimentales mencionados junto con la media global $R_{avg} = 0,86 \pm 0,05$ que es 3σ menos que la unidad [37].

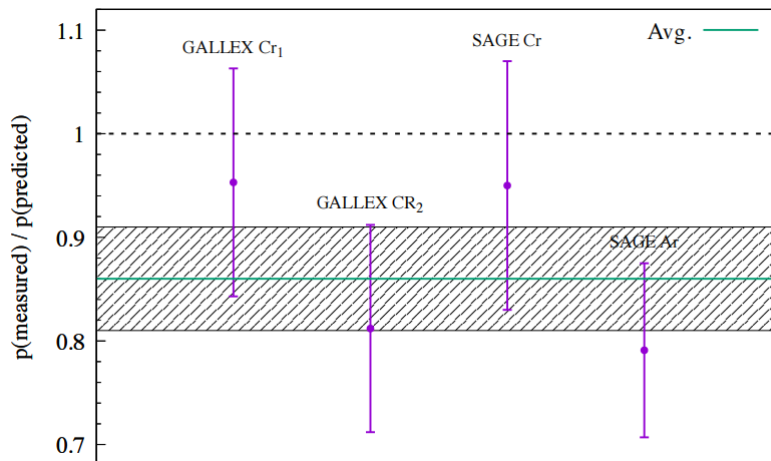


Figura 2.9: Relación entre las tasas de eventos observadas y predichas, medidas por los diferentes experimentos de fuentes radiactivas GALLEX y SAGE. La zona sombreada corresponde a la región de 1σ de la media global. Tomado de [37]

Esta discrepancia suele interpretarse como la desaparición anómala de los neutrinos electrónicos a través de las oscilaciones de base corta a neutrinos estériles en un marco de neutrinos de mezcla $3 + 1$.

2.4.1. Resultados de BEST

El sucesor de SAGE, el detector BEST ha publicado nuevos indicios del neutrino estéril [48], en concreto, la aparente oscilación del neutrino electrónico en un cuarto neutrino con una diferencia de masa de $\Delta m^2 = 3,3 \text{ eV}^2$ y un ángulo de mezcla de $\sin^2(2\theta) = 0,42$ como se muestra en la Figura 2.10. Al combinar la señal de BEST con la de SAGE y GALLEX se obtiene $\Delta m^2 = 1,25 \text{ eV}^2$ y $\sin^2(2\theta) = 0,34$.

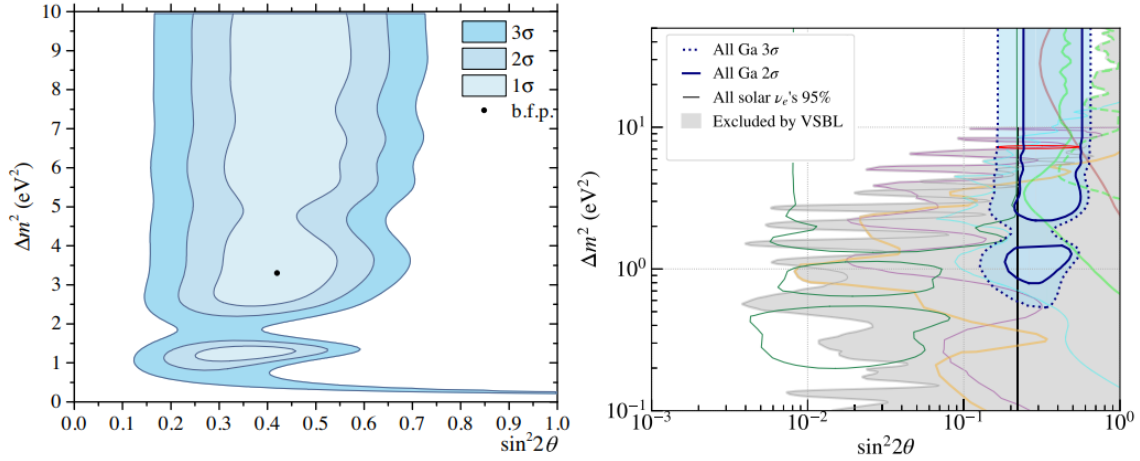


Figura 2.10: Zona de exclusión para los resultados de BEST. Donde el mejor punto de ajuste es para $\Delta m^2 = 3,3 \text{ eV}^2$ y $\sin^2(2\theta) = 0,42$ (izquierda) y para todos los experimentos de galio (derecha) considerando los dos resultados de GALLEX, SAGE y los de BEST. Tomado y adaptado de [48]

BEST utiliza como detector dos tanques concéntricos de galio líquido, uno esférico interior con 7,47 toneladas de *Ga* y otro cilíndrico con 39,96 toneladas de *Ga*, un esquema de la geometría de los tanques de BEST se muestra en la Figura 2.11. Como fuente se utiliza 26 discos de ^{51}Cr en el centro del detector esférico que irradian el galio [49].

Los datos de BEST entre 2019 y 2020 indican que se observa producción de ^{71}Ge entre un 20 % y un 24 % menor de la esperada según los modelos teóricos en ambos tanques. Este resultado confirma la anomalía de galio observada por SAGE y GALLEX con mas de 4σ y se interpreta como una oscilación de parte de los neutrinos electrónicos en un nuevo neutrino estéril [48, 49].

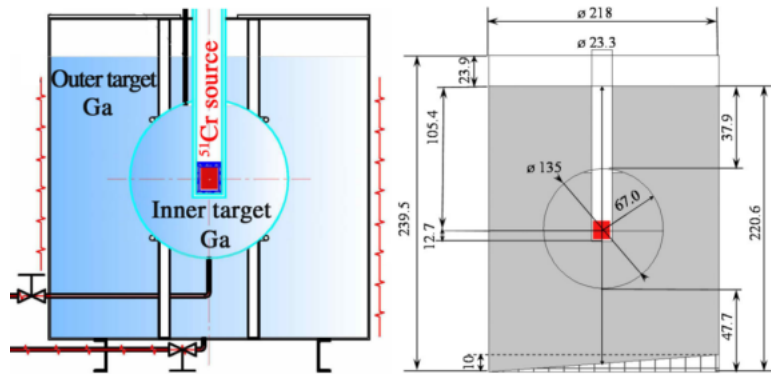


Figura 2.11: Esquema de la geometría de los tanques que se usan como blanco para los neutrinos. Tomado y adaptado de [49]

3. Formalismo de las oscilaciones de neutrinos

Las oscilaciones de neutrinos son un fenómeno mecánico cuántico propuesto a finales de la década de 1950. Esta primer idea fue introducida por Bruno Pontecorvo en analogía con las oscilaciones $K^0 - \bar{K}^0$. Este fenómeno consiste en que un neutrino de sabor ν_α cambia su naturaleza en su trayectoria a otro sabor ν_β , donde $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$ y $\alpha \neq \beta$, esto implica que los neutrinos tienen masa definida y sus estados de sabor son diferentes de sus estados de masa [11].

A finales de la década de 1950 sólo se conocía un neutrino, el neutrino electrónico. Para hablar de las oscilaciones de neutrinos, Pontecorvo inventó el concepto de neutrino estéril, el cual es un fermión neutro que no participa en las interacciones débiles. Tras el descubrimiento del neutrino muónico en 1962 en el experimento Brookhaven, Lederman y colaboradores siguiendo una propuesta de Pontecorvo concluyeron que las oscilaciones entre diferentes sabores de neutrinos eran posibles si los neutrinos eran partículas masivas.

En 1962 Maki, Nakagawa y Sakata consideraron por primera vez un modelo con la mezcla de diferentes sabores de neutrinos y en 1967 Pontecorvo predijo el problema de los neutrinos solares como consecuencia de las transiciones $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ o $\nu_e \rightarrow \nu_{\text{estéril}}$, incluso antes de la primera medición del flujo de neutrinos electrónicos solares en el experimento de Homestake [23, 50].

Sin embargo, la probabilidad de oscilaciones de neutrinos no se calculó de manera rigurosa, sino que simplemente se estimó sobre la base de la analogía con las oscilaciones $K^0 - \bar{K}^0$. La teoría estándar de oscilaciones de neutrinos fue desarrollada entre 1975 y 1976 por Eliezer y Swift [51], Fritzsche y Minkowski [52] y Bilenky y Pontecorvo [53, 54].

3.1. La teoría estándar de las oscilaciones de neutrinos

En la teoría de neutrino, a partir de un leptón cargado ℓ_α^- se produce un neutrino de sabor α a través del proceso de interacción débil de corriente cargada con un momento $\vec{p}$:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle, \quad (3.1)$$

con $\alpha = e, \mu, \tau$. El estado de masa de los neutrinos ($|\nu_k\rangle$) es autoestado del Hamiltoniano, tal que:

$$\mathcal{H} |\nu_k\rangle = E_k |\nu_k\rangle. \quad (3.2)$$

Donde los autovalores para la energía, en unidades naturales ($c = \hbar = 1$), están dados por:

$$E_k = \sqrt{\vec{p}^2 + m_k^2}. \quad (3.3)$$

Dada la ecuación de Schrödinger:

$$i \frac{d}{dt} |\nu_k(t)\rangle = \mathcal{H} |\nu_k(t)\rangle, \quad (3.4)$$

los estados de masa evolucionan por una ecuación de onda plana dependiente del tiempo:

$$|\nu_k(t)\rangle = e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle. \quad (3.5)$$

Considerando ahora un estado de sabor $|\nu_\alpha(t)\rangle$ que describe a un neutrino creado en un sabor definido α en un tiempo $t = 0$. La evolución temporal de estado estará dado por:

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle. \quad (3.6)$$

Donde se debe cumplir que $|\nu_\alpha(t=0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle$, por las relaciones de unitariedad:

$$U^\dagger U = 1 \longleftrightarrow \sum_\alpha U_{\alpha k}^* U_{\alpha j} = \delta_{jk}. \quad (3.7)$$

El estado de masa puede expresarse en términos del estado de sabor, de forma que:

$$|\nu_k\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha k} |\nu_\alpha\rangle. \quad (3.8)$$

Remplazando la ecuación 3.8 en 3.6, obtendremos:

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_\beta \left[\sum_k U_{\alpha k}^* e^{-iE_k t} U_{\beta k} \right] |\nu_\beta\rangle. \quad (3.9)$$

Para $\beta = e, \mu, \tau$. Por lo que, la superposición de masas para un neutrino en estado $|\nu_\alpha(t)\rangle$, es un estado de sabor puro en un tiempo $t = 0$. Mientras que una superposición de diferentes estados de sabor para $t > 0$, la amplitud será:

$$A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t) \equiv \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle, \quad (3.10)$$

donde:

$$\langle \nu_\beta | = \sum_k \langle \nu_k | U_{\beta k}. \quad (3.11)$$

Sustituyendo 3.11 en la ecuación 3.10 obtenemos:

$$\begin{aligned} \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle &= \sum_k \langle \nu_k | U_{\beta k} \sum_k U_{\alpha k}^* e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle = \sum_k U_{\beta k} U_{\alpha k}^* e^{-iE_k t} \underbrace{\langle \nu_k | \nu_k \rangle}_1 \\ A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t) &\equiv \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle = \sum_k U_{\beta k} U_{\alpha k}^* e^{-iE_k t}. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Es la amplitud $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ de transición en función del tiempo. Por lo que la probabilidad de transición sera:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)|^2 = A^*(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta). \quad (3.13)$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_j U_{\beta j}^* U_{\alpha j} e^{iE_j t} \sum_k U_{\beta k} U_{\alpha k}^* e^{-iE_k t} = \sum_{jk} U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* e^{-i(E_k - E_j)t}.$$

Para la energía tendremos:

$$E_k = \sqrt{p_k^2 + m_k^2} = (p_k^2 + m_k^2)^{1/2} = \left[p_k^2 \left(1 + \frac{m_k^2}{p_k^2} \right) \right]^{1/2} = p_k \left(1 + \frac{m_k^2}{p_k^2} \right)^{1/2}.$$

Por aproximación ultra relativista, donde $p \sim E$ y expandiendo en Taylor:

$$E_k = E \left(1 + \frac{1}{2} \frac{m_k^2}{E^2} \right) \approx E + \frac{1}{2} \frac{m_k^2}{E}.$$

Por lo tanto, $E_k - E_j$, sera:

$$E_k - E_j = E + \frac{1}{2} \frac{m_k^2}{E} - E - \frac{1}{2} \frac{m_j^2}{E} = \frac{1}{2E} (m_k^2 - m_j^2) = \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E}.$$

Remplazando en la probabilidad $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$, ademas teniendo en cuenta $L/t = c = 1$, $\rightarrow t = L$, obtenemos finalmente la probabilidad de oscilación para un neutrino de sabor α a un neutrino de sabor β ($\alpha \neq \beta$) en función de la energía E y la longitud creación-detección o también base de linea L .

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) = \sum_{jk} U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* \exp \left[-i \frac{\Delta m_{kj}^2}{2} \frac{L}{E} \right] \quad (3.14)$$

3.1.1. Paradigma de dos sabores de neutrinos

La aproximación para mezcla de dos sabores de neutrinos, siendo el caso más común utilizado en el análisis de datos. En este caso la relación entre los estados de los neutrinos se describe mediante un angulo de mezcla θ y una diferencia de masas Δm^2 .

En el caso de la mezcla de dos neutrinos, considerando dos neutrinos de sabor ν_α y ν_β ya que pueden ser neutrinos de sabores puros: $\alpha, \beta = e, \mu$; e, τ ; μ, τ o una combinación lineal de sabores puros de neutrinos como ejemplo, $\nu_\alpha = \nu_e$ y $\nu_\beta = c_\mu \nu_\mu + c_\tau \nu_\tau$, donde $c_\mu + c_\tau = 1$. Esto como en los casos de desaparición de neutrinos $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu, \tau}$ donde no se distinguen ν_μ y ν_τ [11, 9].

Los estados de los neutrinos de dos sabores son superposiciones lineales de dos neutrinos masivos ν_1 y ν_2 con coeficientes dados por los elementos de la matriz de mezcla efectiva de dos neutrinos:

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (3.15)$$

donde θ es el ángulo de mezcla, el cual toma valores en el intervalo de $0 \leq \theta \leq \pi/2$ y por comodidad, definimos ν_1 como el más ligero de los dos neutrinos masivos, de modo que Δm^2 es positivo.

Probabilidad de transición

Partiendo de la ecuación de la probabilidad de oscilación 3.14 y de la matriz de mezcla efectiva 3.15 podemos definir la probabilidad de transición para dos neutrinos tal que $\alpha \neq \beta$:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) = \sum_{jk} U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* \exp \left[-i \frac{\Delta m_{kj}^2}{2} \frac{L}{E} \right].$$

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) &= U_{11}^* U_{21} U_{11} U_{21}^* \exp \left[-i \frac{\Delta m_{11}^2}{2} \frac{L}{E} \right] + U_{12}^* U_{22} U_{12} U_{22}^* \exp \left[-i \frac{\Delta m_{22}^2}{2} \frac{L}{E} \right] \\ &+ U_{11}^* U_{21} U_{12} U_{22}^* \exp \left[-i \frac{\Delta m_{12}^2}{2} \frac{L}{E} \right] + U_{12}^* U_{22} U_{11} U_{21}^* \exp \left[-i \frac{\Delta m_{21}^2}{2} \frac{L}{E} \right]. \end{aligned}$$

Tomando en cuenta que los elementos de la matriz de mezcla son reales, por tanto:

$$U_{11} = U_{11}^* = \cos \theta; \quad U_{12} = U_{12}^* = \sin \theta; \quad U_{21} = U_{21}^* = -\sin \theta; \quad U_{22} = U_{22}^* = \cos \theta.$$

Remplazando y teniendo en cuenta que $\Delta m_{kk}^2 = \Delta m_{jj}^2 = 0$, tendremos:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) &= \cos^2 \theta \sin^2 \theta \exp \left[-i \frac{\Delta m_{11}^2}{2} \frac{L}{E} \right] + \cos^2 \theta \sin^2 \theta \exp \left[-i \frac{\Delta m_{22}^2}{2} \frac{L}{E} \right] \\ &- \cos^2 \theta \sin^2 \theta \exp \left[-i \frac{\Delta m_{12}^2}{2} \frac{L}{E} \right] - \cos^2 \theta \sin^2 \theta \exp \left[-i \frac{\Delta m_{21}^2}{2} \frac{L}{E} \right], \end{aligned}$$

ya que $-\Delta m_{12}^2 = \Delta m_{21}^2$, podemos escribir:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) = 2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta - \underbrace{\cos^2 \theta \sin^2 \theta \left[\exp \left(i \frac{\Delta m_{21}^2}{2} \frac{L}{E} \right) + \exp \left(-i \frac{\Delta m_{21}^2}{2} \frac{L}{E} \right) \right]}_{2 \cos \left(\frac{\Delta m_{21}^2}{2} \frac{L}{E} \right)}.$$

De tal forma que:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) = 2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta - 2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \cos \left(\frac{\Delta m_{21}^2}{2} \frac{L}{E} \right).$$

Factorizando $2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta$:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) = 2 \underbrace{\cos^2 \theta \sin^2 \theta}_{1/4 \sin^2(2\theta)} \left[1 - \cos \left(\frac{\Delta m_{21}^2}{2} \frac{L}{E} \right) \right] = \frac{1}{2} \sin^2(2\theta) \left[1 - \cos \left(\frac{\Delta m_{21}^2}{2} \frac{L}{E} \right) \right].$$

De manera equivalente, tendremos que la probabilidad de transición esta dada por:

$$\boxed{P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2}{4} \frac{L}{E} \right)} \quad (3.16)$$

En la Figura 3.1 se muestra la probabilidad de transición (Ec. 3.16) en función de $\Delta m^2 L/E$ con $\sin^2(2\theta) = 1$.

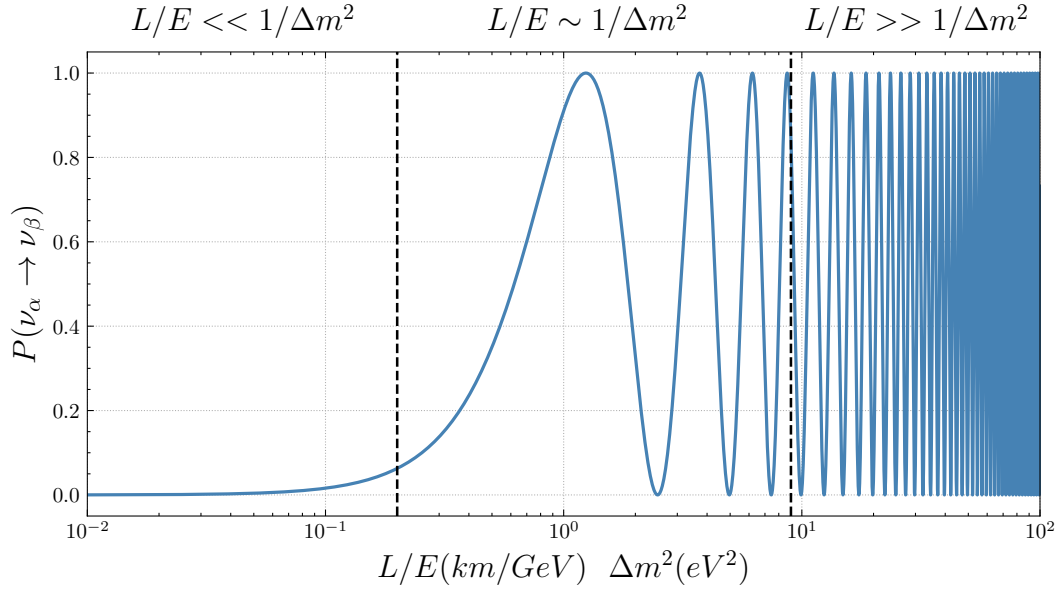


Figura 3.1: Probabilidad de transición $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ (Ec. 3.16) con $\sin^2(2\theta) = 1$ en función de L/E [km/GeV] Δm^2 [eV²]. Donde se observan tres casos posibles, cuando $L/E \ll 1/\Delta m^2$ donde no se producen oscilaciones, cuando $L/E \sim 1/\Delta m^2$ se tiene la máxima sensibilidad de oscilación y cuando $L/E \gg 1/\Delta m^2$ solo se pueden hacer mediciones del promedio de oscilación. Fuente: Autor

Probabilidad de supervivencia y longitud de oscilación

En el caso donde $\alpha = \beta$ la probabilidad de supervivencia $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$ se obtiene por unitariedad a partir de la probabilidad de transición:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) + P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = 1.$$

Por tanto:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha; L, E) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4 E}\right) \quad (3.17)$$

Para determinar la longitud de oscilación, expresamos la exponencial de la probabilidad de oscilación 3.14, como:

$$\exp\left(-i \frac{\Delta m^2 L}{2 E}\right) = \cos\left(\frac{\Delta m^2 L}{2 E}\right) - i \sin\left(\frac{\Delta m^2 L}{2 E}\right),$$

la cual tiene un periodo de oscilación completo cuando:

$$\frac{\Delta m^2 L}{2 E} = 2\pi.$$

Despejando L , obtendremos la longitud de oscilación:

$$L^{osc} = \frac{4\pi E}{\Delta m^2}.$$

Realizando un análisis de unidades, observamos que:

$$[L^{osc}] = \left[\frac{4\pi E}{\Delta m^2} \right] = \left[\frac{Nm}{kg^2} \right] = \left[\frac{m^2/seg^2}{kg^2} \right] \neq [m].$$

Con el objetivo obtener un argumento adimensional para la exponencial, procedemos a hacer lo siguiente:

$$\Delta m^2 \frac{L}{E} = \left(\frac{\Delta m^2}{1eV^2} \right) 1eV^2 \left(\frac{L}{1km} \right) 1km \left(\frac{1GeV}{E} \right) \frac{1}{1GeV} = \left(\frac{\Delta m^2}{1eV^2} \right) \left(\frac{L}{1km} \right) \left(\frac{1GeV}{E} \right) \frac{1eV^2 1km}{1GeV}$$

Podemos reescribir el termino $1eV^2 1Km/1GeV$ de tal manera que tome la forma de $\hbar c = 197,33 \text{ MeV fm} = 1$, tal que:

$$\frac{1eV^2 1km}{1GeV} = \frac{\cancel{1eV^2} 1eV 1km}{10^9 \cancel{eV}} = \frac{10^6 \text{ eV}}{10^6} \frac{10^{15}}{1m} fm = \frac{10^3 \cancel{10^{15}}}{\cancel{10^{15}}} \underbrace{\frac{197,33}{197,33}}_{\hbar c/197,33} 1MeV 1fm = \frac{10^3}{197,33} \approx 5,0676.$$

Por lo que, para obtener que el argumento sea adimensional se debe tener:

$$\Delta m^2 \frac{L}{E} = 5,0676 \left(\frac{\Delta m^2}{1eV^2} \right) \left(\frac{L}{1km} \right) \left(\frac{1GeV}{E} \right).$$

Teniendo en cuenta esta transformación en el sistema de unidades, la longitud de oscilación ahora será:

$$\boxed{L^{osc} = 2,47 \frac{E}{\Delta m^2}} \quad (3.18)$$

En la Figura 3.2 se muestra la probabilidad de supervivencia en función de la longitud $L [km]$, teniendo en cuenta $\Delta m^2 = 7,5 \times 10^{-5} eV^2$ y $E = 1GeV$. Además del punto correspondiente a la longitud de oscilación $L^{osc} [km]$, que para este caso, tomando la ecuación 3.18 será:

$$L^{osc} = 2,47 \frac{E}{\Delta m^2} = 2,47 \frac{1GeV}{7,5 \times 10^{-5} eV^2} = 32\,933,33 \text{ km}.$$

Mientras que en la Figura 3.3 se muestran la probabilidad de transición y de supervivencia en función de la energía $E [GeV]$, tomando los mismos valores de la Figura 3.2 para Δm^2 , $\sin^2(2\theta)$ y con $L = 1km$.

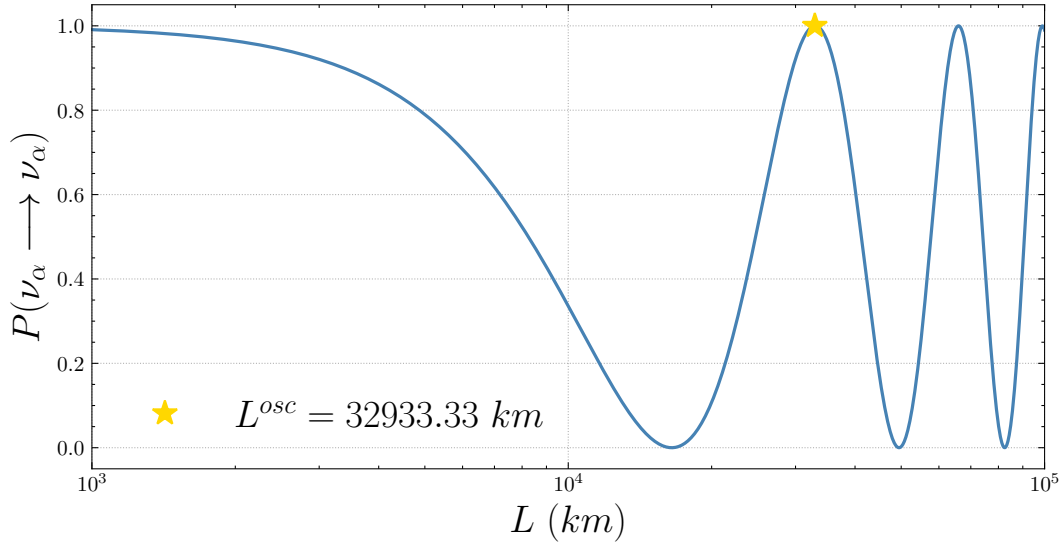


Figura 3.2: Probabilidad de supervivencia $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$ en función de la longitud L [km], considerando $\sin^2(2\theta) = 1$, (Ec. 3.17). La estrella representa la longitud de oscilación L^{osc} con $\Delta m^2 = 7,5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ y $E = 1 \text{ GeV}$. Fuente: Autor

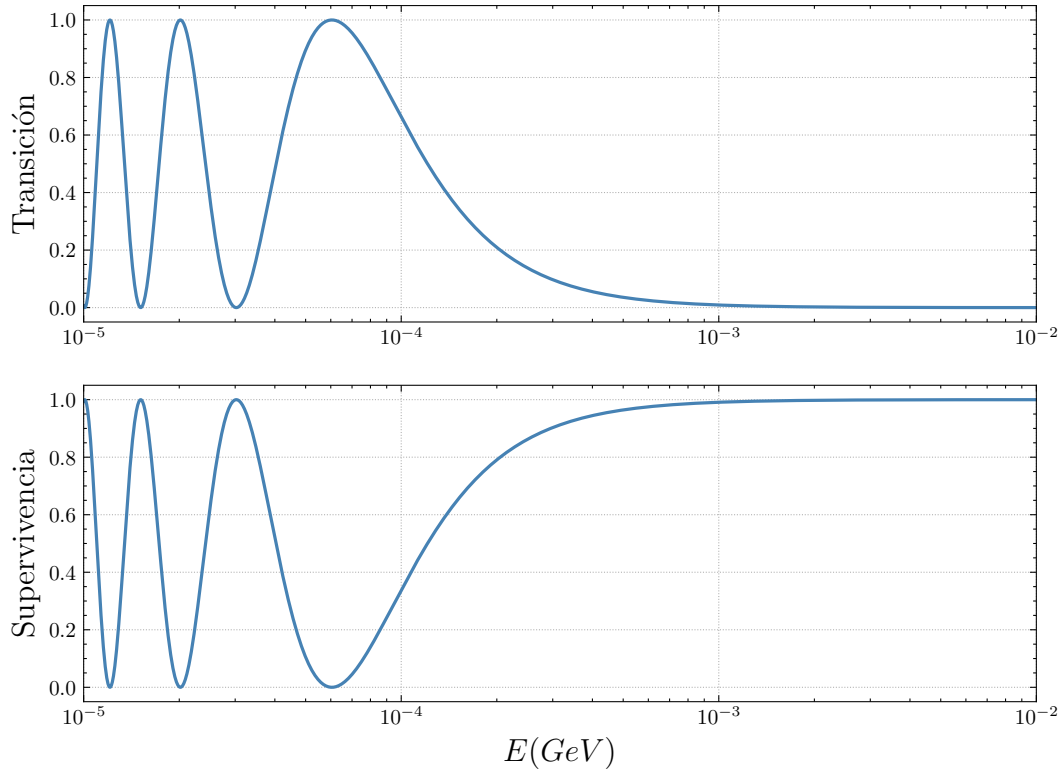


Figura 3.3: Probabilidad de transición $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$ (arriba) y de supervivencia $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$ (abajo) en función de la energía E [GeV]. Fuente: Autor

3.1.2. Paradigma de tres sabores de neutrinos

Para la mezcla de tres sabores de neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ) donde tendremos tres estados de masa ν_k ($k = 1, 2, 3$) con sus respectiva masa m_k están relacionados por la matriz de mezcla U de 3×3 dad por Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) la cual puede definirse como:

$$U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Que podemos reescribir como:

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix}, \quad (3.19)$$

donde $s_{kj} = \sin \theta_{kj}$ y $c_{kj} = \cos \theta_{kj}$ ($k, j = 1, 2, 3$). En esta parametrización de la matriz de mezcla los parámetros pueden tomar valores en el rango $0 \leq \theta_{kj} \leq \pi/2$ y $k, j = 1, 2, 3$. Estos parámetros de la matriz de mezcla son determinados por los experimentos de oscilación.

Para tres sabores de neutrinos con $k, j = 1, 2, 3$ y $k > j$ la diferencia de masas cuadradas son $\Delta m_{32}^2, \Delta m_{31}^2$ y Δm_{21}^2 . En particular:

$$\Delta m_{32}^2 = m_3^2 - m_2^2 = m_3^2 - m_2^2 + m_1^2 - m_1^2 = (m_3^2 - m_1^2) + (m_1^2 - m_2^2) = \Delta m_{31}^2 + \Delta m_{12}^2 = \Delta m_{31}^2 - \Delta m_{21}^2.$$

Por lo que solo dos de las tres diferencias de masas cuadradas, son independientes.

Gracias a los experimentos de oscilaciones se han podido obtener límites a los parámetros de oscilación, tanto en el ordenamiento normal donde $m_1 < m_2 < m_3$, como en el invertido donde $m_3 < m_1 < m_2$. Estos se muestran en la tabla 3.1

Ordenamiento	Normal		Invertido	
Parámetro	1σ	2σ	1σ	2σ
$\Delta m_{21}^2 \quad 10^{-5} eV^2$	$7,50_{-0,2}^{+0,22}$	$7,12 - 7,93$		
$ \Delta m_{31}^2 \quad 10^{-3} eV^2$	$2,55_{-0,3}^{+0,02}$	$2,49 - 2,60$	$2,45_{-0,03}^{+0,02}$	$2,39 - 2,50$
$\sin^2 \theta_{12} / 10^{-1}$	$3,18 \pm 0,16$	$2,86 - 3,52$		
$\theta_{12} / ^\circ$	$34,3 \pm 1,0$	$32,3 - 36,4$		
$\sin^2 \theta_{23} / 10^{-1}$	$5,74 \pm 0,14$	$5,41 - 5,99$	$5,78_{-0,17}^{+0,10}$	$5,41 - 5,98$
$\theta_{23} / ^\circ$	$49,26 \pm 0,79$	$47,37 - 50,71$	$49,46_{-0,97}^{+0,60}$	$47,35 - 50,67$
$\sin^2 \theta_{13} / 10^{-2}$	$2,200_{-0,062}^{+0,069}$	$2,069 - 2,337$	$2,225_{-0,070}^{+0,064}$	$2,086 - 2,356$
$\theta_{13} / ^\circ$	$8,53_{-0,12}^{+0,13}$	$8,27 - 8,79$	$8,58_{0,14}^{+0,12}$	$8,30 - 8,83$
δ / π	$1,08_{-0,12}^{+0,13}$	$0,84 - 1,42$	$1,58_{-0,16}^{+0,15}$	$1,26 - 1,86$

Tabla 3.1: Resumen de los parámetros de oscilación de neutrinos en tres sabores determinados a partir del análisis global realizado en [55].

Mientras que la probabilidad de oscilación, de transición y supervivencia respectivamente, vienen dadas (como se obtienen en el apéndice A) por:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{k>j} \sin^2 \phi_{kj} \text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] - 2 \sum_{k>j} \sin 2\phi_{kj} \text{Im} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right]. \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) = & 4 |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 \sin^2 \phi_{31} + 4 |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\beta 2}|^2 \sin^2 \phi_{21} \\ & + 2 \text{Re} \left[\mathcal{U}_{32}^{\alpha\beta} \right] \left[4 \sin^2 \phi_{31} \sin^2 \phi_{21} + \sin 2\phi_{31} \sin 2\phi_{21} \right] - 2 \text{Im} \left[\mathcal{U}_{32}^{\alpha\beta} \right] \left[\sin 2\phi_{31} \cos 2\phi_{21} - \cos 2\phi_{31} \sin 2\phi_{21} \right] \\ & - 2 \text{Im} \left[\mathcal{U}_{31}^{\alpha\beta} \right] \sin 2\phi_{31} + 2 \text{Im} \left[\mathcal{U}_{21}^{\alpha\beta} \right] \sin 2\phi_{21}. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) &= 1 - 4 \left[|U_{\alpha 3}|^2 \left(1 - |U_{\alpha 3}|^2 \right) \sin^2 \phi_{31} + |U_{\alpha 2}|^2 \left(1 - |U_{\alpha 2}|^2 \right) \sin^2 \phi_{21} \right] \\
&+ 2 |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\alpha 2}|^2 \left[4 \sin^2 \phi_{31} \sin^2 \phi_{21} + \sin 2\phi_{31} \sin 2\phi_{21} \right].
\end{aligned}$$

Donde se han definido por simplicidad, los siguientes parámetros:

$$\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} = U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^*; \quad \phi_{kj} = \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{4 E}. \quad (3.21)$$

3.2. Probabilidad de transición promedio

En la práctica, es imposible medir las probabilidades de oscilación para valores precisos de la distancia de propagación del neutrino L y su energía E , porque en cualquier experimento tanto la fuente como el detector tienen ciertas incertidumbres espaciales, es decir, la fuente tiene un espectro de energía y la resolución energética del detector es finita. Por lo tanto, resulta ser necesario promediar la probabilidad de oscilación sobre las distribuciones apropiadas de la distancia y la energía [11, 9].

Considerando el caso más simple de mezcla de dos neutrinos, la probabilidad de transición media en la práctica se obtiene promediando la función coseno sobre la distribución apropiada $\phi(L/E)$ en función de L/E :

$$\langle P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) \rangle = \frac{1}{2} \sin^2(2\theta) \left[1 - \left\langle \cos \left(\frac{\Delta m^2 L}{2 E} \right) \right\rangle \right], \quad (3.22)$$

donde:

$$\left\langle \cos \left(\frac{\Delta m^2 L}{2 E} \right) \right\rangle = \int \cos \left(\frac{\Delta m^2 L}{2 E} \right) \phi \left(\frac{L}{E} \right) d \frac{L}{E}. \quad (3.23)$$

Considerando el caso más sencillo de una distribución L/E gaussiana con media $\langle L/E \rangle$ y desviación estándar $\sigma_{L/E}$, tendremos:

$$\phi \left(\frac{L}{E} \right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{L/E}} \exp \left[-\frac{(L/E - \langle L/E \rangle)^2}{2\sigma_{L/E}^2} \right] \quad (3.24)$$

Remplazando 3.24 en 3.23, y resolviendo la integral para el promedio de probabilidad de transición, considerando límites de $(-\infty, \infty)$ para tener todo el rango:

$$\left\langle \cos \left(\frac{\Delta m^2 L}{2 E} \right) \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{L/E}} \int_{-\infty}^{\infty} \cos \left(\frac{\Delta m^2 L}{2 E} \right) \exp \left[-\left(\frac{L/E - \langle L/E \rangle}{\sqrt{2}\sigma_{L/E}} \right)^2 \right] d \frac{L}{E}.$$

Haciendo por sustitución:

$$w = \left(\frac{L/E - \langle L/E \rangle}{\sqrt{2}\sigma_{L/E}} \right); \quad \sqrt{2}\sigma_{L/E} dw = d \frac{L}{E}; \quad L/E = \sqrt{2}\sigma_{L/E} w + \langle L/E \rangle,$$

tendremos:

$$\left\langle \cos \left(\frac{\Delta m^2 L}{2 E} \right) \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{L/E}} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{2}\sigma_{L/E} \cos \left(\frac{\Delta m^2}{2} \left[\sqrt{2}\sigma_{L/E}w + \langle L/E \rangle \right] \right) e^{-w^2} dw.$$

Simplificando y reordenando:

$$\left\langle \cos \left(\frac{\Delta m^2 L}{2 E} \right) \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \cos \left(\frac{\sqrt{2}}{2} \Delta m^2 \sigma_{L/E} w + \frac{1}{2} \Delta m^2 \langle L/E \rangle \right) e^{-w^2} dw.$$

Por identidad trigonométrica, donde $\cos(\gamma + \delta) = \cos \gamma \cos \delta - \sin \gamma \sin \delta$ y por simplicidad definamos:

$$z = \frac{\sqrt{2}}{2} \Delta m^2 \sigma_{L/E}; \quad v = \frac{1}{2} \Delta m^2 \langle L/E \rangle,$$

podemos escribir:

$$\left\langle \cos \left(\frac{\Delta m^2 L}{2 E} \right) \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cos(v) \int_{-\infty}^{\infty} \cos(zw) e^{-w^2} dw - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sin(v) \int_{-\infty}^{\infty} \sin(zw) e^{-w^2} dw,$$

donde:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \cos(zw) e^{-w^2} dw = \sqrt{\pi} e^{-z^2/4}; \quad \int_{-\infty}^{\infty} \sin(zw) e^{-w^2} dw = 0.$$

Por lo que tendremos, remplazando z y v :

$$\left\langle \cos \left(\frac{\Delta m^2 L}{2 E} \right) \right\rangle = \cos \left(\frac{\Delta m^2}{2} \left\langle \frac{L}{E} \right\rangle \right) e^{-z^2/4} = \cos \left(\frac{\Delta m^2}{2} \left\langle \frac{L}{E} \right\rangle \right) \exp \left[-\frac{2}{4} \left(\frac{1}{2} \Delta m^2 \sigma_{L/E} \right)^2 \right],$$

obtendremos finalmente el promedio para la función coseno:

$$\boxed{\left\langle \cos \left(\frac{\Delta m^2 L}{2 E} \right) \right\rangle = \cos \left(\frac{\Delta m^2}{2} \left\langle \frac{L}{E} \right\rangle \right) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \Delta m^2 \sigma_{L/E} \right)^2 \right]} \quad (3.25)$$

Para valores fijos de la diferencia de masas al cuadrado Δm^2 y de la energía media $\langle E \rangle$, el eje horizontal de la Figura 3.4 es proporcional aproximadamente a la distancia media $\langle L \rangle$ y la curva sólida representa el comportamiento de la probabilidad de transición en función de $\langle L \rangle$. Se puede ver que para distancias $\langle L \rangle \lesssim L^{osc}$, corresponde a:

$$\left\langle \frac{L}{E} \right\rangle \left[\frac{km}{GeV} \right] \Delta m^2 [eV^2] = 2,47.$$

La probabilidad de transición promedio dada oscila como la probabilidad de transición con la amplitud algo suprimida, siendo la supresión máxima dependiente de la anchura $\sigma_{L/E}$ de la distribución de la energía.

Para distancias $\langle L \rangle \gg L^{osc}$ las oscilaciones se suprimen por completo y solo se pueden medir la probabilidad de transición media.

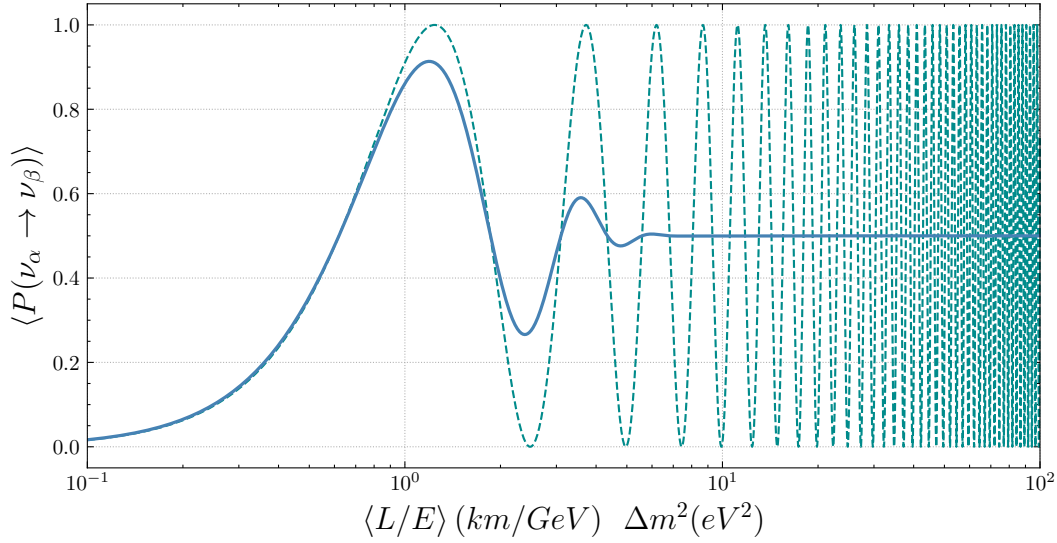


Figura 3.4: Probabilidad de transición $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ para $\sin^2(2\theta) = 1$ en función de $\langle L/E \rangle [km/GeV]$ $\Delta m^2 [eV^2]$. La línea sólida es la probabilidad de transición promedio sobre una distribución gaussiana L/E con $\sigma_{L/E} = 0,2 \langle L/E \rangle$ de la ecuación 3.22 y la línea punteada es la probabilidad de transición de la ecuación 3.16 con $L/E = \langle L/E \rangle$. Fuente: Autor

3.2.1. Zonas de Exclusión

Si un experimento de oscilación no observa ninguna oscilación, los datos implican un límite superior en la probabilidad de transición promedio tal que:

$$\langle P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \rangle \leq P^{Max}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta).$$

Lo que implica un límite superior a los parámetros de oscilación $\sin^2(2\theta)$ en función de Δm^2 , considerando la probabilidad de transición promedio (Ec. 3.22):

$$\frac{1}{2} \sin^2(2\theta) \left[1 - \left\langle \cos \left(\frac{\Delta m^2 L}{2 E} \right) \right\rangle \right] \leq P^{Max}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta),$$

obteniendo los límites:

$$\boxed{\sin^2(2\theta) \leq \frac{2P^{Max}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)}{\left[1 - \left\langle \cos \left(\frac{\Delta m^2 L}{2 E} \right) \right\rangle \right]}} \quad (3.26)$$

La línea sólida en la Figura 3.5 muestra este límite en función de $\Delta m^2 [eV^2]$ $\langle L/E \rangle [km/GeV]$ para $P^{Max}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = 0,1$ y la distribución gaussiana para la energía con $\sigma = 0,2 \langle L/E \rangle$. Mientras que la línea discontinua muestra el límite superior correspondiente a la probabilidad de transición sin promediar, es decir, $\sigma_{L/E} = 0$.

Esta línea sólida usualmente es llamada *curva de exclusión*, porque separa la región permitida indicada de la zona de exclusión.

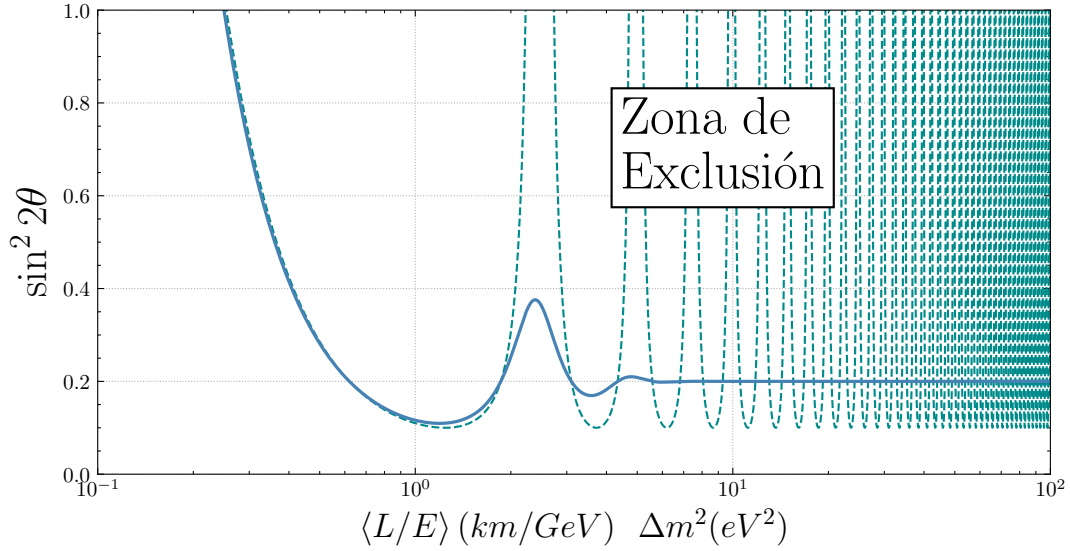


Figura 3.5: Límite superior dado por la ecuación 3.26 con distribución L/E en función de $\Delta m^2 [eV^2]$ $\langle L/E \rangle [km/GeV]$ para $P^{Max}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = 0,1$. Donde la línea sólida es tomando a $\sigma = 0,2 \langle L/E \rangle$ y la discontinua para $\sigma_{L/E} = 0$. Fuente: Autor

A partir de la Figura 3.5 se puede ver que no hay límite en $\sin^2(2\theta)$ para:

$$\Delta m^2 [eV^2] \left\langle \frac{L}{E} \right\rangle \left[\frac{km}{GeV} \right] \ll 1,$$

La razón es que en este caso la función coseno en la ecuación 3.26 es prácticamente constante e igual a la unidad en el rango L/E relevante para la integración.

El límite más estricto de $\sin^2(2\theta)$ se obtiene para:

$$\Delta m^2 [eV^2] \left\langle \frac{L}{E} \right\rangle \left[\frac{km}{GeV} \right] \sim 1,24,$$

en este caso, la función coseno es aproximadamente igual a -1 en el rango relevante de L/E .

Para valores mucho mayores de Δm^2 , el límite de $\sin^2(2\theta)$ no depende de este, es decir:

$$\sin^2(2\theta) \leq 2P^{Max}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta),$$

debido a que:

$$\Delta m^2 [eV^2] \left\langle \frac{L}{E} \right\rangle \left[\frac{km}{GeV} \right] \gg 1,$$

en este caso, el argumento de la función coseno es muy grande y oscila rápidamente en el rango relevante de L/E , lo que lleva a una media que se desvanece.

Diferentes tipos de experimentos utilizan diferentes configuraciones en su relación L/E para ser sensibles a diferentes valores de Δm^2 .

En el caso más simple de las mezclas de dos neutrinos, una característica importante de las oscilaciones de neutrinos es que las transiciones a diferentes sabores no pueden medirse si:

$$\frac{\Delta m^2}{2} \frac{L}{E} \ll 1.$$

Por otro lado, cuando se tiene:

$$\frac{\Delta m^2}{2} \frac{L}{E} \gg 1,$$

solo la probabilidad de transición es observable, lo que proporciona información solo sobre $\sin^2(2\theta)$.

Dado que el valor de Δm^2 es fijo por la naturaleza, se puede diseñar diferentes experimentos para que sean sensibles a diferentes valores de Δm^2 , eligiendo valores adecuados de la relación L/E .

La llamada sensibilidad a Δm^2 de un experimento es el valor de Δm^2 para el que:

$$\frac{\Delta m^2}{2} \frac{L}{E} \sim 1.$$

Los diferentes tipos de experimentos de oscilación de neutrinos se clasifican tradicionalmente en función del valor medio de la relación L/E de un experimento que sea sensible a Δm^2 .

3.3. Oscilaciones de neutrinos en el modelo 3+1

Las oscilaciones de neutrinos confirman que los neutrinos son partículas masivas, además de alcanzar un porcentaje de precisión en varios parámetros de mezcla (Tabla 3.1) y en el que la mayoría de los experimentos están de acuerdo con las predicciones teóricas, más no todos los resultados experimentos se describen con éxito en el contexto de un paradigma de tres neutrinos y en particular se han debatido a fondo cuatro anomalías (Cap. 2) en las que se observan oscilaciones en líneas de base corta (L/E).

Si consideramos el modelo estándar de la física de partículas, el número de neutrinos que tienen interacciones con el bosón Z, también llamados *neutrinos activos* o *estados activos*, no pueden explicar los resultados anómalos, pero la teoría permite la presencia de ilimitada de números de *neutrinos estériles* o *estados estériles* que no pueden tener interacciones débiles, pero estos podrían oscilar con los estados activos y de este modo tener un impacto en los resultados de los experimentos [56].

El modelo más simple, que conduce al cambio de sabor en líneas de base corta, es una extensión mínima del modelo estándar mediante la inclusión de un nuevo neutrino estéril ligero, denominado modelo de neutrino estéril 3+1.

Históricamente, las colaboraciones experimentales como LSND y MiniBooNE han analizado sus datos principalmente bajo una hipótesis de oscilación de dos neutrinos en el modelo 3+1. Las búsquedas de oscilaciones de neutrinos y antineutrinos estériles ligeros son sensibles a los mismos parámetros de oscilación y, por lo tanto, deberían observar las mismas probabilidades exactas para los neutrinos como para los antineutrinos [36, 37].

3.3.1. Probabilidad de oscilación

En el modelo 3+1 más simple, el sector del neutrino estándar se amplía con un sabor de neutrino extra ν_s que no experimenta interacciones débiles. Los tres sabores de neutrino y el neutrino estéril son mezclas de cuatro estados de masa de neutrinos, donde se supone que m_4 es del orden de $\sim 1\text{eV}$ motivado por la observación de LSND.

Paramétricamente, se puede extender la matriz de mezcla efectiva 3×3 (3.19) a una matriz 4×4 , con $\alpha = e, \mu, \tau, s$, y con $i = 1, 2, 3, 4$. Esta matriz puede parametrizarse con los tres ángulos de mezcla y la fase de violación cp habituales, más tres ángulos de mezcla y dos fases cp adicionales.

$$U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} & U_{\mu4} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} & U_{\tau4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{pmatrix}.$$

Para evitar la dependencia de la parametrización, suele ser útil trabajar con los elementos de matriz de mezcla, es decir, con U_{e4} , $U_{\mu4}$, $U_{\tau4}$ directamente. Suponemos que el cuarto estado de masa es mayormente estéril y mucho más pesado que los otros, por lo que $\Delta m_{41}^2 \gg \Delta m_{31}^2, \Delta m_{21}^2$, permitiendo la aproximación de que Δm_{31}^2 y Δm_{21}^2 están degenerados.

Este nuevo desdoblamiento de masa grande permite las oscilaciones de neutrinos de base cortas, las cuales pueden ser aproximadas por:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \approx 1 - 4|U_{e4}|^2 (1 - |U_{e4}|^2) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} \right) \equiv 1 - \sin^2(2\theta_e) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} \right). \quad (3.27)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \approx 1 - 4|U_{\mu4}|^2 (1 - |U_{\mu4}|^2) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} \right) \equiv 1 - \sin^2(2\theta_\mu) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} \right). \quad (3.28)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx 4|U_{\mu4}|^2 |U_{e4}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} \right) \equiv \sin^2(2\theta_{\mu e}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} \right). \quad (3.29)$$

Centrándonos explícitamente en los sabores electrónicos y muónicos, dado que estos son los canales de transición donde se producen las anomalías de la línea de base corta. En particular, las ecuaciones 3.27, 3.28 y 3.29 implican que, si $|U_{e4}|^2$ como $|U_{\mu4}|^2$ son distintas de cero, entonces la desaparición del neutrino electrónico, el neutrino muónico y la aparición del neutrino muónico-electrónico-muónico deben ocurrir en la misma L/E .

3.4. Consecuencias a la existencia de neutrinos estériles ligeros

La diferencia de masa al cuadrado adicional Δm_{41}^2 requiere la existencia de al menos un estado masivo ν_4 además de los tres neutrinos masivos estándares (ν_1, ν_2, ν_3). Puesto que a partir de la medida del experimento LEP (Large Electron-Positron Collider) de la anchura invisible del bosón Z sabemos que solo hay tres neutrinos activos [11], estos corresponden a neutrinos estériles que no tienen interacciones estándares.

Los neutrinos estériles pueden mezclarse con los neutrinos activos a través de los términos de masa. En la práctica hay límites en la mezcla activo-estéril, pero no hay límite en el número de neutrinos estériles ni en su escala de masa. Por lo tanto, la existencia de estos estados se puede investigar a diferentes escalas de masa.

Estados estériles con masa a la escala de eV puede explicar los indicios a favor de las oscilaciones de neutrinos de base corta, estados a una escala inferior a $0,1 eV$ podría afectar a las oscilaciones de los neutrinos solares y de neutrinos de reactor [57, 58] que, aunque el esfuerzo en la investigación de los neutrinos solares ha disminuido, siguen abiertas varias cuestiones, donde su aclaración puede dar un mejor conocimiento de las propiedades intrínsecas de los neutrinos, de la composición solar y la estructura del campo magnético solar interno [59].

En una escala de keV podría constituir materia oscura no bariónica según el Modelo Estándar Mínimo de Neutrinos (ν MSM) [60], en la escala MeV , en la escala electrodébil o por encima de ella, sus efectos pueden observarse en el LHC y otros colisionares de alta energía [61].

La posible existencia de neutrinos estériles es interesante, siendo nuevas partículas que podrían dar información valiosa sobre física más allá del modelo estándar, además de ser muy importante para la astrofísica y en cosmología, donde la relatividad general solo es capaz de describir la dinámica de las galaxias y estructuras cósmicas mayores si la mayor parte de la materia es oscura, es decir, no emite ninguna radiación electromagnética. Un modelo que combina la gravedad newtoniana con la materia oscura no bariónica (Modified Newtonian dynamics [62] o MOND por sus siglas) formada por neutrinos estériles parece capaz de predecir la mayor parte de la fenomenología astrofísica [63].

Pese a las bajas interacciones que tienen los neutrinos con la materia, existen mecanismos por los que estos pueden interactuar, ser medidos y estudiados indirectamente en donde estas partículas participan, como pueden ser la dispersión elástica neutrino electrón, la desintegración beta entre otras. Debido a que la hipótesis de los neutrinos estériles ligeros ha nacido como una solución a las anomalías reportadas en experimentos de base corta, para este trabajo de investigación se estará explorando la sensibilidad a la dispersión elástica coherente neutrino núcleo o $CE\nu$ NS (por sus siglas en inglés) a estos nuevos estados de los neutrinos.

Recientemente, se han diseñado varios experimentos de neutrinos con altas sensibilidades con el fin de detectar $CE\nu$ NS. Las posibles desviaciones a las predicciones del modelo estándar permitiría un acercamiento a posible nueva física, como la existencia de los neutrinos estériles la cual podría investigarse usando esta interacción los cuales podrían generar pequeñas modificaciones en el espectro de neutrinos [64].

4. Dispersión elástica coherente neutrino-núcleo (CE ν NS)

Tras el descubrimiento del bosón Z en 1973 [65], Daniel Z. Freedman propuso en 1974 un mecanismo de interacción neutra, la dispersión elástica coherente neutrino-núcleo (CE ν NS por sus siglas en inglés) como un proceso del modelo estándar en su artículo *Efectos coherentes de una corriente neutra* (Figura 4.1).

PHYSICAL REVIEW D

VOLUME 9, NUMBER 5

1 MARCH 1974

Coherent effects of a weak neutral current

Daniel Z. Freedman[†]

National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois 60510

and Institute for Theoretical Physics, State University of New York, Stony Brook, New York 11790

(Received 15 October 1973; revised manuscript received 19 November 1973)

Figura 4.1: Artículo de Daniel Z. Freedman donde describe por primera vez la teoría de CE ν NS: *Coherent effects of a weak neutral current*. Tomado de [66]

La dispersión elástica coherente neutrino núcleo, es un proceso en el que los neutrinos se dispersan en un núcleo que actúa como una sola partícula, necesariamente con una baja de transferencia de momento, haciendo que el núcleo en se encuentra en su estado base, *retroceda* elásticamente a través del intercambio de un bosón Z.

La condición de coherencia, en la que el neutrino se dispersa, se cumple cuando la energía del neutrino está en el rango de MeV y su transferencia de momento al núcleo es baja generando una señal casi imperceptible, de unos pocos keV . Debido a que el neutrino interactúa con el núcleo viéndolo como un todo, la sección eficaz para este proceso es mucho mayor que otras interacciones inelásticas de corriente cargadas o de neutrinos-materia [67, 68] como se muestra en la derecha de la Figura 4.2 donde en azul se muestra CE ν NS en comparación al decaimiento beta inverso (rojo), la dispersión de electrones con neutrinos (rojo punteado) entre otras.

A pesar de que CE ν NS tuviese una sección eficaz tan grande, paso desapercibido por más de 40 años debido a que la única manera de poderlo medir, era con las energías cinéticas de retroceso de los núcleos. En los detectores de radiación convencional, solo una pequeña fracción de la energía que es transferida se convierte en una señal detectable, estas energías quedan fuera del alcance de detectores convencionales como Super Kamiokande o SNO los cuales tienen umbrales de energía de MeV siendo energías mucho mayores a las requeridas para poder detectar los retrocesos inducidos por CE ν NS.

Gracias a los avances tecnológicos en los detectores de las últimas décadas, es posible alcanzar umbrales de energía lo suficientemente bajos como para medir directamente estas energías de retrocesos [69, 70].

4.1. La dispersión elástica coherente neutrino-núcleo

Los neutrinos pueden interactuar con otras partículas mediante diferentes procesos, dependiendo de la energía que posea el neutrino, el tipo de materia con la que interacciona y el estado de esta misma. Algunas de estas interacciones puede ser con un núcleo atómico sin tener en cuenta lo que lo compone (nucleones) siendo esta la dispersión elástica coherente neutrino-núcleo ($\text{CE}\nu\text{NS}$) [70].

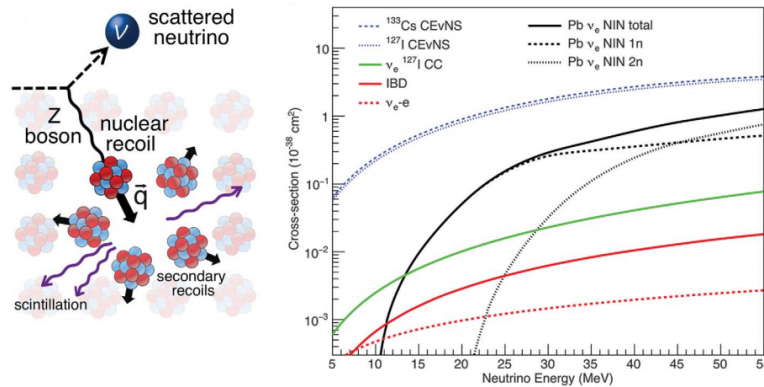


Figura 4.2: Ilustración del proceso $\text{CE}\nu\text{NS}$ (izquierda). Sección eficaz para diferentes procesos neutrinos-materia (derecha), donde se observa $\text{CE}\nu\text{NS}$ (azul), el decaimiento beta inverso (rojo continuo) y la dispersión de electrones con neutrinos (rojo punteado) entre otras. Tomado de [70]

Este proceso se encuentra descrito dentro del modelo estándar, en este los neutrinos interactúan con los núcleos a través de una corriente neutra, generando así, una interacción puramente cinética por el bosón Z , en el que las partículas antes y después de la interacción siguen siendo las mismas pero con energías diferentes. Debido a que es un proceso neutro, este es insensible al sabor del neutrino entrante, lo que genera una sección transversal de dispersión idéntica para todos los tipos de neutrinos [70, 71].

La interacción se puede representar mediante el intercambio de un bosón Z virtual entre el neutrino y el núcleo, puede ser expresado como:

$$\nu + A(Z, N) \rightarrow \nu + A(Z, N), \quad (4.1)$$

donde A representa un núcleo con un número determinado de protones (Z) y neutrones (N).

A nivel árbol esta interacción tiene una representación mediante un diagrama de Feynman como se muestra en la Figura 4.3:

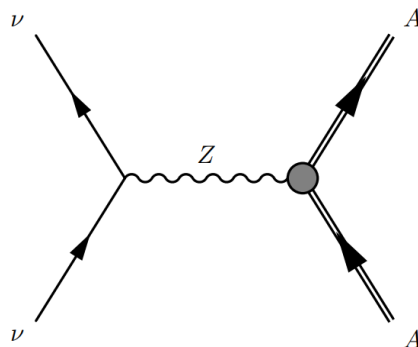


Figura 4.3: Diagrama de Feynman para la interacción $\text{CE}\nu\text{NS}$. Tomado de [71]

Durante este proceso, el neutrino pierde parte de la energía cinética y de su momento produciendo un desplazamiento nuclear muy pequeño en comparación con la energía del neutrino. El valor de esta energía es del orden de los keV por lo que detectarla no resulta tan fácil, por lo que la elección del material detector se debe realizar con demasiada precisión, los materiales con núcleos pesados generan desplazamientos nucleares más pequeñas, pero secciones eficaces más grandes y con esto también se tienen tasas de conteos más elevadas [72].

4.2. Primera detección de CE ν NS

Para realizar la primera detección de CE ν NS tuvieron que pasar poco mas de cuatro décadas desde la primera propuesta de Freedman en 1974 debido a que la tecnología del momento no contaba con los requerimientos necesarios para poder realizar la observación ya que se necesitaban detectores que permitieran poder observar esas pequeñas reacciones que crea el neutrino cuando impacta con el núcleo, también eran necesario tener umbrales de detectores bajos con núcleos con una masa grande, fondos y ruidos bajos y una fuente intensa de neutrinos. CE ν NS es un proceso que, a diferencia de los típicos canales de detección de neutrinos, no lo convierte en otra partícula, sino que simplemente *rebota* en el núcleo y continua su camino, por lo que la detección a través de este proceso ofrece una alta sensibilidad y altas tasas de conteo en la región energética de $0 - 50 MeV$ [73].

Fue la Colaboración COHERENT (Figura 4.4) [69] ubicada cerca de la fuente de neutrones por espalación en laboratorio nacional de Oak Ridge en Estados Unidos, quien pudo cumplir todos los requisitos para poder realizar por primera vez esta medición en el año 2017 [70].

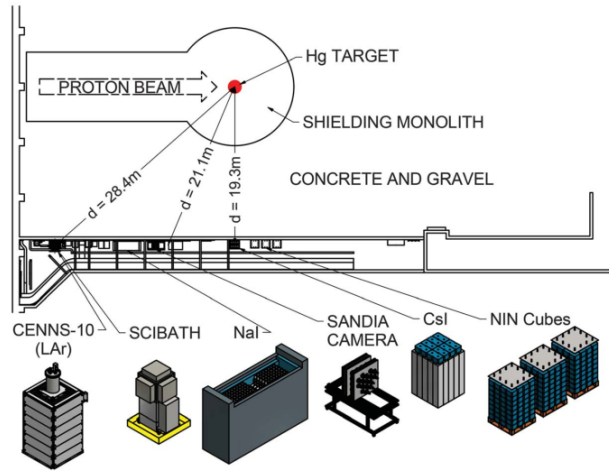
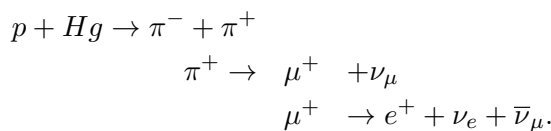


Figura 4.4: Ubicación de los detectores de COHERENT en el *corredor de los neutrinos* de la fuente de neutrones por espalación. Las ubicaciones en este corredor del sótano se benefician de más de $19 m$ de blindaje continuo contra neutrones. Tomado de [70]

La fuente de neutrones por espalación (SNS) genera los haces de neutrones mas intensos del mundo, producidos por la interacción de protones de altas energías impulsando por un acelerador que colisionan contra un blanco de mercurio (Hg). Estas fuentes generan piones a través de la reacción:



Mientras que la mayoría de π^- son capturados en el blanco de mercurio, los π^+ decaen produciendo tres tipos de neutrinos: neutrinos muónicos ν_μ , neutrinos electrónicos ν_e y antineutrinos muónicos $\bar{\nu}_\mu$ cada uno con distribuciones de energía y tiempos característicos que favorecen la detección de CE ν NS.

Sin embargo, los neutrones que escapan del monolito de hierro y acero que rodea el blanco de mercurio inundaría un detector de CE ν NS en el que las energías nucleares inducidos por neutrones dominarían sobre los inducidos por neutrinos, haciendo imposible la experimentación. Tras esto, se descubrió que un corredor que se encontraba ubicado en el sótano, conocido ahora como el *corredor de los neutrinos*, ofrecía ubicaciones con mas de 12 m de materiales moderadores de neutrones, por lo que el detector CsI[Na] se instaló en el pasillo más cercano al blanco ubicado a 19,3 m de la fuente como se puede observar en la Figura 4.4.

La Figura 4.5 muestra los principales resultados obtenidos por COHERENT. Al comparar las señales de CsI[Na] que se producen antes de los disparos de los protones por objetivo, es decir, en *Beam Off* (sin el haz de protones) y las que tienen lugar después en *Beam On* (con el haz de protones), se observa un exceso significativo en el segundo grupo de señales, visibles tanto en el espectro de energía como en la distribución de los tiempos de llegada de las señales.

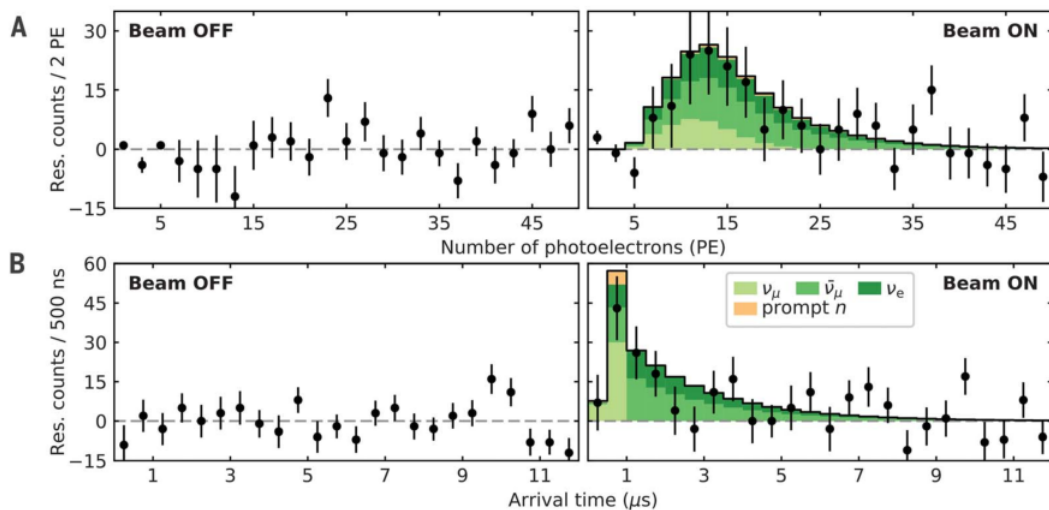


Figura 4.5: Observación de la dispersión elástica coherente neutrino-núcleo. A y B muestran los datos obtenidos de la señal de CsI[Na] para *Beam Off*, es decir, sin el haz de protones durante 12 μ s y con *Beam On* 12 μ s posterior a *Beam Off*. A en función de su energía (número de fotoelectrones detectados) y en B del tiempo de llegada del evento (inicio del centelleo). Se observan excesos característicos que siguen de cerca las predicciones del modelo estándar para CE ν NS solamente para los periodos de producción de neutrinos. Tomado de [70]

Los histogramas en la Figura 4.5B muestran las predicciones del modelo estándar para CE ν NS para las emisiones inmediatas de ν_μ y retardadas de ν_e y $\bar{\nu}_\mu$. La consistencia con el modelo estándar se observa a 1σ con 134 ± 22 eventos observados con los 173 ± 48 predichos [68, 70].

Este exceso solo aparece durante los momentos de producción de neutrinos, es decir, *Beam On* en la Figura 4.5. El exceso (puntos negros) sigue muy de cerca la firma de CE ν NS esperadas (histogramas verdes), conteniendo solo una mínima contaminación de fondos asociados al haz (histograma naranja en B), todos los sabores de neutrinos emitidos el SNS contribuyen a reconstruir el exceso como se espera de un proceso de corriente neutra.

4.3. Experimentos en búsqueda de CE ν NS

Actualmente, existen diversos experimentos diseñados para la detección CE ν NS y se encuentran en su búsqueda tomando datos, mientras que otros se están instalando en diferentes lugares del mundo. Los experimentos de CE ν NS se pueden separar en dos grupos dependiendo de la fuente de neutrinos que utilice, habiendo experimentos de neutrinos de reactores y con fuentes de piones detenidos.

4.3.1. Experimento con fuentes de piones detenidos

Los experimentos a continuación, se encuentran en toma de datos o se están planificando en las diferentes fuentes de neutrones por espalación del mundo.

COHERENT

Como ya se ha mencionado, el experimento COHERENT [69] se encuentra en el SNS con la implementación de varios detectores ubicados en el corredor de los neutrinos (Figura 4.4). Uno de sus objetivos principales es probar las predicciones del modelo estándar sobre la dependencia cuadrada del número de neutrones de la sección eficaz y realizar mediciones de la precisión de la sección transversal para probar las interacciones no estándares.

COHERENT utiliza detectores con cristales centelladores de yoduro de cesio dopado con sodio, CsI[Na], Germanio de contacto de punto de tipo p (PPC), Argón líquido monocasco y cristales de centelleo de NaI[Tl] ubicados estratégicamente en el callejón de los neutrinos (Figura 4.4).

JSNS²

El experimento JSNS² [74] (J-PARC Sterile Neutrino Search at J-PARC Spallation Neutron Source) tiene como objetivo buscar oscilaciones en las que participe un neutrino estéril en el rango de desdoblamiento de masa del orden de 1eV^2 . El experimento buscará la aparición de antineutrinos electrónicos $\bar{\nu}_e$ a partir de antineutrinos muónicos $\bar{\nu}_\mu$.

El detector JSNS² está situado a 24 m de la fuente de neutrinos y comenzó a funcionar en junio de 2020, el detector contiene 17 toneladas de centelleador líquido cargado de gadolinio en un recipiente de acrílico como blanco de neutrinos. Se está planeando un nuevo detector para estudiar CE ν NS y posibles señales de materia oscura de baja masa.

ESS

El proyecto de la fuente Europea de espalación [75] (ESS) incluye un superconductor de 5 MW y tiene como objetivo un funcionamiento inicial de 1,5 MW desde 2019 hasta una capacidad de 5 MW instalada para 2023. La ESS proporcionará los haces de neutrinos más intensos y los mayores flujos de neutrinos pulsados adecuados para la detección de CE ν NS.

Luján

El objetivo de espalación de tungsteno del centro Luján [76] es proveer una fuente prolífica de neutrinos a partir de la descomposición de piones y muones detenidos creados por un haz de protones de 800 MeV en el laboratorio nacional de los Álamos. Se construye un detector de centelleo de argón líquido de 10 toneladas para estudiar CE ν NS con estos núcleos. Una masa a escala de toneladas y un umbral de energía del rango de keV puede permitir que el detector posea sensibilidad a posibles señales de materia oscura de baja masa.

4.3.2. Experimentos con fuentes de reactores

Los experimentos con fuentes de reactores buscan la observación de $\text{CE}\nu\text{NS}$ en el régimen cinemático en el que se esperan una coherencia cuántica completa. Los experimentos que se mencionaran a continuación están tomando datos actualmente o están siendo planeados en diferentes sitios con reactores nucleares en el mundo.

CONNIE

El experimento CONNIE [77] (COherent Neutrino-Nucleus Interaction Experiment) utiliza dispositivos de carga acoplada (CCD) de alta resistividad como detectores de partículas en un intento medir por primera vez la dispersión elástica coherente neutrino-núcleo ($\text{CE}\nu\text{NS}$) de anti-neutrinos de un reactor nuclear con núcleos de silicio y buscar física no estándar. El experimento está compuesto por 14 CCD de 6 *g* cada uno y está rodeado por un blindaje pasivo con dos capas de polietileno de alta densidad de 30 *cm* con 15 *cm* de plomo en el medio que reduce el fondo en aproximadamente un orden de magnitud.

MI ν ER

El Mitchell Institute Neutrino Experiment at Reactor o MI ν ER [78] en la Universidad de Texas A&M es un experimento de neutrinos basado en reactores que tiene como objetivo medir $\text{CE}\nu\text{NS}$. MI ν ER utiliza dos tipos de detectores de silicio novedosos de umbral de baja energía que permite la discriminación de la señal de un fondo evento por evento. Este reactor tiene un núcleo móvil (1 a 10 *m*) que permitirá estudios de precisión de oscilaciones de neutrinos de línea de base muy corta comparando tasas en función de la distancia y eliminando en gran medida las incertidumbres del flujo del reactor.

NUXE

Los detectores de xenón líquido NUXE [79] se han utilizado ampliamente en experimentos de detección directa de materia oscura, en los que se han demostrado umbrales de retroceso nuclear hasta sub-*keV* con señales de ionización, solamente los cuales también son sensibles a los retrocesos nucleares de $\text{CE}\nu\text{NS}$ del núcleo de xenón, con esta gran sensibilidad es posible detectar antineutrinos cerca de un reactor nuclear.

νGeN

El experimento νGeN [80] tiene por objetivo investigar las propiedades de los neutrinos utilizando antineutrinos procedentes del reactor de la central nuclear de Kalinin. El montaje experimental está situado a unos 11 *m* del centro del núcleo del reactor de 3,1 *GWth*. La dispersión de los antineutrinos se detecta con un detector de germanio de alta pureza y bajo umbral energético. Se utilizan blindajes pasivos y activos para suprimir todo tipo de fondos procedentes de los materiales circundantes y de la radiación cósmica.

CONUS

CONUS [81] es un experimento situado en la central nuclear de Brokorf, en Alemania, a unos 17 *m* del núcleo. Esta distancia y la potencia térmica de 3,9 *GW* del reactor proporcionan un flujo de antineutrinos de mas de $10^{13}\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ en el lugar del experimento, el cual esta situado dentro de una esfera de contención del reactor.

Este experimento será el utilizado en este trabajo de investigación para obtener su sensibilidad a los neutrinos estériles ligeros por lo que se discutirá en mayor detalle en el capítulo 5.

4.4. CE ν NS por medio de herramientas computacionales

Para la realización de este trabajo se ha tomado como seguimiento la tesis *La dispersión elástica coherente neutrino núcleo (CE ν NS) como prueba del Modelo Estándar* [82], escrita por Neider Yesith Olivo Marcelo y dirigida por (Ph.D.) Blanca Cecilia Cañas Orduz. Mi aporte en esta parte de la investigación se centra en realizar los cálculos de la sección eficaz diferencial y total para CE ν NS por medio de herramientas computacionales.

4.4.1. Regla de oro y amplitud para CE ν NS

De la teoría cuántica de campos, la sección eficaz diferencial para CE ν NS puede ser escrita como:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{|\mathcal{M}|^2}{32\pi M E_\nu^2}, \quad (4.2)$$

donde $\mathcal{M}$ es la amplitud, M es la masa del núcleo, E_ν es la energía del antineutrino y T la energía cinética de retroceso del núcleo. Para el cálculo de la sección eficaz, podremos escribir la amplitud del proceso utilizando los diagramas de Feynman de la Figura 4.6 en el que se muestra al lado derecho la interacción del núcleo como un todo y en la parte izquierda la interacción del antineutrino a través del intercambio de un bosón Z neutro.

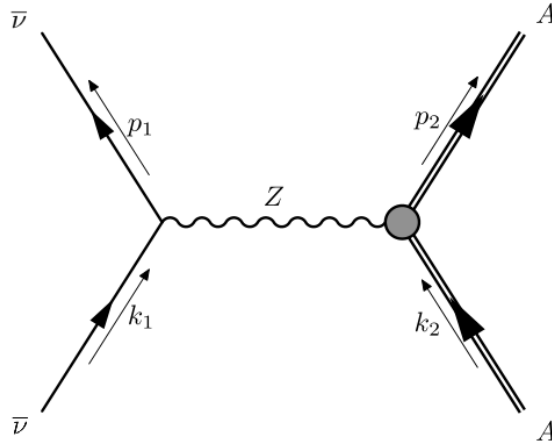


Figura 4.6: Diagrama de Feynman para CE ν NS para la amplitud. Tomado y adaptado de [71]

Haciendo el uso de las reglas de Feynman dadas en el apéndice B, podemos escribir la amplitud $\mathcal{M}$ de la siguiente manera:

$$i\mathcal{M}_{rr'} = \bar{v}_{r'}(p_1) \left[\frac{-ig}{2\cos\theta_W} \gamma^\mu (g_V^\nu - g_A^\nu \gamma^5) \right] v_r(k_1) \left[i \frac{-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{M_Z^2}}{q^2 - M_Z^2 + i\varepsilon} \right] [J_{nuc}^\nu], \quad (4.3)$$

donde $v_r(k_1)$ y $\bar{v}_{r'}(p_1)$ son los spinores iniciales y finales respectivamente de una partícula de Dirac, para este caso los antineutrinos, mientras que los subíndices r y r' dan cuenta de los índices de spin, g_V^ν y g_A^ν son los acoplamientos vectoriales y axiales para los neutrinos (ver Tabla 4.1). La corriente del núcleo se encuentra inmersa en la expresión para la corriente nuclear J_{nuc}^ν en las que se considera que el núcleo posee simetría esférica y que este se encuentre en su estado fundamental, tendremos:

$$J_{nuc}^\nu = \alpha(k_2 + p_2)^\nu F(q^2), \quad \alpha = \frac{g}{2\cos\theta_W} \frac{1}{2} Q_W, \quad Q_W = \frac{1}{2} [Z(1 - 4\sin^2\theta_W) - N]. \quad (4.4)$$

El parámetro α brinda información de la fuerza de acoplamiento débil, Q_W representa la carga débil del núcleo, N y Z son el número de neutrones y protones del núcleo, respectivamente, y $F(q^2)$ da razón del factor de forma nuclear que para el límite de bajas energías se tomará $F(q^2) = 1$ [82] (ver Figura 4.7).

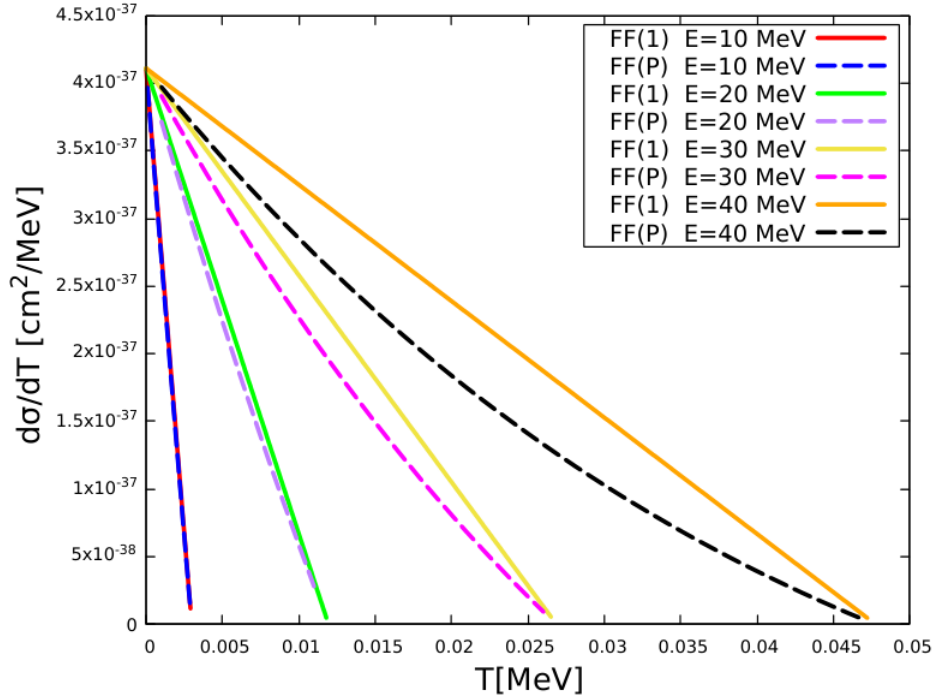


Figura 4.7: Impacto del factor de forma en la sección eficaz diferencial del Germanio. Donde FF(P), da razón del factor de forma correspondiente a la parametrización de Helm y FF(1) da razón del factor de forma igual a 1. Tomado de [82]

Fermiones	g_L	g_R	g_V	g_A
ν_e, ν_μ, ν_τ	$1/2$	0	$1/2$	$1/2$
e, μ, τ	$-1/2 + s_W^2$	s_W^2	$-1/2 + 2s_W^2$	$-1/2$
u, c, t	$1/2 - (2/3)s_W^2$	$-(2/3)s_W^2$	$1/2 - (4/3)s_W^2$	$1/2$
d, s, b	$-1/2 + (1/3)s_W^2$	$(1/3)s_W^2$	$-1/2 + (2/3)s_W^2$	$-1/2$

Tabla 4.1: Valores de los acoplamientos izquierdos g_L , derechos g_R , vectorial g_V y axial g_A para los campos de fermiones, donde se define $s_W = \sin \theta_W$.

Para el propagador del bosón Z , se utiliza el límite de bajas energías donde $q^2 \ll M_Z^2$ obteniendo:

$$\left[\frac{-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{M_Z^2}}{q^2 - M_Z^2 + i\varepsilon} \right] = \left[\frac{g_{\mu\nu}}{M_Z^2} \right]. \quad (4.5)$$

Remplazando en la ecuación 4.3 y la expresión de J_{nuc}^ν en la ecuación 4.5, obtendremos:

$$i\mathcal{M}_{rr'} = \frac{-i^2 g}{2 \cos \theta_W} \left[\bar{v}_{r'}(p_1) \gamma^\mu (g_V^\nu - g_A^\nu \gamma^5) v_r(k_1) \right] \left[\frac{g_{\mu\nu}}{M_Z^2} \right] \left[\frac{g}{2 \cos \theta_W} \frac{1}{2} Q_W (k_2 + p_2)^\nu \right]. \quad (4.6)$$

Podremos escribir esta expresión en Wolfram Mathematica utilizando el paquete de FeynCalc para obtener la amplitud y sección eficaz diferencial para CE ν NS como se muestra en el apéndice C. Teniendo en cuenta que $g^2/8 \cos^2 \theta_W^2 M_Z^2 = G_F/\sqrt{2}$, $|\mathcal{M}|^2$ viene dada por:

$$|\mathcal{M}|^2 = -16G_F^2 g_L^{\bar{\nu}2} M^2 Q_W^2 (-2E_\nu^2 + 2E_\nu T + MT),$$

factorizando $-2E_\nu^2$, tendremos la forma habitual en la que se expresa la amplitud:

$$|\mathcal{M}|^2 = 32G_F^2 g_L^{\bar{\nu}2} M^2 Q_W^2 E_\nu^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu} - \frac{MT}{2E_\nu^2}\right). \quad (4.7)$$

Siendo esta la amplitud para CE ν NS donde G_F es la constante de Fermi, $g_L^{\bar{\nu}}$ es el acoplamiento derecho para los antineutrinos.

4.4.2. Sección eficaz diferencial y total de CE ν NS

Teniendo la ecuación 4.7 podremos remplazar en 4.2 para obtener la sección eficaz diferencial para CE ν NS, por Mathematica remplazando $g_L^{\bar{\nu}} = 1/2$ y $Q_W = [Z(1 - 4 \sin^2 \theta_W) - N]/2$ tendremos:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{G_F^2 M}{4\pi} \left[\frac{1}{2} (Z(1 - 4 \sin^2 \theta_W) - N) \right]^2 \left[1 - \frac{T}{E_\nu} - \frac{MT}{2E_\nu^2} \right] \quad (4.8)$$

Físicamente, esta sección eficaz está asociada a la probabilidad de interacción del neutrino con el núcleo, pero similarmente a la probabilidad de oscilación, en la práctica es imposible medir estas probabilidades para valores precisos debido a las incertidumbres espaciales por lo que se debe promediar, para este caso el valor esperado para la sección eficaz viene dada por:

$$\left\langle \frac{d\sigma}{dT} \right\rangle = \int_{E_\nu^{Min}}^8 \lambda(E_\nu) \frac{d\sigma}{dT} dE_\nu, \quad \text{con:} \quad E_\nu^{Min} = \frac{T}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{2M}{T}} \right], \quad (4.9)$$

donde $\lambda(E_\nu)$ es la parametrización del espectro de antineutrinos de reactor [45] dada por:

$$\lambda(E_\nu) = \sum f_\ell \exp \left[\sum_{k=1}^6 \alpha_{k\ell} E_\nu^{k-1} \right]. \quad (4.10)$$

El espectro de antineutrinos de reactor (línea azul en la Figura 4.8) está dominado por la física nuclear que describe los procesos de fisión y desintegración. En los núcleos de los reactores se producen cuatro isótopos que determinan la distribución de los productos de fisión: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu y ^{241}Pu (líneas verde, amarilla, roja y morada en la Figura 4.8 respectivamente).

En la parametrización 4.10 f_ℓ representa la fracción de fisión del isótopo dada en el reactor. Usando el experimento CONUS para el análisis estadístico (Cap. 5) que utiliza las siguientes fracciones de fisión (0,58, 0,07, 0,30, 0,05) para ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu y ^{241}Pu respectivamente y los valores específicos de $\alpha_{k\ell}$ de cada isótopo se muestran en la Tabla 4.2.

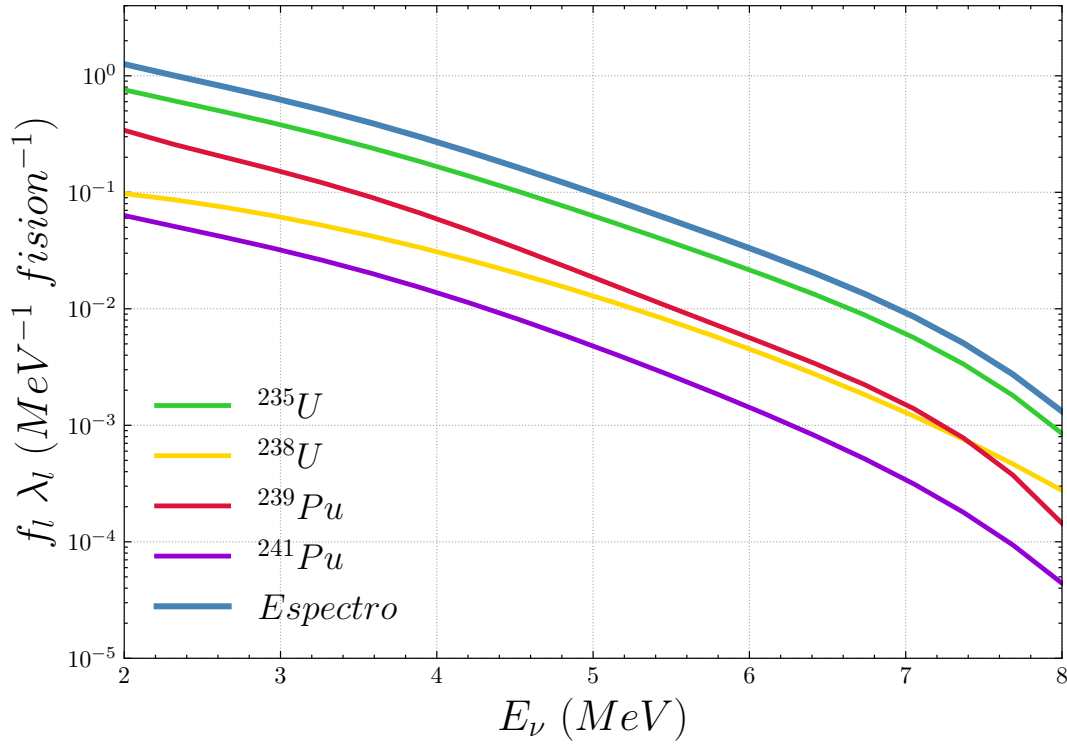


Figura 4.8: Espectro de antineutrinos para los isótopos ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu y el espectro completo. Fuente: Autor

$\alpha_{k\ell}$	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
1	3,217	$4,833 \times 10^{-1}$	6,413	3,251
2	-3,111	$1,927 \times 10^{-1}$	-7,432	-3,204
3	1,395	$-1,283 \times 10^{-1}$	3,535	1,428
4	$-3,690 \times 10^{-1}$	$-6,762 \times 10^{-3}$	$-8,820 \times 10^{-1}$	$-3,675 \times 10^{-1}$
5	$4,445 \times 10^{-2}$	$2,233 \times 10^{-3}$	$1,025 \times 10^{-1}$	$4,254 \times 10^{-2}$
6	$-2,053 \times 10^{-3}$	$-1,536 \times 10^{-4}$	$-4,550 \times 10^{-3}$	$-1,896 \times 10^{-3}$

Tabla 4.2: Coeficientes $\alpha_{k\ell}$ del polinomio para el flujo de antineutrinos de los elementos ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu y ^{241}Pu . Tomado de [45]

Teniendo el espectro de antineutrinos de reactor y la sección eficaz diferencial podemos obtener el valor esperado para CE ν NS y con el objetivo de estudiar el efecto de las oscilaciones debidas a la existencia de neutrinos estériles consideramos la probabilidad de oscilación tomando los parámetros de oscilación reportados por el experimento BEST mencionado en el capítulo 2. Por lo que el valor esperado considerando este neutrino estéril sera:

$$\left\langle \frac{d\sigma}{dT} \right\rangle = \int_{E_\nu^{Min}}^8 \lambda(E_\nu) \frac{d\sigma}{dT} P_{ee}(E_\nu) dE_\nu. \quad (4.11)$$

Con:

$$P_{ee}(E_\nu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1,27 \Delta m^2 \frac{L}{E_\nu} \right). \quad (4.12)$$

Donde los parámetros de oscilación reportados por BEST son $\sin^2 2\theta = 0,42$ y $\Delta m^2 = 3,3 \text{ eV}^2$ [48], consideramos $L = 10 \text{ m}$.

En la Figura 4.9 podemos observar el valor esperado para la sección eficaz diferencial en función de la energía cinética T dentro del modelo estándar (ecuación 4.9) representada por la línea roja y considerando la existencia de un neutrino estéril (ecuación 4.11) representada por la línea azul donde podemos ver como la diferencias entre estos dos casos. Por lo que, dependiendo de la precisión de los experimentos que buscan medir CE ν NS dirá a que señal corresponde la medida realizada.

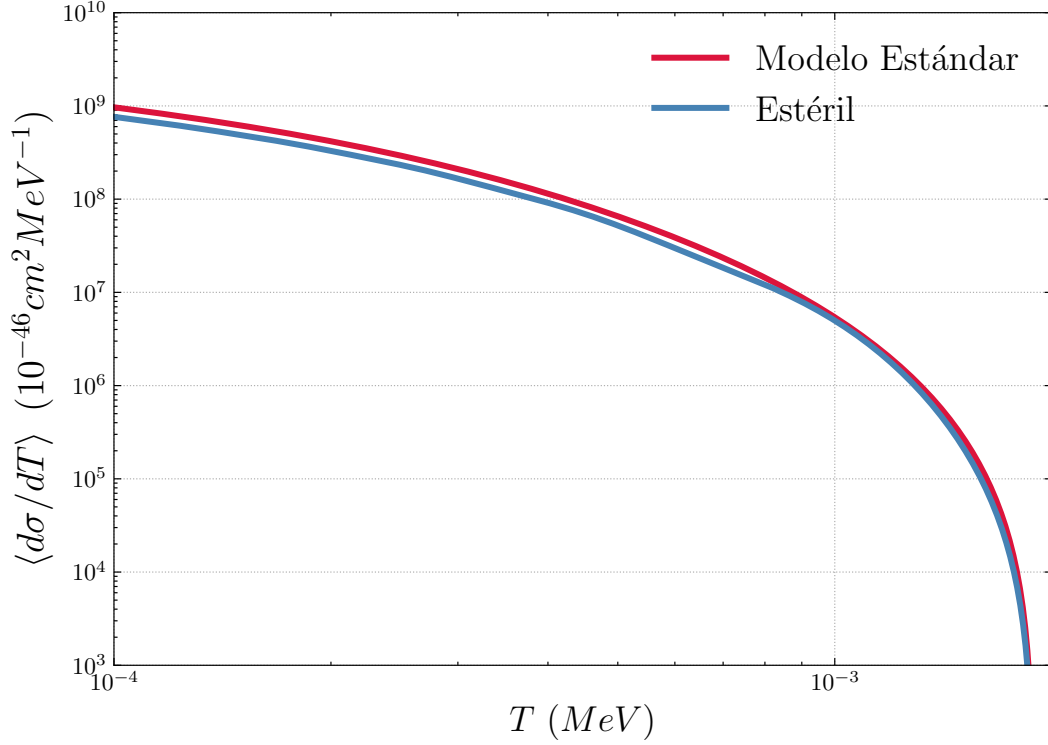


Figura 4.9: Valor esperado para la sección eficaz de CE ν NS dentro del modelo estándar (rojo) y considerando la existencia de un neutrino estéril con los valores reportados por BEST (azul). Fuente: Autor

En la sección eficaz para CE ν NS la masa del núcleo juega un papel muy importante, mientras más nucleones posea un núcleo, mayor será su masa atómica, lo que conduce a secciones eficaces más grandes.

Con el fin de analizar este comportamiento obtendremos la sección eficaz total a partir de la ecuación 4.8 integrando a ambos lados:

$$\sigma(E_\nu) = \frac{G_F^2 M}{4\pi} \left[\frac{1}{2} (Z(1 - 4\sin^2 \theta_W) - N) \right]^2 \int_{T_{Min}}^{T_{Max}} \left[1 - \frac{T}{E_\nu} - \frac{MT}{2E_\nu^2} \right] dT, \quad (4.13)$$

donde:

$$T_{Max} = \frac{2E_\nu^2}{M}, \quad (4.14)$$

es la energía máxima de retroceso del núcleo que se obtiene cuando el neutrino se dispersa hacia adelante. Con el fin de analizar la relación que hay entre las tres variables físicas involucradas en la ecuación 4.14, se muestra en la Figura 4.10, el comportamiento de la energía máxima de retroceso T_{Max} en función de la energía del neutrino incidente E_ν para los núcleos que se muestran en la Tabla 4.3.

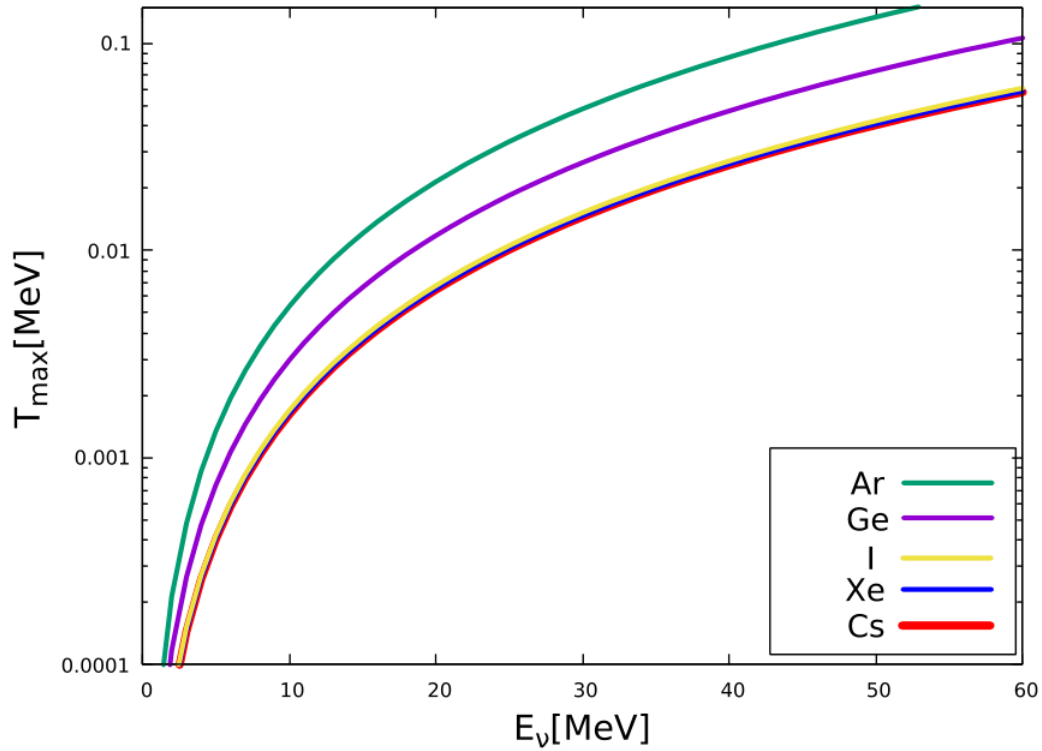


Figura 4.10: Energía de retroceso máxima en función de la energía del neutrino incidente para los núcleos de Ar, Ge, I, Xe y Cs. Tomada de [82]

Para ejemplificar el impacto de la masa en la sección eficaz utilizaremos los núcleos de Tabla 4.3 donde además se pueden ver el número de protones y neutrones de dichos núcleos.

Núcleo	Argón	Germanio	Yodo	Xenón	Cesio
# Protones Z	18	32	53	54	55
# Neutrones N	22	41	74	77	78
Masa [MeV]	37211.32	67663.72	118210.75	122298.64	123800.62

Tabla 4.3: Núcleos utilizados para ejemplificar el impacto de la masa en la sección eficaz.

Para realizar los cálculos de esta sección se ha tomado un ángulo de mezcla débil $\sin^2 \theta_W = 0.2312$ y en específico para la integral de la ecuación 4.13 energías cinéticas T que estén dentro del rango de $1.62 \times 10^{-9} \text{ MeV} \leq T \leq T_{Max}$.

El Cesio y el Xenón son núcleos isobaros, es decir, tienen una masa aproximadamente igual como se puede observar en la Tabla 4.3 y al comparar la sección eficaz total para cada uno de ellos (línea negra y azul respectivamente) en la Figura 4.11, se puede apreciar que tienden a solaparse y aun así para el Cesio es ligeramente mayor que para el Xenón.

Para los detectores de CE ν NS, el aumento de la sección eficaz es un factor importante, debido a que cuanto mayor sea esta, mayor será la probabilidad de realizar la detección, por lo que la elección del material del detector resulta muy importante, lo que permitiría un incremento a la sección transversal y así una energía cinética nuclear más grande, lo que permite que el umbral sea mas alto y aumente la probabilidad de detección.

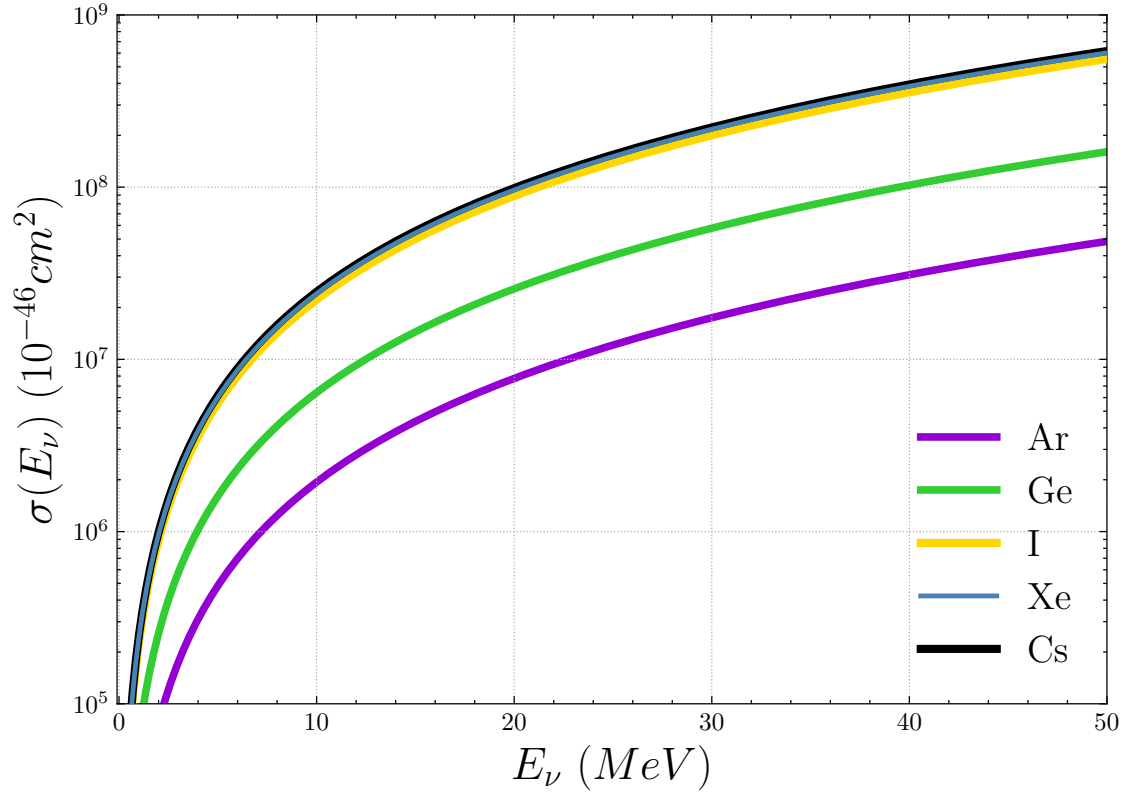


Figura 4.11: Sección eficaz total para los núcleos de Ar, Ge, I, Xe y Cs observando el impacto de la masa de cada uno. Fuente: Autor

Para estudiar la sensibilidad de CE ν NS a los neutrinos estériles ligeros se realizará un análisis estadístico χ^2 y obtener restricciones a los parámetros de oscilación para los estados estériles. Consideraremos el experimento CONUS (del cual se hablara más en el cap. 5) el cual se encuentra en toma de datos para realizar el análisis estadístico.

5. Análisis estadístico

5.1. Experimento CONUS

El experimento CONUS [81] (COherent elastic NeUtrino nucleus Scattering) tiene como objetivo detectar $\text{CE}\nu\text{NS}$ a partir de un flujo de antineutrinos de reactor provenientes de una central nuclear ubicada en Brokdorf, Alemania. El reactor se encuentra aproximadamente a 17 m de cuatro detectores de Germanio de alta pureza. Cuenta con una potencia térmica de 3,9 GW proporcionando un flujo de antineutrinos del orden de $10^{13} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ en el sitio donde se encuentran ubicados los detectores.

El experimento está situado dentro de la esfera de contención del reactor (Figura 5.1) y tiene un blindaje del orden de $\sim 45 \text{ m.w.e}$ (meter water equivalent). El reactor se somete regularmente a periodos de parada que duran de dos a tres semanas, estos periodos permiten medir el fondo para poder sustraerlo del espectro cuando el reactor está encendido.

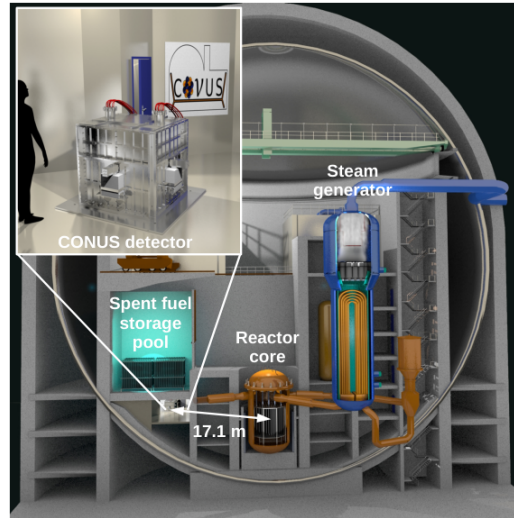


Figura 5.1: Posición del detector CONUS en el edificio de la central nuclear de Brokdorf (Alemania). Está situado bajo la piscina de almacenamiento de combustible gastado, a 17,1 m de distancia del núcleo del reactor de 3,9 GW (potencia térmica). Tomado de [83]

CONUS emplea cuatro detectores de Germanio de alta pureza, con una energía umbral de 300 eV y una masa total de aproximadamente 4 kg. La Figura 5.2 muestra una fotografía del montaje experimental, incluyendo los detectores de Germanio y el blindaje. Los cristales están instalados dentro de un blindaje multicapa, consta de varias capas de plomo que suman 25 cm en total para proteger los detectores de la radiactividad ambiental. En medio hay capas de polietileno borato empleadas para moderar y capturar neutrones. En una capa exterior hay un sistema activo de veto de muones formado por placas de centelleo de plástico equipadas con dos a cuatro tubos fotomultiplicadores.

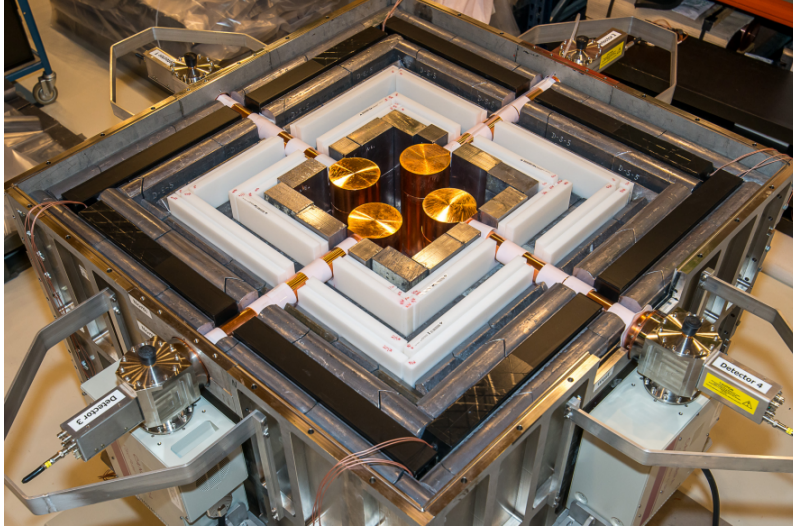


Figura 5.2: Fotografía del experimento de neutrinos CONUS en Brokdorf. Se muestran los cuatro detectores y el blindaje (plomo en gris, paneles de centelleo en negro y polietileno en blanco). Tomado de [84]

El experimento CONUS comenzó a operar en abril de 2018 y en febrero del 2021 reportó un número de eventos con el reactor operando del orden de $0,34 \text{ kg}^{-1}d^{-1}$ con respecto al valor esperado en el modelo estándar de $11,6 \pm 0,85$ [85]. Actualmente, a partir de los datos recolectados ha presentado restricciones a parámetros que describen física más allá del modelo estándar, tales como interacciones del neutrino [83] y propiedades electromagnéticas del neutrino [86].

$\text{CE}\nu\text{NS}$ se detecta a través de la energía de retroceso el núcleo al interactuar con el neutrino. De acuerdo a la ecuación 4.14, la energía de retroceso depende inversamente de la masa del núcleo, a su vez la sección eficaz de este proceso depende directamente del número de neutrones al cuadrado. Por lo tanto, a la hora de buscar un material del cual estará compuesto el detector, se debe seleccionar aquel cuya masa del núcleo no sea ni muy baja (menor sección eficaz, ver Figura 4.11), ni muy grande (energía de retroceso muy baja, ver Figura 4.10). Por ejemplo, un detector de Germanio presenta un valor intermedio para la masa del núcleo (ver Tabla 4.3). Adicionalmente, si consideramos un neutrino incidente sobre el detector de Germanio cuya energía sea de 10 MeV se inducirá una energía de retroceso del núcleo del orden de 3 keV . Cabe aclarar que esta energía no está totalmente disponible a la hora de la detección, solo una pequeña fracción de ella se convertirá en energía de ionización [81].

Para poder detectar una señal tan baja, deben cumplirse varios requisitos. Se requiere una fuente intensa de neutrinos y además, para garantizar la coherencia del proceso, la energía del neutrino incidente no debe sobrepasar los 50 MeV . El experimento CONUS cumple estos requisitos; un flujo de antineutrinos del orden de $10^{13} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ y energías que alcanzan los 8 MeV .

En la Tabla 5.1 se muestran los detalles del experimento como la energía umbral de retroceso (T), el baseline, el núcleo detector y el flujo de antineutrinos del reactor.

Detector	E. Umbral	Baseline	Núc. Detector	Flujo de antineutrinos
CONUS	100 eV	$17,1 \text{ m}$	Germanio	$2,3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

Tabla 5.1: Información del experimento CONUS. Tomado de [83]

5.2. Sensibilidad experimental y número de eventos

En esta sección presentamos las herramientas necesarias para llevar a cabo el análisis estadístico. Utilizaremos la función de mínimos cuadrados, también llamada χ^2 , la cual nos permite realizar un ajuste de varios parámetros tomando en cuenta errores estadísticos y sistemáticos a partir de un experimento.

Con el fin de obtener la sensibilidad del experimento CONUS a los parámetros de oscilación ($\sin^2 2\theta, \Delta m^2$) considerando un neutrino estéril, evaluaremos la función χ^2 definida de la siguiente forma:

$$\chi^2(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = \frac{[N^{exp} - N^{teo}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)]^2}{\sigma_{est}^2 + \sigma_{sys}^2}, \quad (5.1)$$

donde σ_{est} representa el error estadístico de la medición, y σ_{sys} corresponde al error sistemático. Esta función nos permite evaluar la concordancia entre el número de eventos teórico, N^{teo} , el cual depende de los parámetros de oscilación y el número de eventos *experimental*, N^{exp} . Para calcular el número de eventos teórico se evalúa la siguiente integral:

$$N^{teo}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = \kappa \int_{E_{\nu}^{Min}}^{E_{\nu}^{Max}} \int_{T_{Min}}^{T_{Max}(E_{\nu})} \lambda(E_{\nu}) P_{ee}(E_{\nu}, \sin^2 2\theta, \Delta m^2) \frac{d\sigma(T, E_{\nu})}{dT} dE_{\nu} dT, \quad (5.2)$$

donde $\lambda(E_{\nu})$ es el espectro de antineutrinos que depende de la energía del neutrino incidente dentro del intervalo de $0,4 \leq E_{\nu} \leq 8 \text{ MeV}$, $d\sigma/dT$ la sección eficaz diferencial tomando el ángulo de mezcla débil de $\sin^2 \theta_W = 0,2312$ [87] y $P_{ee}(E_{\nu})$ es la probabilidad de supervivencia considerando neutrinos estériles, la cual depende de los parámetros de oscilación $\sin^2 2\theta$ y Δm^2 .

Con el fin de calcular χ^2 , se hacen las siguientes consideraciones: Teniendo en cuenta que el experimento CONUS aun no reporta resultados de mediciones para CE ν NS, para el cálculo del número de eventos experimental se asumió que el experimento medirá el número de eventos esperados predichos por el modelo estándar (ME), $N^{exp} = N_{ME}^{exp} = 31200$ eventos por año, mientras que para el error estadístico y sistemático se considera $\sigma_{est} = \sqrt{N^{exp}}$ y $\sigma_{sys} = pN^{teo}/100$ respectivamente, donde p será el porcentaje de incertidumbre sistemática, estos errores son considerados para disminuir los niveles de incertidumbre en el espectro de antineutrinos del reactor [88] y disminuir el efecto del fondo producido por los desechos nucleares que se encuentran sobre el detector (ver Figura 5.1).

Tomando la expresión para el espectro de antineutrinos (4.10), la sección eficaz diferencial de CE ν NS (4.8), la probabilidad de supervivencia considerando neutrinos estériles (4.12), la energía de retroceso máxima (4.14) y teniendo en cuenta que CONUS utiliza un detector de Germanio (ver Tabla 4.3), podemos realizar el análisis estadístico. Para esto se realizó un código en Python donde se ha definido una función que realiza el cálculo de la integral doble para el número de eventos teóricos N^{teo} y con esto, haciendo el uso de dos *for* anidados se van recorriendo los distintos valores para los parámetros de oscilación que se encuentran en los intervalos de $1 \times 10^{-3} \leq \sin^2 2\theta \leq 1$ y $[1 \times 10^{-2} \leq \Delta m^2 \leq 10] \text{ eV}^2$.

Para presentar los resultados de la sensibilidad de CONUS a los parámetros de oscilación, también se tomaron en cuenta las siguientes consideraciones: 1. La eficiencia del detector: para el caso de 100 % de eficiencia del detector, es decir, medir el número de eventos esperados ($N^{exp} = 31200$ por año) y 2: El caso de 50 % de eficiencia, el cual correspondería a un número de eventos igual a $N^{exp}/2$. A su vez, considerando diferentes porcentajes de error sistemático con $p = 0\%, 3\%, 5\%$.

Estos valores se guardan en distintos archivos *.dat* con tres columnas, una para $\sin^2 2\theta$, la segunda para Δm^2 y la tercera para los resultados de χ^2 , los valores obtenidos son graficados y se obtienen los resultados presentados en las Figuras 5.3, 5.4 y 5.5. En la Figura 5.3 se muestra el comportamiento de χ^2 en función de $\sin^2 2\theta$ y Δm^2 teniendo en cuenta el 100 % de eficiencia del detector y considerando un error sistemático de $p = 3\%$.

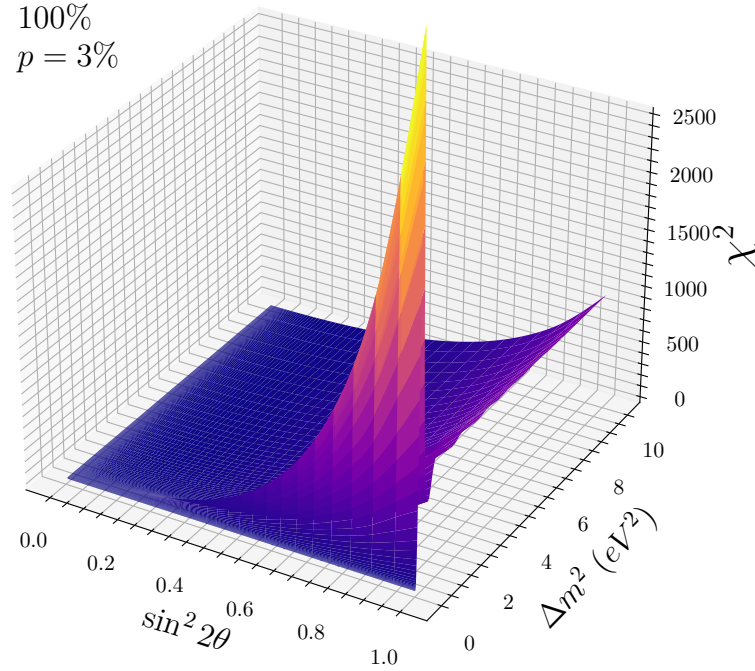


Figura 5.3: Comportamiento de la función χ^2 (Ec. 5.1) en función de los parámetros de oscilación $\sin^2 2\theta$ y Δm^2 considerando una eficiencia del detector de 100 % y un error estadístico de $p = 3\%$. Fuente: Autor.

Para poder visualizar los datos de la manera habitual (similar a las Figuras 2.10 y 3.5) se realizan cortes o intersecciones de planos a ciertas alturas en el eje de χ^2 . Estas alturas para cada plano representa un nivel de confianza (CL) y depende de cuántos parámetros libre m se tengan en cuenta a la hora de realizar el análisis estadístico [87], estos niveles se muestran en la Tabla 5.2.

$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	CL (%)
1,00	2,30	3,53	68,27
2,71	4,61	6,25	90,00
3,84	5,99	7,82	95,00
4,00	6,18	8,03	95,45
6,63	9,21	11,34	99,00
9,00	11,83	14,16	99,73

Tabla 5.2: Niveles de confianza (CL) para un análisis estadístico considerando m parámetros libres. Tomado de [87]

En nuestro análisis estadístico tenemos dos parámetros libres ($\sin^2 2\theta, \Delta m^2$), por lo tanto, en las Figuras 5.4 y 5.5 se muestra la intersección con el plano a una altura de 11,83, que representa un nivel de confianza del 99,73 %.

5.2.1. Zonas de exclusión a los parámetros de oscilación

Como se trata de un experimento que aún no a observaciones de $\text{CE}\nu\text{NS}$, se procede a realizar estudios en el que se presentan tres gráficas. En la Figura 5.4 se muestra un análisis con un 100 % de eficiencia en la medición, con un error sistemático de $p = 0\%$, el cual corresponde a la gráfica azul y con un análisis para una eficiencia de 50 % que le corresponde a la gráfica roja.

Cuando el experimento CONUS detecte $\text{CE}\nu\text{NS}$, esta eficiencia estaría codificado mediante una función de resolución que toma en cuenta la variación entre las energías de retroceso real del núcleo y la energía de retroceso medida del núcleo, este desconocimiento en la función de resolución se puede tomar en cuenta en el análisis estadístico por medio de los porcentajes que se están asumiendo para presentar la sensibilidad de CONUS a los parámetros de oscilación.

En la Figura 5.4 podemos observar cómo cambian estos dos escenarios (100 % y 50 % de eficiencia) a la hora de determinar las zonas de exclusión, en la que se puede observar que la gráfica roja (50 %) resulta ser menos restrictiva, también se muestra el mejor ajuste reportado por BEST (+) y un ajuste Global en el que se toman los resultados de las señales de BEST, SAGE y GALLEX combinadas (x) [48] (Tabla 5.3). En los dos escenarios analizados, los dos mejores ajustes que se tienen a la fecha para los parámetros de oscilación considerando un neutrino estéril ligero, se encuentran en la región de exclusión predicha para el experimento CONUS, de acuerdo a los resultados obtenidos en esta investigación.

Mejor ajuste	$\sin^2 2\theta$	$\Delta m^2 \text{ (eV}^2\text{)}$
BEST (+)	0,42	3,3
Global (x)	0,34	1,25

Tabla 5.3: Mejores ajustes reportado por el experimento BEST y realizando un ajuste Global combinando las señales de BEST, SAGE y GALLEX. Tomado de [48]

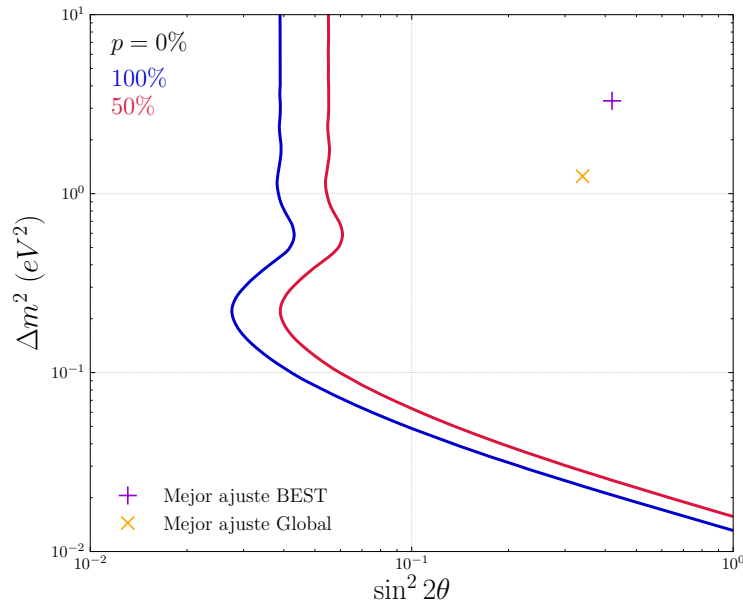


Figura 5.4: Sensibilidad esperada del experimento CONUS al medir los parámetros de oscilación considerando un neutrino estéril ligero. La línea azul representa una eficiencia del detector del 100 % y la roja una eficiencia del 50 %. Los símbolos + y x corresponden al mejor ajuste reportado por BEST y un ajuste Global con los experimentos BEST, SAGE y GALLEX, respectivamente. Fuente: Autor.

En la Figura 5.5 se presentan los resultados del análisis estadístico bajo estudio. Considerando diferentes porcentajes del error sistemático, con el objetivo de evaluar su impacto en los resultados obtenidos. Al lado izquierdo se tienen los resultados al 100 % de eficiencia del detector y a la derecha se presentan los resultados al 50 % de eficiencia. Las líneas azules representan el error sistemático al 0 %, las rojas al 3 % y la verde al 5 %. Las líneas más restrictivas se obtienen para el escenario de 100 % de eficiencia del detector y un error sistemático del 0 %. Los resultados obtenidos, con porcentajes de error sistemático del 3 % y 5 %, son menos restrictivos. También se muestran en la figura el mejor ajuste de BEST y el ajuste Global considerando los experimentos BEST, SAGE y GALLEX.

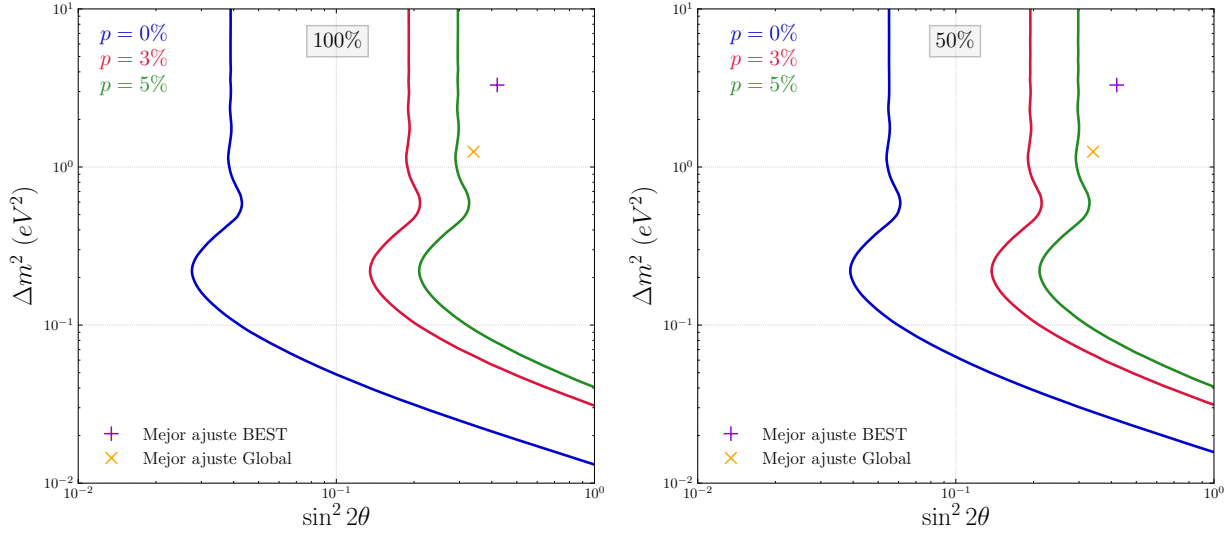


Figura 5.5: Zonas de exclusión al 100 % (panel izquierdo) y 50 % (panel derecho) de eficiencia donde las líneas azules, rojas y verdes son considerando los errores sistemáticos al 0 %, 3 % y 5 % respectivamente. Los símbolos + y × corresponden al mejor ajuste reportado por BEST y un ajuste Global con los experimentos BEST, SAGE y GALLEX, respectivamente. Fuente: Autor.

Para mejorar la sensibilidad de CONUS a la hipótesis del neutrino estéril ligero es necesario tener un mejor conocimiento del espectro de antineutrinos provenientes del reactor [88], ya que a la fecha presenta una incertidumbre del orden del 3 % y a su vez controlar y disminuir errores sistemáticos involucrados en las mediciones, lo que conllevaría a obtener zonas más restrictivas a los parámetros de oscilación. Además, se deben considerar que a futuro se tengan diferentes procesos de dispersión neutrino-materia, permitiendo mejorar la estadística, generando mejores mediciones.

6. Conclusiones

Para la realización del presente trabajo se requirió de una formación y fundamentación en la física e interacciones con la materia de los neutrinos, centrándonos principalmente en la dispersión elástica coherente neutrino núcleo ($\text{CE}\nu\text{NS}$) para así poder explorar y estudiar la sensibilidad del experimento CONUS a los estados estériles de los neutrinos que han nacido como hipótesis para solucionar las anomalías experimentales presentadas en el capítulo 2 donde se encuentran firmas oscilatorias en baseline relativamente cortas que se alejan de las predicciones del paradigma de tres sabores.

Para esto, se realizó el estudio del formalismo de oscilaciones de neutrinos en el vacío para el paradigma de dos y tres sabores en el capítulo 3, obteniendo la probabilidad de oscilación, la probabilidad de que un neutrino de sabor α cambien su naturaleza o sabor a otro β distinto conocida como la probabilidad de transición y la probabilidad de que mantenga su sabor al ser creado conocida como probabilidad de supervivencia y como las anomalías experimentales estudiadas en el capítulo 2 pueden obtener solución en el modelo $3 + 1$ donde se consideran los 3 estados activos descritos dentro del modelo estándar y 1 estado estéril con una masa del orden de 1 eV .

Se hizo el estudio de la teoría del modelo estándar electrodébil para la comprensión de $\text{CE}\nu\text{NS}$ y sus características para así poder desarrollar en el lenguaje Wolfram Mathematica un código para calcular la sección eficaz diferencial de este proceso utilizando el paquete FeynCalc en el cual se parte de escribir la amplitud $\mathcal{M}$ construida a partir de las reglas de Feynman dadas en el sector electrodébil como se muestra en el capítulo 4, tras obtener la sección eficaz diferencial se pudo realizar el análisis de como afecta la masa de los núcleos en el comportamiento de la sección eficaz y como puede dar indicios a la existencia de neutrinos estériles ligeros.

Una vez obtenido las expresiones matemáticas necesarias para este trabajo de investigación, se implementó en el lenguaje de programación Python un código que permitió calcular de forma numérica el número de eventos esperados para el experimento CONUS, este código realizó el cálculo de la expresión 5.2 para cada par de parámetros de oscilación $\sin^2 2\theta$ y Δm^2 permitiendo obtener los valores necesarios para la realización del análisis estadístico χ^2 .

Con los datos obtenidos tras realizar el desarrollo numérico que permitió obtener el número de eventos y realizar el análisis estadístico χ^2 , el cual permitió obtener las zonas de exclusión para los parámetros de oscilación para neutrinos estériles ligeros, dando la sensibilidad del experimento CONUS a través de $\text{CE}\nu\text{NS}$ como se muestra en el capítulo 5. Tomando en cuenta que el experimento CONUS se encuentra en toma de datos, se consideran dos escenarios, el primero donde se asume una eficiencia del 100 % y el segundo con una eficiencia de 50 % se obtiene que las señales de neutrinos estériles reportada por BEST y considerando el ajuste Global de BEST, SAGE y GALLEX combinados se encuentran dentro de las zonas excluidas. Considerando las eficiencias del detector al 100 % y 50 % a distintos errores sistemáticos del 0 %, 3 % y 5 %, se encontró que estos parámetros reportados se encuentran en la región de exclusión.

Teniendo en cuenta que actualmente, los programas experimentales en torno a $\text{CE}\nu\text{NS}$ se han impulsado gracias a la reciente medición de este proceso por parte de la colaboración COHERENT, este trabajo de investigación aporta nuevos resultados, al presentar las regiones de sensibilidad esperadas del experimento CONUS en la búsqueda de neutrinos estériles ligeros, considerando un análisis detallado del impacto de los posibles errores estadísticos y sistemáticos de este experimento. Brindando así el formalismo y códigos necesarios para realizar estos estudios, reforzando la línea de investigación de Física de partículas elementales, inscrita al grupo de investigación INTEGRAR. Al obtener nuevas y más precisas mediciones de $\text{CE}\nu\text{NS}$ permitirá obtener restricciones más precisas tanto a parámetros del modelo estándar, como el ángulo de mezcla débil a bajas energías, como a nueva física y restricciones tal como los parámetros de oscilación para neutrinos estériles ligeros, objetivo de este trabajo de investigación.

Apéndice A. Cálculos explícitos en el paradigma de tres sabores

En este apéndice se realizarán los cálculos de una manera más explícita para las oscilaciones de neutrinos, considerando el paradigma de los tres neutrinos donde se encontrara la probabilidad de oscilación general y con esta la probabilidad de transición y supervivencia que se han mostrado en la sección 3.

A.1. Probabilidad de oscilación

Para encontrar la probabilidad de oscilación en el paradigma de tres sabores, partimos de la ecuación 3.14 dada por:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) = \sum_{kj} U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* \exp \left[-i \frac{\Delta m_{kj}^2}{2} \frac{L}{E} \right],$$

definiendo los parámetros 3.21 dados por:

$$\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} = U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^*; \quad \phi_{kj} = \frac{\Delta m_{kj}^2}{4} \frac{L}{E},$$

de tal manera que la probabilidad de oscilación podemos escribirla como:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) = \sum_{kj} \mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} e^{2i\phi_{kj}},$$

separando la sumatoria de forma que $k = j$, $k > j$ y $k < j$, nos quedará la siguiente expresión:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) = \left[\sum_{k=j} + \sum_{k>j} + \sum_{k<j} \right] \mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} e^{2i\phi_{kj}}. \quad (\text{A.1})$$

La primera parte de la ecuación A.1, donde $k = j$ se agrupan y conmutan debido a que estos elementos pertenecen a una matriz y son números complejos. Además, teniendo en cuenta que $\Delta m_{kk}^2 = 0$, tendremos:

$$\sum_{k=j=1}^3 \mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} = \sum_{k=j=1}^3 U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* = U_{\beta 1}^* U_{\alpha 1} U_{\beta 1} U_{\alpha 1}^* + U_{\beta 2}^* U_{\alpha 2} U_{\beta 2} U_{\alpha 2}^* + U_{\beta 3}^* U_{\alpha 3} U_{\beta 3} U_{\alpha 3}^*,$$

reordenando los términos:

$$\sum_{k=j=1}^3 \mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} = U_{\alpha 1} U_{\alpha 1}^* U_{\beta 1} U_{\beta 1}^* + U_{\alpha 2} U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} U_{\beta 2}^* + U_{\alpha 3} U_{\alpha 3}^* U_{\beta 3} U_{\beta 3}^*,$$

por lo que, podremos escribir esta primera suma como:

$$\sum_{k=j=1}^3 \mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} = |U_{\alpha 1}|^2 |U_{\beta 1}|^2 + |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\beta 2}|^2 + |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 = \sum_{j=1}^3 |U_{\alpha j}|^2 |U_{\beta j}|^2. \quad (\text{A.2})$$

Para las dos últimas sumas de la ecuación A.1, definimos: z_1, z_2 y z_3 y sus complejos conjugados:

$$\begin{aligned} z_1 &= U_{\beta 1}^* U_{\alpha 1} U_{\beta 2} U_{\alpha 2}^*; & z_1^* &= U_{\beta 1} U_{\alpha 1}^* U_{\beta 2}^* U_{\alpha 2}. \\ z_2 &= U_{\beta 1}^* U_{\alpha 1} U_{\beta 3} U_{\alpha 3}^*; & z_2^* &= U_{\beta 1} U_{\alpha 1}^* U_{\beta 3}^* U_{\alpha 3}. \\ z_3 &= U_{\beta 2}^* U_{\alpha 2} U_{\beta 3} U_{\alpha 3}^*; & z_3^* &= U_{\beta 2} U_{\alpha 2}^* U_{\beta 3}^* U_{\alpha 3}. \end{aligned}$$

Con esto, podemos escribir:

$$\begin{aligned} \left[\sum_{k>j} + \sum_{k<j} \right] \mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} e^{2i\phi_{kj}} &= U_{\beta 1}^* U_{\alpha 1} U_{\beta 2} U_{\alpha 2}^* e^{2i\phi_{21}} + U_{\beta 1}^* U_{\alpha 1} U_{\beta 3} U_{\alpha 3}^* e^{2i\phi_{31}} + U_{\beta 2}^* U_{\alpha 2} U_{\beta 3} U_{\alpha 3}^* e^{2i\phi_{32}} \\ &+ U_{\beta 2}^* U_{\alpha 2} U_{\beta 1} U_{\alpha 1}^* e^{2i\phi_{12}} + U_{\beta 3}^* U_{\alpha 3} U_{\beta 1} U_{\alpha 1}^* e^{2i\phi_{13}} + U_{\beta 3}^* U_{\alpha 3} U_{\beta 2} U_{\alpha 2}^* e^{2i\phi_{23}}. \\ &= z_1 e^{2i\phi_{21}} + z_2 e^{2i\phi_{31}} + z_3 e^{2i\phi_{32}} + z_1^* e^{2i\phi_{12}} + z_2^* e^{2i\phi_{13}} + z_3^* e^{2i\phi_{23}}, \end{aligned}$$

podemos reordenar términos como:

$$\begin{aligned} \left[\sum_{k>j} + \sum_{k<j} \right] \mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} e^{2i\phi_{kj}} &= z_1 e^{2i\phi_{21}} + z_1^* e^{2i\phi_{12}} + z_2 e^{2i\phi_{31}} + z_2^* e^{2i\phi_{13}} + z_3 e^{2i\phi_{32}} + z_3^* e^{2i\phi_{23}} \\ &= z_1 e^{2i\phi_{21}} + z_1^* e^{-2i\phi_{21}} + z_2 e^{2i\phi_{31}} + z_2^* e^{2i\phi_{-31}} + z_3 e^{2i\phi_{32}} + z_3^* e^{-2i\phi_{32}} \\ &= z_1 e^{2i\phi_{21}} + \left(z_1 e^{2i\phi_{21}} \right)^* + z_2 e^{2i\phi_{31}} + \left(z_2 e^{2i\phi_{31}} \right)^* + z_3 e^{2i\phi_{32}} + \left(z_3 e^{2i\phi_{32}} \right)^*, \end{aligned}$$

ahora podemos escribir un numero complejo, teniendo en cuenta su parte real, imaginaria y su conjugado como:

$$z = \text{Re}[z] + i\text{Im}[z]; \quad z^* = \text{Re}[z] - i\text{Im}[z].$$

tomando los dos primeros términos, tendremos:

$$\begin{aligned} z_1 e^{2i\phi_{21}} + \left(z_1 e^{2i\phi_{21}} \right)^* &= \text{Re} \left[z_1 e^{2i\phi_{21}} \right] + \cancel{i\text{Im} \left[z_1 e^{2i\phi_{21}} \right]} + \text{Re} \left[z_1 e^{2i\phi_{21}} \right] - \cancel{i\text{Im} \left[z_1 e^{2i\phi_{21}} \right]} \\ &= 2\text{Re} \left[z_1 e^{2i\phi_{21}} \right], \end{aligned}$$

de igual forma para los demás términos de la expresión, tendremos:

$$\begin{aligned}
 \left[\sum_{k>j} + \sum_{k<j} \right] \mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} e^{2i\phi_{kj}} &= 2\text{Re} \left[z_1 e^{2i\phi_{21}} \right] + 2\text{Re} \left[z_2 e^{2i\phi_{31}} \right] + 2\text{Re} \left[z_3 e^{2i\phi_{32}} \right] \\
 &= 2\text{Re} \left[z_1 e^{2i\phi_{21}} + z_2 e^{2i\phi_{31}} + z_3 e^{2i\phi_{32}} \right] = 2 \sum_{k>j} \text{Re} \left[U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* e^{2i\phi_{kj}} \right] \\
 &= 2 \sum_{k>j} \text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} e^{2i\phi_{kj}} \right],
 \end{aligned}$$

podremos escribir la probabilidad de oscilación A.1 como:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) = \sum_j |U_{\alpha j}|^2 |U_{\beta j}|^2 + 2 \sum_{k>j} \text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} e^{2i\phi_{kj}} \right].$$

Buscando una forma más sencilla para reescribir esta ecuación, podemos escribir:

$$\sum_{kj} \mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} = \sum_{kj} U_{\beta j}^* U_{\alpha j} U_{\beta k} U_{\alpha k}^* = \underbrace{\sum_k U_{\beta k} U_{\alpha k}^*}_{\delta_{\beta\alpha}} \underbrace{\sum_j U_{\beta j}^* U_{\alpha j}}_{\delta_{\alpha\beta}} = \delta_{\beta\alpha} \delta_{\alpha\beta} = (\delta_{\alpha\beta})^2 = \delta_{\alpha\beta},$$

además:

$$\sum_{kj} \mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} = \left[\sum_{k=j} + \sum_{k>j} + \sum_{k<j} \right] \mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} = \sum_j |U_{\alpha j}|^2 |U_{\beta j}|^2 + 2 \sum_{k>j} \text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right],$$

por lo que podremos escribir:

$$\sum_j |U_{\alpha j}|^2 |U_{\beta j}|^2 = \underbrace{\sum_{kj} \mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta}}_{\delta_{\alpha\beta}} - 2 \sum_{k>j} \text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] = \delta_{\alpha\beta} - 2 \sum_{k>j} \text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right],$$

reemplazando en la probabilidad de oscilación, tendremos:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 2 \sum_{k>j} \text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] + 2 \sum_{k>j} \text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} e^{2i\phi_{kj}} \right],$$

y reordenando:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 2 \sum_{k>j} \text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \left(1 - e^{2i\phi_{kj}} \right) \right]. \quad (\text{A.3})$$

Desarrollando el termino $1 - e^{2i\phi_{kj}}$:

$$\begin{aligned}
 1 - e^{2i\phi_{kj}} &= 1 - \left(e^{i\phi_{kj}} \right)^2 = 1 - (\cos \phi_{kj} - i \sin \phi_{kj})^2 = 1 - (\cos^2 \phi_{kj} + 2i \cos \phi_{kj} \sin \phi_{kj} - \sin^2 \phi_{kj}) \\
 &= 1 - (1 - \sin^2 \phi_{kj} + 2i \cos \phi_{kj} \sin \phi_{kj} - \sin^2 \phi_{kj}) = 1 - (1 - 2 \sin^2 \phi_{kj} + 2i \cos \phi_{kj} \sin \phi_{kj}) \\
 &= 2 \sin^2 \phi_{kj} - 2i \cos \phi_{kj} \sin \phi_{kj} = -2i \sin \phi_{kj} (\cos \phi_{kj} + i \sin \phi_{kj}) = -2i \sin \phi_{kj} e^{i\phi_{kj}},
 \end{aligned}$$

teniendo esto en cuenta, tomamos la parte real de la probabilidad:

$$\begin{aligned} \sum_{k>j} \text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \left(1 - e^{2i\phi_{kj}} \right) \right] &= \sum_{k>j} \text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \left(-2i \sin \phi_{kj} e^{i\phi_{kj}} \right) \right] = \sum_{k>j} 2 \sin \phi_{kj} i \text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} e^{i\phi_{kj}} \right] \\ &= \sum_{k>j} 2 \sin \phi_{kj} \text{Im} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} e^{i\phi_{kj}} \right], \end{aligned}$$

viendo en mas detalle el argumento de la parte imaginaria:

$$\begin{aligned} \mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} e^{i\phi_{kj}} &= \left(\text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] + i \text{Im} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] \right) (\cos \phi_{kj} + i \sin \phi_{kj}) \\ &= \text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] \cos \phi_{kj} + i \text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] \sin \phi_{kj} + i \text{Im} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] \cos \phi_{kj} - \text{Im} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] \sin \phi_{kj} \\ &= \text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] \cos \phi_{kj} - \text{Im} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] \sin \phi_{kj} + i \left(\text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] \sin \phi_{kj} + \text{Im} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] \cos \phi_{kj} \right), \end{aligned}$$

por lo que, la parte imaginaria del argumento sera:

$$\text{Im} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} e^{i\phi_{kj}} \right] = \text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] \sin \phi_{kj} + \text{Im} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] \cos \phi_{kj},$$

remplazando en A.3 la probabilidad de oscilación estará dada por:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) &= \delta_{\alpha\beta} - 2 \sum_{k>j} 2 \sin \phi_{kj} \left(\text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] \sin \phi_{kj} + \text{Im} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] \cos \phi_{kj} \right) \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 2 \sum_{k>j} \left(2 \sin^2 \phi_{kj} \text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] + 2 \sin \phi_{kj} \cos \phi_{kj} \text{Im} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] \right), \end{aligned}$$

por lo que la probabilidad de oscilación teniendo en cuenta los tres sabores de neutrinos sera:

$$\boxed{P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{k>j} \sin^2 \phi_{kj} \text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] - 2 \sum_{k>j} \sin 2\phi_{kj} \text{Im} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right]}. \quad (\text{A.4})$$

A.2. Probabilidad de transición

Para la probabilidad de transición considerando los tres estados de sabor de los neutrinos, partiendo de la probabilidad de la ecuación A.4 con $\alpha \neq \beta$ tendremos:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) &= \cancel{\delta_{\alpha\beta}}^0 - 4 \sum_{k>j} \sin^2 \phi_{kj} \text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] - 2 \sum_{k>j} \sin 2\phi_{kj} \text{Im} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\beta} \right] \\ &= -4 \left[\sin^2 \phi_{32} \text{Re} \left[\mathcal{U}_{32}^{\alpha\beta} \right] + \sin^2 \phi_{31} \text{Re} \left[\mathcal{U}_{31}^{\alpha\beta} \right] + \sin^2 \phi_{21} \text{Re} \left[\mathcal{U}_{21}^{\alpha\beta} \right] \right] \\ &\quad - 2 \left[\sin \phi_{32} \text{Im} \left[\mathcal{U}_{32}^{\alpha\beta} \right] + \sin \phi_{31} \text{Im} \left[\mathcal{U}_{31}^{\alpha\beta} \right] + \sin \phi_{21} \text{Im} \left[\mathcal{U}_{21}^{\alpha\beta} \right] \right], \end{aligned}$$

teniendo en cuenta la diferencias de masas cuadradas, tendremos:

$$\sin^2 \phi_{32} = \sin^2 \left[\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right] = \sin^2 \left[\frac{(\Delta m_{31}^2 - \Delta m_{21}^2) L}{4E} \right] = \sin^2 \left[\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} - \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right] = \sin^2 [\phi_{31} - \phi_{21}],$$

por identidad trigonométrica, tendremos:

$$\sin^2 \phi_{32} = \sin^2 (\phi_{31} - \phi_{21}) = \sin^2 \phi_{31} + \sin^2 \phi_{21} - 2 \sin^2 \phi_{31} \sin^2 \phi_{21} - \frac{1}{2} \sin 2\phi_{31} \sin 2\phi_{21},$$

además, teniendo $\sin(\gamma - \delta) = \sin \gamma \cos \delta - \cos \gamma \sin \delta$ podemos reescribir la probabilidad de transición como:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) &= -4 \left(\operatorname{Re} [\mathcal{U}_{32}^{\alpha\beta}] \left[\sin^2 \phi_{31} + \sin^2 \phi_{21} - 2 \sin^2 \phi_{31} \sin^2 \phi_{21} - \frac{1}{2} \sin 2\phi_{31} \sin 2\phi_{21} \right] \right. \\ &\quad + \operatorname{Re} [\mathcal{U}_{31}^{\alpha\beta}] \sin^2 \phi_{31} + \operatorname{Re} [\mathcal{U}_{21}^{\alpha\beta}] \sin^2 \phi_{21} \Big) - 2 \left(\operatorname{Im} [\mathcal{U}_{32}^{\alpha\beta}] [\sin 2\phi_{31} \cos 2\phi_{21} \right. \\ &\quad \left. - \cos 2\phi_{31} \sin 2\phi_{21}] + \operatorname{Im} [\mathcal{U}_{31}^{\alpha\beta}] \sin 2\phi_{31} + \operatorname{Im} [\mathcal{U}_{21}^{\alpha\beta}] \sin 2\phi_{21} \right), \end{aligned}$$

tomando el primer termino de esta expresión:

$$\begin{aligned} &\operatorname{Re} [\mathcal{U}_{32}^{\alpha\beta}] \left[\sin^2 \phi_{31} + \sin^2 \phi_{21} - 2 \sin^2 \phi_{31} \sin^2 \phi_{21} - \frac{1}{2} \sin 2\phi_{31} \sin 2\phi_{21} \right] \\ &= \operatorname{Re} [\mathcal{U}_{32}^{\alpha\beta}] \sin^2 \phi_{31} + \operatorname{Re} [\mathcal{U}_{32}^{\alpha\beta}] \sin^2 \phi_{21} - \operatorname{Re} [\mathcal{U}_{32}^{\alpha\beta}] \left[2 \sin^2 \phi_{31} \sin^2 \phi_{21} - \frac{1}{2} \sin 2\phi_{31} \sin 2\phi_{21} \right], \end{aligned}$$

y teniendo en cuenta la relación de unitariedad:

$$U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* + U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* + U_{\alpha 3} U_{\beta 3}^* = 0 \quad \rightarrow \quad U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* = -U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* - U_{\alpha 3} U_{\beta 3}^*,$$

podemos reescribir la parte real como:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} [\mathcal{U}_{32}^{\alpha\beta}] &= \operatorname{Re} [U_{\beta 2}^* U_{\alpha 2} U_{\beta 3} U_{\alpha 3}^*] = \operatorname{Re} [(-U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* - U_{\alpha 3} U_{\beta 3}^*) U_{\beta 3} U_{\alpha 3}^*] \\ &= \operatorname{Re} [-U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* U_{\beta 3} U_{\alpha 3}^* - U_{\alpha 3} U_{\beta 3}^* U_{\beta 3} U_{\alpha 3}^*] = -\operatorname{Re} [\mathcal{U}_{31}^{\alpha\beta}] - \operatorname{Re} [|U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2] \\ &= -\operatorname{Re} [\mathcal{U}_{31}^{\alpha\beta}] - |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2, \end{aligned}$$

por lo que tendremos:

$$\begin{aligned} &\operatorname{Re} [\mathcal{U}_{32}^{\alpha\beta}] \left[\sin^2 \phi_{31} + \sin^2 \phi_{21} - 2 \sin^2 \phi_{31} \sin^2 \phi_{21} - \frac{1}{2} \sin 2\phi_{31} \sin 2\phi_{21} \right] \\ &= \left(-\operatorname{Re} [\mathcal{U}_{31}^{\alpha\beta}] - |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 \right) \sin^2 \phi_{31} + \left(-\operatorname{Re} [\mathcal{U}_{31}^{\alpha\beta}] - |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 \right) \sin^2 \phi_{21} \\ &\quad - \operatorname{Re} [\mathcal{U}_{31}^{\alpha\beta}] \left[2 \sin^2 \phi_{31} \sin^2 \phi_{21} - \frac{1}{2} \sin 2\phi_{31} \sin 2\phi_{21} \right]. \\ &\operatorname{Re} [\mathcal{U}_{32}^{\alpha\beta}] \left[\sin^2 \phi_{31} + \sin^2 \phi_{21} - 2 \sin^2 \phi_{31} \sin^2 \phi_{21} - \frac{1}{2} \sin 2\phi_{31} \sin 2\phi_{21} \right] \\ &= -\operatorname{Re} [\mathcal{U}_{32}^{\alpha\beta}] \sin^2 \phi_{31} - |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 \sin^2 \phi_{31} - \operatorname{Re} [\mathcal{U}_{21}^{\alpha\beta}] \sin^2 \phi_{21} - |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\beta 2}|^2 \sin^2 \phi_{21} \\ &\quad - \operatorname{Re} [\mathcal{U}_{32}^{\alpha\beta}] \left[2 \sin^2 \phi_{31} \sin^2 \phi_{21} - \frac{1}{2} \sin 2\phi_{31} \sin 2\phi_{21} \right], \end{aligned}$$

remplazando en la probabilidad tendremos:

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) &= -4 \left(-\text{Re} \left[\mathcal{U}_{31}^{\alpha\beta} \right] \sin^2 \phi_{31} - |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 \sin^2 \phi_{31} - \text{Re} \left[\mathcal{U}_{21}^{\alpha\beta} \right] \sin^2 \phi_{21} \right. \\
 &\quad - |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\beta 2}|^2 \sin^2 \phi_{21} - \text{Re} \left[\mathcal{U}_{32}^{\alpha\beta} \right] \left[2 \sin^2 \phi_{31} \sin^2 \phi_{21} - \frac{1}{2} \sin 2\phi_{31} \sin 2\phi_{21} \right] \\
 &\quad + \text{Re} \left[\mathcal{U}_{31}^{\alpha\beta} \right] \sin^2 \phi_{31} + \text{Re} \left[\mathcal{U}_{21}^{\alpha\beta} \right] \sin^2 \phi_{21} \Big) - 2 \left(\text{Im} \left[\mathcal{U}_{32}^{\alpha\beta} \right] [\sin 2\phi_{31} \cos 2\phi_{21} \right. \\
 &\quad \left. - \cos 2\phi_{31} \sin 2\phi_{21}] + \text{Im} \left[\mathcal{U}_{31}^{\alpha\beta} \right] \sin 2\phi_{31} + \text{Im} \left[\mathcal{U}_{21}^{\alpha\beta} \right] \sin 2\phi_{21} \right),
 \end{aligned}$$

simplificando, finalmente tendremos que la probabilidad de transición estará dada por:

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L, E) &= 4 |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 \sin^2 \phi_{31} + 4 |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\beta 2}|^2 \sin^2 \phi_{21} \\
 &\quad + 2 \text{Re} \left[\mathcal{U}_{32}^{\alpha\beta} \right] [4 \sin^2 \phi_{31} \sin^2 \phi_{21} + \sin 2\phi_{31} \sin 2\phi_{21}] - 2 \text{Im} \left[\mathcal{U}_{32}^{\alpha\beta} \right] [\sin 2\phi_{31} \cos 2\phi_{21} - \cos 2\phi_{31} \sin 2\phi_{21}] \\
 &\quad - 2 \text{Im} \left[\mathcal{U}_{31}^{\alpha\beta} \right] \sin 2\phi_{31} + 2 \text{Im} \left[\mathcal{U}_{21}^{\alpha\beta} \right] \sin 2\phi_{21}.
 \end{aligned}$$

A.3. Probabilidad de supervivencia

Para la probabilidad de supervivencia cuando $\alpha = \beta$, tendremos que la probabilidad de oscilación A.4, sera:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha; L, E) = \delta_{\alpha\alpha} - 4 \sum_{k>j} \sin^2 \phi_{kj} \text{Re} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\alpha} \right] - 2 \sum_{k>j} \sin 2\phi_{kj} \text{Im} \left[\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\alpha} \right],$$

donde:

$$\mathcal{U}_{kj}^{\alpha\alpha} = U_{\alpha j}^* U_{\alpha j} U_{\alpha k} U_{\alpha k}^* = |U_{\alpha j}|^2 |U_{\alpha k}|^2,$$

debido a que $|U_{\alpha j}|^2 |U_{\alpha k}|^2$ es una cantidad real, la parte imaginaria de la expresión desaparece, dando la probabilidad de supervivencia como:

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha; L, E) &= 1 - 4 \sum_{k>j} |U_{\alpha j}|^2 |U_{\alpha k}|^2 \sin^2 \phi_{kj} \\
 &= 1 - 4 \left[|U_{\alpha 3}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 \sin^2 \phi_{31} + |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\alpha 2}|^2 \sin^2 \phi_{32} + |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 \sin^2 \phi_{21} \right],
 \end{aligned}$$

teniendo en cuenta la diferencia de masas cuadradas y por identidad trigonométrica tendremos:

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha; L, E) &= 1 - 4 \left[|U_{\alpha 3}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 \sin^2 \phi_{31} + |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\alpha 2}|^2 \sin^2 \phi_{31} + |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\alpha 2}|^2 \sin^2 \phi_{21} \right. \\
 &\quad \left. + |U_{\alpha 2}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 \sin^2 \phi_{21} \right] + 2 |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\alpha 2}|^2 [4 \sin^2 \phi_{31} \sin^2 \phi_{21} + \sin 2\phi_{31} \sin 2\phi_{21}],
 \end{aligned}$$

por condiciones de unitariedad:

$$|U_{\alpha 1}|^2 + |U_{\alpha 2}|^2 + |U_{\alpha 3}|^2 = 1,$$

para el primer termino tendremos:

$$\begin{aligned} |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 \sin^2 \phi_{31} &= |U_{\alpha 3}|^2 \left(1 - |U_{\alpha 2}|^2 - |U_{\alpha 3}|^2\right) \sin^2 \phi_{31} \\ &= |U_{\alpha 3}|^2 \left(1 - |U_{\alpha 3}|^2\right) \sin^2 \phi_{31} - |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\alpha 2}|^2 \sin^2 \phi_{31}, \end{aligned}$$

similarmente, para el segundo termino tendremos:

$$|U_{\alpha 2}|^2 |U_{\alpha 1}|^2 \sin^2 \phi_{21} = |U_{\alpha 2}|^2 \left(1 - |U_{\alpha 2}|^2\right) \sin^2 \phi_{21} - |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\alpha 2}|^2 \sin^2 \phi_{21},$$

por lo que la probabilidad de supervivencia sera:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha; L, E) &= 1 - 4 \left[|U_{\alpha 3}|^2 \left(1 - |U_{\alpha 3}|^2\right) \sin^2 \phi_{31} - |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\alpha 2}|^2 \sin^2 \phi_{31} + |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\alpha 2}|^2 \sin^2 \phi_{31} \right. \\ &\quad + |U_{\alpha 2}|^2 \left(1 - |U_{\alpha 2}|^2\right) \sin^2 \phi_{21} - |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\alpha 2}|^2 \sin^2 \phi_{21} + |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\alpha 2}|^2 \sin^2 \phi_{21} \Big] \\ &\quad + 2 |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\alpha 2}|^2 \left[4 \sin^2 \phi_{31} \sin^2 \phi_{21} + \sin 2\phi_{31} \sin 2\phi_{21} \right], \end{aligned}$$

simplificando términos, tendremos que la probabilidad de supervivencia estará dada por:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha; L, E) &= 1 - 4 \left[|U_{\alpha 3}|^2 \left(1 - |U_{\alpha 3}|^2\right) \sin^2 \phi_{31} + |U_{\alpha 2}|^2 \left(1 - |U_{\alpha 2}|^2\right) \sin^2 \phi_{21} \right] \\ &\quad + 2 |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\alpha 2}|^2 \left[4 \sin^2 \phi_{31} \sin^2 \phi_{21} + \sin 2\phi_{31} \sin 2\phi_{21} \right]. \end{aligned}$$

Con esto se han encontrado las expresiones para las oscilaciones, tanto transición como supervivencia para los neutrinos en el paradigma de los tres sabores.

Apéndice B. Reglas de Feynman para el modelo estándar electrodébil

En este apéndice se brinda la información respecto a las reglas de Feynman que permiten calcular las amplitudes de transición $\mathcal{M}$ de un proceso dado del modelo estándar electrodébil. Para este trabajo solo se consideran cálculos de diagrama a nivel árbol, debido a que los cálculos a órdenes superiores, con los errores experimentales que se tienen actualmente, no aportan información relevante.

Las reglas de Feynman para el cálculo de la amplitud $\mathcal{M}$ a nivel árbol para un proceso dado, son las siguientes:

1. Dibujar todos los dioramas a nivel árbol que contribuyen al proceso, teniendo en cuenta las líneas externas, líneas internas y los vértices.
2. Por cada línea externa, interna y vértice del diagrama, anotar la cantidad correspondiente mostrada en las siguientes secciones.
3. Cumplir con la conservación de energía-momento en cada vértice del diagrama.
4. Asignar un factor relativo de -1 a los diagramas que difieren solo por un intercambio de las líneas externas, hay que tener en cuenta que el signo general es irrelevante físicamente.

B.1. Líneas Externas

En las expresiones que se verán a continuación p es el momento de la partícula y r es el índice de spin del respectivo fermión y α es el índice de spin de los bosones de spin uno.

Fermión entrante f :		$\Rightarrow u_f^{(r)}(p)$
Fermión saliente f :		$\Rightarrow \bar{u}_f^{(r)}(p)$
Antifermión entrante $\bar{f}$:		$\Rightarrow \bar{v}_f^{(r)}(p)$
Antifermión saliente $\bar{f}$:		$\Rightarrow v_f^{(r)}(p)$
Fotón entrante:		$\Rightarrow \mathcal{E}^\alpha(p)$
Fotón saliente:		$\Rightarrow \mathcal{E}^{(\alpha)*}(p)$
Z entrante:		$\Rightarrow \mathcal{E}^{(\alpha)}(p)$
Z saliente:		$\Rightarrow \mathcal{E}^{(\alpha)*}(p)$

W^+ entrante:	$W^+(p, \alpha)$ 	$\Rightarrow \mathcal{E}^{(\alpha)}(p)$
W^+ saliente:	$W^+(p, \alpha)$ 	$\Rightarrow \mathcal{E}^{(\alpha)*}(p)$
W^- entrante:	$W^-(p, \alpha)$ 	$\Rightarrow \mathcal{E}^{(\alpha)}(p)$
W^- saliente:	$W^-(p, \alpha)$ 	$\Rightarrow \mathcal{E}^{(\alpha)*}(p)$
Higgs entrante o saliente:	$H(p)$ 	$\Rightarrow 1$

B.2. Líneas internas

Las líneas internas son aquellas que se encuentran entre los vértices de los diagramas. Para el modelo estándar electrodébil se tienen las siguientes:

Propagador del fermión:	$\bar{f}(p)$ 	$\Rightarrow G^{(f)}(p) = i \frac{\not{p} + m}{p^2 - m_f^2 + i\varepsilon}$
Propagador del fotón	$A(p)$ 	$\Rightarrow G_{\mu\nu}^{(A)}(p) = i \frac{-g_{\mu\nu}}{p^2 + i\varepsilon}$
Propagador del W	$W(p)$ 	$\Rightarrow G_{\mu\nu}^{(W)}(p) = i \frac{-g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_W^2}}{p^2 - m_W^2 + i\varepsilon}$
Propagador del Z	$Z(p)$ 	$\Rightarrow G_{\mu\nu}^{(Z)}(p) = i \frac{-g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_Z^2}}{p^2 - m_Z^2 + i\varepsilon}$

B.3. Vértices

En esta sección tenemos que: q_f es la carga del fermión f , en unidades de la carga elemental e . Los coeficientes g_A^f y g_V^f se encuentran en la Tabla 4.1

vértice EM :		$\Rightarrow -ieq_f \gamma_\mu$
vértice NC :		$\Rightarrow -i \frac{g}{2 \cos \theta_w} \gamma_\mu (g_V^f - g_A^f \gamma^5)$
vértice leptones CC:		$\Rightarrow -i \frac{g}{2\sqrt{2}} \gamma_\mu (1 - \gamma^5)$

Existen más configuraciones de vértices para el modelo estándar electrodébil, pero no es necesario mencionarlas debido a que $CE\nu NS$ es un proceso de corriente neutra.

Apéndice C. Códigos implementados en Wolfram Mathematica para CE ν NS

Iniciando paquetes

```
In[1]:= << FeynCalc`  
In[2]:= SetOptions[ComplexConjugate, FCRenameDummyIndices -> False]  
[asigna opciones] [falso]
```

Definiendo la amplitud del proceso

```
In[3]:= Mrr = 
$$\frac{-\mathbf{I}^2 g}{2 \cos \theta_W} \left( \text{SpinorUBar}[p1, mv] \cdot \text{GA}[\mu] \cdot (g_V - g_A \text{GA}[5]) \cdot \text{SpinorU}[k1, mv] \right) \cdot$$
  

$$\left( \frac{\text{MetricTensor}[\mu, \nu]}{M_Z^2} \right) \cdot \left( \frac{g}{2 \cos \theta_W} \frac{1}{2} Q_W \left( \text{FV}[k2, \nu] + \text{FV}[p2, \nu] \right) \right)$$

```

```
Out[3]= 
$$\frac{1}{2 \cos \theta_W} g \bar{u}(p1, mv) \cdot \bar{\gamma}^\mu \cdot (g_V - g_A \bar{\gamma}^5) \cdot u(k1, mv) \cdot \frac{\bar{g}^{\mu \nu}}{M_Z^2} \cdot \frac{g Q_W (\bar{k}2^\nu + p2^\nu)}{4 \cos \theta_W}$$

```

```
In[4]:= Mrr = Contract[Mrr]
```

```
Out[4]= 
$$\frac{g^2 Q_W (\varphi(\bar{p}1, mv) \cdot (\bar{\gamma} \cdot (\bar{k}2 + p2)) \cdot (g_V - g_A \bar{\gamma}^5) \cdot (\varphi(\bar{k}1, mv)))}{8 \cos^2 \theta_W M_Z^2}$$

```

```
In[5]:= Mrr = Mrr /. gV -> gL + gR;  
Mrr = Mrr /. gA -> gL - gR;  
Mrr = Mrr /. gR -> 0;
```

```
Out[5]= 
$$Mrr = Mrr /. \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W M_Z^2} \rightarrow \frac{GF}{\sqrt{2}}$$
  

$$\frac{GF Q_W (\varphi(\bar{k}1, mv) \cdot (\bar{\gamma} \cdot (\bar{k}2 + p2)) \cdot (gL - gL \bar{\gamma}^5) \cdot (\varphi(\bar{k}1, mv)))}{\sqrt{2}}$$

```

```
In[9]:= Mrrhc = ComplexConjugate[Mrr]
```

```
Out[9]= 
$$\frac{GF Q_W (\varphi(\bar{k}1, mv) \cdot (gL \bar{\gamma}^5 + gL) \cdot (\bar{\gamma} \cdot (\bar{k}2 + p2)) \cdot (\varphi(\bar{p}1, mv)))}{\sqrt{2}}$$

```

```
In[10]:= Suma = FermionSpinSum[Mrr Mrrhc] /. mv -> 0;  
Amp2 = Suma /. DiracTrace -> Tr
```

```
Out[11]= 
$$4 GF^2 g_L^2 Q_W^2 \left( 2 (\bar{k}1 \cdot \bar{p}2) (\bar{k}2 \cdot \bar{p}1) - 2 (\bar{k}1 \cdot \bar{p}1) (\bar{k}2 \cdot \bar{p}2) + \right.$$
  

$$\left. 2 (\bar{k}1 \cdot \bar{k}2) (\bar{p}1 \cdot \bar{p}2) + \bar{k}2^2 (-(\bar{k}1 \cdot \bar{p}1)) + 2 (\bar{k}1 \cdot \bar{k}2) (\bar{k}2 \cdot \bar{p}1) + 2 (\bar{k}1 \cdot \bar{p}2) (\bar{p}1 \cdot \bar{p}2) - \bar{p}2^2 (\bar{k}1 \cdot \bar{p}1) \right)$$

```

Definiendo la cinemática del proceso

```
In[12]:= SP[k1, k2] = Ev M;
        SP[p1, p2] = Ev M;
        SP[k2, p1] = M (Ev - T);
        SP[k1, p2] = M (Ev - T);
        SP[k2, p2] = M (T + M);
        SP[k1, p1] = M T;
        SP[k2, k2] = 2 M^2;
        SP[p2, p2] = 0;
```

```
In[20]:= Amp2 = Simplify[Amp2]
          |simplifica
```

```
Out[20]= -16 GF^2 gL^2 M^2 Qw^2 (-2 Ev^2 + 2 Ev T + M T)
```

Sección eficaz diferencial

```
In[21]:= dσdT = Amp2 / (32 π Ev^2 M) /. gL -> 1/2
```

```
Out[21]= - GF^2 M Qw^2 (-2 Ev^2 + 2 Ev T + M T) / (8 π Ev^2)
```

```
In[22]:= dσdT = dσdT /. Qw -> 1/2 (Z (1 - 4 Sin2θw) - Nn)
```

```
Out[22]= - GF^2 M (-2 Ev^2 + 2 Ev T + M T) ((1 - 4 Sin2θw) Z - Nn)^2 / (32 π Ev^2)
```

Bibliografía

- [1] F. Close, *Neutrino*. RBA Libros, 2015.
- [2] M. Acero, C. Argüelles, M. Hostert, D. Kalra, G. Karagiorgi, K. Kelly, B. Littlejohn, P. Machado, W. Pettus, M. Toups, *et al.*, “White paper on light sterile neutrino searches and related phenomenology,” *arXiv preprint arXiv:2203.07323*, 2022.
- [3] M. S. Athar and S. Singh, *The physics of neutrino interactions*. Cambridge University Press, 2020.
- [4] C. D. Ellis and W. A. Wooster, “The average energy of disintegration of radium e,” *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, vol. 117, no. 776, pp. 109–123, 1927.
- [5] R. d. L. Kronig, “Der dreimpuls des stickstoffkerns,” *Naturwissenschaften*, vol. 16, no. 19, pp. 335–335, 1928.
- [6] W. Pauli, “Discussion du rapport de w. heisenberg,” in *Wolfgang Pauli*, pp. 437–438, Springer, 1988.
- [7] J. N. Bahcall, *Neutrino astrophysics*. Cambridge University Press, 1989.
- [8] F. Reines *et al.*, “The neutrino,” *Nature*, vol. 178, no. 4531, pp. 446–449, 1956.
- [9] K. Zuber, *Neutrino physics*. Taylor & Francis, 2020.
- [10] J. N. Bahcall and R. Davis Jr, “Solar neutrinos: a scientific puzzle,” *Science*, vol. 191, no. 4224, pp. 264–267, 1976.
- [11] C. Giunti and C. W. Kim, *Fundamentals of neutrino physics and astrophysics*. Oxford university press, 2007.
- [12] J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, and S. Basu, “New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes,” *The Astrophysical Journal*, vol. 621, no. 1, p. L85, 2005.
- [13] J. Abdurashitov, E. Faizov, V. Gavrin, A. Gusev, A. Kalikhov, T. Knodel, I. Knyshenko, V. Kornoukhov, I. Mirmov, A. Pshukov, *et al.*, “Results from sage (the russian-american gallium solar neutrino experiment),” *Physics Letters B*, vol. 328, no. 1-2, pp. 234–248, 1994.
- [14] S. Collaboration *et al.*, “Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal,” *arXiv preprint astro-ph/9907113*, 1999.
- [15] S. Collaboration *et al.*, “Measurement of the solar neutrino capture rate by sage and implications for neutrino oscillations in vacuum,” *arXiv preprint astro-ph/9907131*, 1999.
- [16] P. Anselmann, W. Hampel, G. Heusser, J. Kiko, T. Kirsten, M. Laubenstein, E. Pernicka, S. Pezzoni, R. Plaga, U. Rönn, *et al.*, “Gallex solar neutrino observations. the results from gallex i and early results from gallex ii,” *Physics Letters B*, vol. 314, no. 3-4, pp. 445–458, 1993.

- [17] P. Anselmann, W. Hampel, G. Heusser, J. Kiko, T. Kirsten, M. Laubenstein, E. Pernicka, S. Pezzoni, U. Rönn, M. Sann, *et al.*, “Gallex results from the first 30 solar neutrino runs: Gallex collaboration 1, 2, 3, 4,” in *Solar Neutrinos*, pp. 165–166, CRC Press, 2018.
- [18] L. LIBBY and F. Thomas, “Solar energy without neutrinos: Fusion catalysis by quarks,” *Nature*, vol. 222, no. 5200, pp. 1238–1240, 1969.
- [19] A. Prentice, “Early inhomogeneities of composition and the solar neutrino problem,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 163, no. 3, pp. 331–335, 1973.
- [20] G. Kocharov and Y. N. Starbunov, “Concerning thermonuclear reactions in the interior of the sun and solar neutrinos,” *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, vol. 11, pp. 81–83, 1970.
- [21] A. Chodos, A. I. Hauser, and V. A. Kostelecký, “The neutrino as a tachyon,” 1985.
- [22] J. N. Bahcall, N. Cabibbo, and A. Yahil, “Are neutrinos stable particles?,” *Physical Review Letters*, vol. 28, no. 5, p. 316, 1972.
- [23] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, “Remarks on the unified model of elementary particles,” *Progress of Theoretical Physics*, vol. 28, no. 5, pp. 870–880, 1962.
- [24] B. Pontecorvo, “Inverse *beta* processes and nonconservation of lepton charge,” *Zhur. Eksptl’. i Teoret. Fiz.*, vol. 34, 1958.
- [25] B. Pontecorvo, “Mesonium and antimesonium,” *Zhur. Eksptl’. i Teoret. Fiz.*, vol. 33, 1957.
- [26] K. Hirata, T. Kajita, M. Koshiba, M. Nakahata, S. Ohara, Y. Oyama, N. Sato, A. Suzuki, M. Takita, Y. Totsuka, *et al.*, “Experimental study of the atmospheric neutrino flux,” *Physics Letters B*, vol. 205, no. 2-3, pp. 416–420, 1988.
- [27] Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara, K. Inoue, K. Ishihara, H. Ishino, Y. Itow, T. Kajita, J. Kameda, S. Kasuga, *et al.*, “Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos,” *Physical review letters*, vol. 81, no. 8, p. 1562, 1998.
- [28] T. Kajita *et al.*, “Atmospheric neutrino results from super-kamiokande and kamiokande—evidence for $\nu\mu$ oscillations,” *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, vol. 77, no. 1-3, pp. 123–132, 1999.
- [29] S. Fukuda, Y. Fukuda, M. Ishitsuka, Y. Itow, T. Kajita, J. Kameda, K. Kaneyuki, K. Kobayashi, Y. Koshio, M. Miura, *et al.*, “Tau neutrinos favored over sterile neutrinos in atmospheric muon neutrino oscillations,” *Physical Review Letters*, vol. 85, no. 19, p. 3999, 2000.
- [30] “The Nobel Prize in Physics 2015,” Oct. 2022. [Online; accessed 21. Oct. 2022].
- [31] Y. Ashie, J. Hosaka, K. Ishihara, Y. Itow, J. Kameda, Y. Koshio, A. Minamino, C. Mitsuda, M. Miura, S. Moriyama, *et al.*, “Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillations,” *Physical review letters*, vol. 93, no. 10, p. 101801, 2004.
- [32] K. S. Hirata, T. Kajita, T. Kifune, K. Kihara, M. Nakahata, K. Nakamura, S. Ohara, Y. Oyama, N. Sato, M. Takita, *et al.*, “Observation of $\bar{\nu}_e$ 8 solar neutrinos in the kamiokande-ii detector,” *Physical Review Letters*, vol. 63, no. 1, p. 16, 1989.
- [33] S. Fukuda, Y. Fukuda, M. Ishitsuka, Y. Itow, T. Kajita, J. Kameda, K. Kaneyuki, K. Kobayashi, Y. Koshio, M. Miura, *et al.*, “Solar $\bar{\nu}_e$ 8 and hep neutrino measurements from 1258 days of super-kamiokande data,” *Physical Review Letters*, vol. 86, no. 25, p. 5651, 2001.

- [34] Q. R. Ahmad, R. Allen, T. Andersen, J. Anglin, J. Barton, E. Beier, M. Bercovitch, J. Bigu, S. Biller, R. Black, *et al.*, “Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the sudbury neutrino observatory,” *Physical review letters*, vol. 89, no. 1, p. 011301, 2002.
- [35] A. collaboration, D. collaboration, L. Collaboration, O. collaboration, S. collaboration, L. E. W. Group, *et al.*, “Precision electroweak measurements on the z resonance,” *arXiv preprint hep-ex/0509008*, 2005.
- [36] M. Acero, C. Argüelles, M. Hostert, D. Kalra, G. Karagiorgi, K. Kelly, B. Littlejohn, P. Machado, W. Pettus, M. Toups, *et al.*, “White paper on light sterile neutrino searches and related phenomenology,” *arXiv preprint arXiv:2203.07323*, 2022.
- [37] B. Dasgupta and J. Kopp, “Sterile neutrinos,” *Physics Reports*, vol. 928, pp. 1–63, 2021.
- [38] A. Aguilar, L. Auerbach, R. Burman, D. Caldwell, E. Church, A. Cochran, J. Donahue, A. Fazely, G. Garvey, R. Gunasingha, *et al.*, “Evidence for neutrino oscillations from the observation of electron anti-neutrinos in a muon anti-neutrino beam,” *arXiv preprint hep-ex/0104049*, 2001.
- [39] B. Armbruster, I. Blair, B. Bodmann, N. Booth, G. Drexlin, J. Edgington, C. Eichner, K. Eitel, E. Finckh, H. Gemmeke, *et al.*, “Upper limits for neutrino oscillations $\nu \mu \rightarrow \nu e$ from muon decay at rest,” *Physical Review D*, vol. 65, no. 11, p. 112001, 2002.
- [40] C. Athanassopoulos, L. Auerbach, D. Bauer, R. Bolton, R. Burman, I. Cohen, D. Caldwell, B. Dieterle, J. Donahue, A. Eisner, *et al.*, “The liquid scintillator neutrino detector and lampf neutrino source,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 388, no. 1-2, pp. 149–172, 1997.
- [41] A. Aguilar-Arevalo, B. Brown, J. Conrad, R. Dharmapalan, A. Diaz, Z. Djurcic, D. Finley, R. Ford, G. Garvey, S. Gollapinni, *et al.*, “Updated miniboone neutrino oscillation results with increased data and new background studies,” *Physical Review D*, vol. 103, no. 5, p. 052002, 2021.
- [42] P. Abratenko, R. An, J. Anthony, L. Arellano, J. Asaadi, A. Ashkenazi, S. Balasubramanian, B. Baller, C. Barnes, G. Barr, *et al.*, “Search for an excess of electron neutrino interactions in microboone using multiple final-state topologies,” *Physical review letters*, vol. 128, no. 24, p. 241801, 2022.
- [43] M. Apollonio, A. Baldini, C. Bemporad, E. Caffau, F. Cei, Y. Declais, H. d. Kerret, B. Dieterle, A. Etenko, L. Foresti, *et al.*, “Search for neutrino oscillations on a long base-line at the chooz nuclear power station,” *The European Physical Journal C-Particles and Fields*, vol. 27, no. 3, pp. 331–374, 2003.
- [44] A. Hahn, K. Schreckenbach, W. Gelletly, F. Von Feilitzsch, G. Colvin, and B. Krusche, “Antineutrino spectra from 241pu and 239pu thermal neutron fission products,” *Physics Letters B*, vol. 218, no. 3, pp. 365–368, 1989.
- [45] T. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Fallot, A. Letourneau, S. Cormon, M. Fechner, L. Giot, T. Lasserre, J. Martino, G. Mention, *et al.*, “Improved predictions of reactor antineutrino spectra,” *Physical Review C*, vol. 83, no. 5, p. 054615, 2011.
- [46] P. Huber, “Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors,” *Physical Review C*, vol. 84, no. 2, p. 024617, 2011.

- [47] G. Mention, M. Fechner, T. Lasserre, T. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier, and A. Letourneau, “Reactor antineutrino anomaly,” *Physical Review D*, vol. 83, no. 7, p. 073006, 2011.
- [48] V. Barinov, B. Cleveland, S. Danshin, H. Ejiri, S. Elliott, D. Frekers, V. Gavrin, V. Gorbachev, D. Gorbunov, W. Haxton, *et al.*, “Results from the baksan experiment on sterile transitions (best),” *Physical Review Letters*, vol. 128, no. 23, p. 232501, 2022.
- [49] V. Barinov, S. Danshin, V. Gavrin, V. Gorbachev, D. Gorbunov, T. Ibragimova, Y. P. Kozlova, L. Kravchuk, V. Kuzminov, B. Lubsandorzhiyev, *et al.*, “Search for electron-neutrino transitions to sterile states in the best experiment,” *Physical Review C*, vol. 105, no. 6, p. 065502, 2022.
- [50] B. T. Cleveland, T. Daily, R. Davis Jr, J. R. Distel, K. Lande, C. Lee, P. S. Wildenhain, and J. Ullman, “Measurement of the solar electron neutrino flux with the homestake chlorine detector,” *The Astrophysical Journal*, vol. 496, no. 1, p. 505, 1998.
- [51] S. Eliezer and A. R. Swift, “Experimental consequences of νe - $\nu\mu$ mixing in neutrino beams,” *Nuclear Physics B*, vol. 105, no. 1, pp. 45–51, 1976.
- [52] H. Fritsch and P. Minkowski, “Vectorlike weak currents, massive neutrinos, and neutrino beam oscillations,” *Physics Letters B*, vol. 62, no. 1, pp. 72–76, 1976.
- [53] S. M. Bilenky, C. Giunti, and W. Grimus, “Phenomenology of neutrino oscillations,” *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 43, pp. 1–86, 1999.
- [54] S. M. Bilenky and B. Pontecorvo, “Again on neutrino oscillations,” tech. rep., Joint Inst. for Nuclear Research, 1976.
- [55] P. F. de Salas, D. Forero, S. Gariazzo, P. Martínez-Miravé, O. Mena, C. Ternes, M. Tórtola, and J. Valle, “2020 global reassessment of the neutrino oscillation picture,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2021, no. 2, pp. 1–36, 2021.
- [56] S. Gariazzo, “Light sterile neutrinos,” in *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 2156, p. 012003, IOP Publishing, 2021.
- [57] C. Das, J. Pulido, and M. Picariello, “Light sterile neutrinos, spin flavor precession, and the solar neutrino experiments,” *Physical Review D*, vol. 79, no. 7, p. 073010, 2009.
- [58] F. An, A. Balantekin, H. Band, W. Beriguete, M. Bishai, S. Blyth, I. Butorov, G. Cao, J. Cao, Y. Chan, *et al.*, “Search for a light sterile neutrino at daya bay,” *Physical review letters*, vol. 113, no. 14, p. 141802, 2014.
- [59] V. Antonelli, L. Miramonti, C. Peña Garay, and A. Serenelli, “Solar neutrinos,” *Advances in High Energy Physics*, vol. 2013, 2013.
- [60] T. Asaka, M. Shaposhnikov, and M. Laine, “Lightest sterile neutrino abundance within the ν msm,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2007, no. 01, p. 091, 2007.
- [61] F. F. Deppisch, P. B. Dev, and A. Pilaftsis, “Neutrinos and collider physics,” *New Journal of Physics*, vol. 17, no. 7, p. 075019, 2015.
- [62] R. H. Sanders and S. S. McGaugh, “Modified newtonian dynamics as an alternative to dark matter,” *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 40, no. 1, pp. 263–317, 2002.
- [63] A. Diaferio and G. W. Angus, “The acceleration scale, modified newtonian dynamics and sterile neutrinos,” in *Gravity: Where Do We Stand?*, pp. 337–366, Springer, 2015.

- [64] T. Kosmas, D. Papoulias, M. Tortola, and J. Valle, “Probing light sterile neutrino signatures at reactor and spallation neutron source neutrino experiments,” *Physical Review D*, vol. 96, no. 6, p. 063013, 2017.
- [65] F. Hasert, S. Kabe, W. Krenz, J. Von Krogh, D. Lanske, J. Morfin, K. Schultze, H. Weerts, G. Bertrand-Coremans, J. Sacton, *et al.*, “Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the gargamelle neutrino experiment,” *Nuclear Physics B*, vol. 73, no. 1, pp. 1–22, 1974.
- [66] D. Z. Freedman, “Coherent effects of a weak neutral current,” *Physical Review D*, vol. 9, no. 5, p. 1389, 1974.
- [67] D. Akimov, J. Albert, P. An, C. Awe, P. Barbeau, B. Becker, V. Belov, I. Bernardi, M. Blackston, L. Blokland, *et al.*, “First measurement of coherent elastic neutrino-nucleus scattering on argon,” *Physical Review Letters*, vol. 126, no. 1, p. 012002, 2021.
- [68] M. Abdullah, H. Abele, D. Akimov, G. Angloher, D. Aristizabal-Sierra, C. Augier, A. Balantekin, L. Balogh, P. Barbeau, L. Baudis, *et al.*, “Coherent elastic neutrino-nucleus scattering: Terrestrial and astrophysical applications,” *arXiv preprint arXiv:2203.07361*, 2022.
- [69] D. Akimov, S. Alawabdeh, P. An, A. Arteaga, C. Awe, P. Barbeau, C. Barry, B. Becker, V. Belov, I. Bernardi, *et al.*, “The coherent experimental program,” *arXiv preprint arXiv:2204.04575*, 2022.
- [70] D. Akimov, J. Albert, P. An, C. Awe, P. Barbeau, B. Becker, V. Belov, A. Brown, A. Bolozdynya, B. Cabrera-Palmer, *et al.*, “Observation of coherent elastic neutrino-nucleus scattering,” *Science*, vol. 357, no. 6356, pp. 1123–1126, 2017.
- [71] S. T. Wauthier, “Description of coherent elastic neutrino-nucleus scattering cross sections,” *Master of Physics. KU Leuven. url: compphys. ugent. be/docs/theses/WauthierSamuelThierry_2016-2017. pdf (visited on 07/08/2021)*, 2017.
- [72] T. M. Undagoitia, “Neutrino physics: Theory and experiment (ss2021) coherent neutrino scattering,”
- [73] K. Scholberg, “Prospects for measuring coherent neutrino-nucleus elastic scattering at a stopped-pion neutrino source,” *Physical Review D*, vol. 73, no. 3, p. 033005, 2006.
- [74] S. Ajimura, M. Botran, J. Choi, J. Choi, M. Cheoun, T. Dodo, H. Furuta, J. Goh, K. Haga, M. Harada, *et al.*, “The jsns2 detector,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 1014, p. 165742, 2021.
- [75] M. Lindroos, S. Bousson, R. Calaga, H. Danared, G. Devanz, R. Duperrier, J. Eguia, M. Eshraqi, S. Gammino, H. Hahn, *et al.*, “The european spallation source,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 269, no. 24, pp. 3258–3260, 2011.
- [76] S. F. Nowicki, S. A. Wender, and M. Mocko, “The los alamos neutron science center spallation neutron sources,” *Physics Procedia*, vol. 90, pp. 374–380, 2017.
- [77] A. Aguilar-Arevalo, X. Bertou, C. Bonifazi, M. Butner, G. Cancelo, A. C. Vazquez, B. C. Vergara, C. Chavez, H. Da Motta, J. DÓlivo, *et al.*, “The connie experiment,” in *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 761, p. 012057, IOP Publishing, 2016.

- [78] M. Chaudhuri, “The mitchell institute neutrino experiment at reactor (miner),” in *Proceedings of the XXIV DAE-BRNS High Energy Physics Symposium, Jatni, India*, pp. 589–593, Springer, 2022.
- [79] Z. Li, “Development of the NUXE Experiment for Reactor Neutrino Detection via CEvNS with Liquid Xenon,” June 2022.
- [80] I. Alekseev, K. Balej, V. Belov, S. Evseev, D. Filosofov, M. Fomina, Z. Hons, D. Karaivanov, S. Kazartsev, J. Khushvaktov, *et al.*, “First results of the ν gen experiment on coherent elastic neutrino-nucleus scattering,” *Physical Review D*, vol. 106, no. 5, p. L051101, 2022.
- [81] C. Buck, K. Fülber, J. Hakenmüller, G. Heusser, M. Lindner, W. Maneschg, T. Rink, H. Strecker, T. Schierhuber, V. Wagner, *et al.*, “A novel experiment for coherent elastic neutrino nucleus scattering: Conus,” in *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 1342, p. 012094, IOP Publishing, 2020.
- [82] N. Y. Olivo M, “La dispersión elástica coherente neutrino núcleo (cevnns) como prueba del modelo estándar,” *Universidad de Pamplona*, 2022.
- [83] H. Bonet, A. Bonhomme, C. Buck, K. Fülber, J. Hakenmüller, G. Heusser, T. Hugle, M. Lindner, W. Maneschg, T. Rink, *et al.*, “Novel constraints on neutrino physics beyond the standard model from the conus experiment,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2022, no. 5, pp. 1–35, 2022.
- [84] T. M. Undagoitia, “Neutrino physics: Theory and experiment (ss2021) coherent neutrino scattering,”
- [85] H. Bonet, A. Bonhomme, C. Buck, K. Fülber, J. Hakenmüller, G. Heusser, T. Hugle, M. Lindner, W. Maneschg, T. Rink, *et al.*, “Constraints on elastic neutrino nucleus scattering in the fully coherent regime from the conus experiment,” *Physical Review Letters*, vol. 126, no. 4, p. 041804, 2021.
- [86] H. Bonet, A. Bonhomme, C. Buck, K. Fülber, J. Hakenmüller, J. Hempfling, G. Heusser, T. Hugle, M. Lindner, W. Maneschg, *et al.*, “First upper limits on neutrino electromagnetic properties from the conus experiment,” *The European Physical Journal C*, vol. 82, no. 9, p. 813, 2022.
- [87] M. Tanabashi, K. Hagiwara, K. Hikasa, K. Nakamura, Y. Sumino, F. Takahashi, J. Tanaka, K. Agashe, G. Aielli, C. Amsler, *et al.*, “Review of particle physics: particle data groups,” *Physical Review D*, vol. 98, no. 3, pp. 1–1898, 2018.
- [88] Y.-F. Li and D. Zhang, “New realization of the conversion calculation for reactor antineutrino fluxes,” *Physical Review D*, vol. 100, no. 5, p. 053005, 2019.