



Universidad de San Carlos de Guatemala
Escuela de Ciencias Físicas y Matemáticas
Departamento de Física

**DETECCIÓN DE NEUTRINOS FUERA DEL MODELO
ESTÁNDAR UTILIZANDO DISPERSIÓN COHERENTE
ELÁSTICA NEUTRINO-NÚCLEO**

Mario Antonio Guerra Ruiz

Asesorado por Dr. María Engenia Cabrera Catalán (ECFM)
y Dr. Omar Gustavo Miranda Romagnoli (Cinvestav)

Guatemala, Febrero de 2024

UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA



ESCUELA DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS

**DETECCIÓN DE NEUTRINOS FUERA DEL
MODELO ESTÁNDAR UTILIZANDO DISPERSIÓN
COHERENTE ELÁSTICA NEUTRINO-NÚCLEO**

TRABAJO DE GRADUACIÓN
PRESENTADO A LA JEFATURA DEL
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
POR

MARIO ANTONIO GUERRA RUIZ

ASESORADO POR DR. MARÍA ENGIENIA CABRERA CATALÁN (ECFM)
Y DR. OMAR GUSTAVO MIRANDA ROMAGNOLI (CINVESTAV)

AL CONFERÍRSELE EL TÍTULO DE
LICENCIADO EN FÍSICA APLICADA

GUATEMALA, FEBRERO DE 2024

UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA
ESCUELA DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS



CONSEJO DIRECTIVO INTERINO

DIRECTOR	M.Sc. Jorge Marcelo Ixquiac Cabrera
REPRESENTANTE DOCENTE	Arqta. Ana Verónica Carrera Vela
REPRESENTANTE DOCENTE	M.A. Pedro Peláez Reyes
REPRESENTANTE DE EGRESADOS	Lic. Urías Amitaí Guzmán Mérida
REPRESENTANTE DE ESTUDIANTES	Elivs Enrique Ramíez Mérida
REPRESENTANTE DE ESTUDIANTES	Oscar Eduardo García Orantes
SECRETARIO ACADÉMICO	Freddy Estuardo Rodríguez Quezada

TRIBUNAL QUE PRACTICÓ EL EXAMEN GENERAL PRIVADO

DIRECTOR	M.Sc. Jorge Marcelo Ixquiac Cabrera
EXAMINADOR	Dr. Ángel Giovanni Ramírez
EXAMINADOR	M.Sc. Edgar Anibal Cifuentes Anléu
EXAMINADOR	M.Sc. Freddy Rodriguez
SECRETARIO	Ing. Edgar Damián Ochoa Hernández

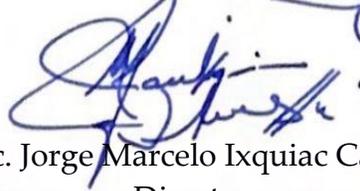
Ref. D.DTG. 002-2024
Guatemala 26 de febrero de 2024

El Director de la Escuela de Ciencias Físicas y Matemáticas de la Universidad de San Carlos de Guatemala, luego de conocer la aprobación por parte del Coordinador de la Licenciatura en Física Aplicada, al trabajo de graduación titulado: "DETECCIÓN DE NEUTRINOS FUERA DEL MODELO ESTÁNDAR UTILIZANDO DISPERSIÓN COHERENTE ELÁSTICA NEUTRINO-NÚCLEO", presentado por el estudiante universitario Mario Antonio Guerra Ruiz, autoriza la impresión del mismo.

IMPRÍMASE.



"ID Y ENSEÑAD A TODOS"



M.Sc. Jorge Marcelo Ixquiac Cabrera
Director

AGRADECIMIENTOS

A mi madre, Telma, por siempre contar con su amor, apoyo y sabiduría indispensables. Las palabras son insuficientes para expresar lo afortunado de ser su hijo.

A mi padre, Mario, por ser mi inspiración a seguir continuando mis estudios y gran influencia a quien soy hoy en día.

A Monica, por su dedicación, conocimiento y apoyo que me dio las agallas y herramientas necesarias para este proyecto y más.

A mi asesora, María Eugenia, por ser una parte increíblemente importante en mi vida académica desde que tomé mi primera clase con ella. También agradezco que sea la persona que me introdujo al mundo de física de altas energías. Sin ella esta y otras experiencias importantes en mi vida hubieran sido imposibles.

A mi asesor, Omar Miranda, por su tiempo, paciencia y dedicación a la comunicación de su vasto conocimiento. Le agradezco especialmente por haberme hecho sentir parte de su comunidad científica durante mi visita a México.

Al Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional en Ciudad de México, por no solo haberme aceptado un tiempo en sus instalaciones, sino también crear un entorno inclusivo en donde tuve una experiencia productiva e inolvidable.

A La Latin American Association for High Energy, Cosmology and Astroparticle Physics (LAA-HECAP) y a Rogério Rosenfeld, ya que gracias a ellos fue posible obtener soporte económico para este proyecto. Agradezco especialmente la confianza y generosidad que han demostrado hacia proyectos en física de altas energías como el mio.

A Emilio Estrada, por su amistad y apoyo durante mi visita a Ciudad de México y por haberme hecho sentir que tengo un amigo de confianza donde esté él.

A Laura Duque, por su ayuda fundamental a este trabajo. Agradezco mucho haber coincidido con alguien con tanto conocimiento en estos temas y disponibilidad de apoyarme.

A mis compañeros de la U, por hacer estos años unos que mantendré en mi mente con mucho cariño por el resto de mi vida.

DEDICATORIA

A Telma Ruiz y Mario Antonio Guerra León.

“If you will stay close to nature, to its simplicity, to the small things hardly noticeable, those things can unexpectedly become great and immeasurable.”

-Rainer Maria Rilke, Cartas a un joven poeta

ÍNDICE GENERAL

ÍNDICE DE FIGURAS	IV
ÍNDICE DE TABLAS	V
LISTA DE SÍMBOLOS	VII
OBJETIVOS	IX
INTRODUCCIÓN	XI
1. FUNDAMENTOS TEÓRICOS	1
1.1. Introducción	1
1.2. Neutrinos en el Modelo Estándar	2
1.2.1. Fuerza nuclear débil	3
1.2.2. Estructura $V - A$ de corrientes cargadas en fuerza débil	4
1.2.2.1. Interpretación de constante G_F en interacciones débiles	7
1.2.3. Corrientes neutras en interacciones débiles	8
1.3. Oscilaciones y masa del neutrino	12
1.3.1. Contexto Histórico	12
1.3.2. Propagación de neutrinos masivos libres	13
1.3.2.1. Oscilación de dos sabores	15
1.3.2.2. Oscilación de tres sabores	16
2. Descripción de $CE\nu NS$	17
2.1. Introducción	17
2.2. Fuentes de neutrinos	18
2.2.1. Reactores Nucleares	19
2.2.2. Decaimiento de pión en reposo (π -DAR)	20
2.3. Primera aproximación	23
2.4. Influencia de los factores de forma nucleares	23

3. Problema de neutrinos estériles	29
3.1. Introducción	29
3.2. Motivación de extensión del Modelo Estándar	30
3.3. Oscilación a estados estériles	30
4. Neutrinos estériles y CEvNS	33
4.1. Introducción	33
4.2. Diseño experimental	34
4.3. Sensibilidad con parámetros de oscilación Δm_{14}^2 y $\sin^2(2\theta_{\alpha\alpha})$	35
4.3.1. Sensibilidad con flujo de reactor	35
4.3.2. Sensibilidad con flujo π -DAR	38
4.3.2.1. Flujo de neutrinos ν_μ y $\bar{\nu}_\mu$	39
4.3.2.2. Flujo de neutrinos ν_e	40
CONCLUSIONES	43
A. Apendice	51
A.1. Energía mínima de una colisión elástica dada una energía de retroceso nuclear T	51

ÍNDICE DE FIGURAS

1.1. Partículas elementales del Modelo Estándar	2
1.2. Diagrama de Feynmann de interacción efectiva de Fermi	3
1.3. Esquema del experimento de Wu, donde se notó que se producían asimétricamente una mayor cantidad de electrones con momento opuesto al espín del núcleo original (por ende antineutrinos con helicidad positiva, algo que en el Modelo Estándar de neutrinos sin masa es equivalente a mano derecha).	5
1.4. Diagrama de Feynmann de interacción efectiva de Fermi modificada con estructura $V - A$	7
2.1. Diagrama de Feynmann de $CE\nu NS$	18
2.2. Contribuciones de isótopos individuales al espectro de energía de neutrinos de reactor nuclear.	21
2.3. Espectro total de energía de neutrinos de reactor nuclear.	21
2.4. Espectros de energía emitidos en el proceso π -DAR.	22
2.5. Contribuciones y diferencial de tasa de eventos total para $CE\nu NS$ con un detector de ^{40}Ar y flujo de neutrinos SNS.	24
2.6. Diferencial de tasa de eventos para $CE\nu NS$ asumiendo flujo de neutrinos de reactor con diferentes núcleos como detector.	24
2.7. Dependencias de $F(Q)$ de Helm para energía de retroceso T en [keV] y Q en [fm^{-1}].	26
2.8. Diferencial de tasa de eventos por energía de retroceso para $F(Q) = 1$ y $F(Q)$ de Helm con flujo de neutrinos de reactor.	26
2.9. Diferencial de tasa de eventos por energía de retroceso para $F(Q) = 1$ y $F(Q)$ de Helm con flujo de neutrinos SNS.	27
4.1. Influencia de oscilación en $\frac{dR}{dT}(T)$	34

4.2.	Diferencia estadística entre experimentos con y sin oscilaciones a cuarto sabor estéril para diferentes valores de Δm_{14}^2 y $\sin^2(2\theta_{ee})$ con diferentes blancos asumiendo flujo de neutrinos de reactor para mediciones con $t = 1$ mes y $L = 3$ m asumiendo flujo de anti-neutrinos $\bar{\nu}_e$ de reactor.	36
4.3.	Diferencia estadística entre experimentos con y sin oscilaciones a cuarto sabor estéril para diferentes valores de Δm_{14}^2 y $\sin^2(2\theta_{ee})$ para mediciones con $t = 1$ año y $L = 3$ m asumiendo flujo de anti-neutrinos $\bar{\nu}_e$ de reactor.	37
4.4.	Diferencia estadística entre experimentos con y sin oscilaciones a cuarto sabor estéril para diferentes valores de Δm_{24}^2 y $\sin^2(2\theta_{\mu\mu})$ para mediciones con $t = 1$ mes y $L = 19$ m asumiendo flujo de neutrinos ν_μ y $\bar{\nu}_\mu$ de π -DAR.	38
4.5.	Diferencia estadística entre experimentos con y sin oscilaciones a cuarto sabor estéril para diferentes valores de Δm_{24}^2 y $\sin^2(2\theta_{\mu\mu})$ para mediciones con $t = 1$ año y $L = 19$ m asumiendo flujo de neutrinos ν_μ y $\bar{\nu}_\mu$ de π -DAR.	39
4.6.	Diferencia estadística entre experimentos con y sin oscilaciones a cuarto sabor estéril para diferentes valores de Δm_{14}^2 y $\sin^2(2\theta_{ee})$ para mediciones con $t = 1$ mes y $L = 19$ m asumiendo flujo de neutrinos ν_e de π -DAR.	40
4.7.	Diferencia estadística entre experimentos con y sin oscilaciones a cuarto sabor estéril para diferentes valores de Δm_{14}^2 y $\sin^2(2\theta_{ee})$ para mediciones con $t = 1$ año y $L = 19$ m asumiendo flujo de neutrinos ν_e de π -DAR.	41
A.1.	Dispersión neutrino-núcleo en sistema de referencia de laboratorio	51

ÍNDICE DE TABLAS

2.1. Parámetros ajustados a espectros de neutrinos emitidos por el decaimiento de cada isótopo [36].	20
--	----

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolo	Significado
$ \psi\rangle$	<i>ket</i> , vector en notación de Dirac
$\langle\psi $	<i>bra</i> , funcional en la notación de Dirac
$\langle\phi \psi\rangle$	<i>braket</i> , producto interno en notación de Dirac
n	neutrón
p	protón
γ	fotón
W^\pm	bosón W^\pm
Z^0	bosón z^0
$\nu, \bar{\nu}$	neutrino, antineutrino
$\nu_\alpha, \bar{\nu}_\alpha$	neutrino, antineutrino sabor α (e, μ, τ , etc.)
e^\pm	electrón / positrón
μ^\pm	muón / antimuón
τ^\pm	tau / antitau
π^\pm, π^0	pion
\mathcal{M}	amplitud de dispersión
ψ	campo cuantizado de espín 1/2
\mathcal{L}	lagrangiano
G_F	constante de Fermi
γ^μ, γ_μ	Matrices gamma
\hat{P}, P	operador de paridad, paridad
j^A, J^A	corriente axial
j^V, J^V	corriente vectorial
R, L	(usualmente como subíndices) quiralidad derecha, quiralidad izquierda
P_R, P_L	operador de proyección derecho, operador de proyección izquierdo
Q	operador de carga electromagnética

Símbolo

Significado

$\sigma_i, i = \{1, 2, 3\} = \{x, y, z\}$ matrices de Pauli

OBJETIVOS

General

Explorar métodos de detección de física fuera del modelo estándar a través de efectos conocidos de la fenomenología de neutrinos.

Específicos

1. Describir lo entendido hasta la fecha de resultados experimentales del estudio de neutrinos.
2. Estudiar interacciones neutrino-núcleo posibles a través de fuerza débil, describir sus características y predicciones experimentales asumiendo la posibilidad de neutrinos no detectables.
3. Estudiar la influencia de efectos conocidos como la oscilación de neutrinos en experimentos de dispersión de neutrinos.
4. Estudiar propuestas y extensiones del Modelo Estándar con resultados medibles a través de experimentos de dispersión coherente elástica neutrino-núcleo .

INTRODUCCIÓN

Desde el inicio de su descripción hasta resultados más recientes de la detección de su oscilación, los neutrinos han sido fuente de generación de teorías nuevas que cambian el entendimiento de la dinámica e interacción de partículas fundamentales. Es a través del estudio de física de neutrinos que se desarrollan por primera vez descripciones de la fuerza débil [1] [2] y violación de paridad [3], aspectos fundamentales del actual Modelo Estándar.

El Modelo Estándar de partículas elementales representa uno de los más grandes éxitos de la física. Este modelo es capaz de describir los componentes últimos de la materia y sus interacciones. Postulado en los años 1960s, ha sido comprobado experimentalmente con mayor precisión cada vez. Sin embargo, a inicios de este siglo, se confirmó que los neutrinos tienen una masa distinta de cero y que los estados de masa de neutrinos son degenerados. Este descubrimiento representa el primer dato experimental que no estaba incluido en el Modelo Estándar original. A partir de este resultado cabe hacerse algunas preguntas. Por ejemplo, ¿necesita el Modelo Estándar una modificación radical, o es necesario hacer simplemente una pequeña corrección en su contenido de partículas? y ¿existen más estados de neutrinos además de los tres estados ligeros?. Estos son sólo algunos ejemplos, pero la diminuta masa del neutrino motiva muchas otras preguntas que exigen una respuesta. Algunas de estas preguntas tienen fuertes motivaciones teóricas que las hacen muy relevantes, tales como discernir si el neutrino es una partícula de Dirac o de Majorana.

El éxito del Modelo Estándar ha motivado el desarrollo de experimentos cada vez más precisos, con tecnologías que permiten acceder a diferentes características de la interacción entre partículas elementales. Por ejemplo, cada vez alcanzamos energías de colisión mayores, como es el caso del LHC, que ha permitido, entre otras cosas, confirmar la existencia del bosón de Higgs [4].

En el caso de los neutrinos, sucede algo similar, cada vez existen más experimentos con tecnologías diferentes que nos permiten conocer nuevas interacciones de los neutrinos. Un caso de gran interés actual es el de la colisión elástica cohe-

rente neutrino-núcleo (CEvNS, por sus siglas en inglés). En este proceso, la baja transferencia de momento entre el neutrino y el núcleo, equivalente a una longitud de onda del orden del tamaño del núcleo, hace que pueda existir un retroceso del núcleo como un todo. Este proceso fue medido por primera vez en 2017 [5] y existen distintas propuestas experimentales para volver a hacer mediciones, cada vez más precisas, de este tipo de interacción.

1. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

1.1. Introducción

La historia del descubrimiento del neutrino empieza con el inicio del estudio de emisiones radioactivas descubiertas por Henry Bequerel, donde Ernest Rutheford nombra tres tipos de radiaciones (alfa, beta y gamma) los cuales después fueron explicadas teóricamente utilizando la recién formulada teoría cuántica de alrededor de la decada de los 1910s. A diferencia de los otros tipos de radiación encontradas en experimentos con materiales radioactivos se notó que la radiación beta tenía carga electromagnética negativa y era emitida en un espectro de energía continuo [6]. Esto fue un problema ya que la teoría que se utilizó para describir estos fenómenos producía explicaciones para espectros de energía discretos. Esto contrasta con lo encontrado experimentalmente para la radiación beta, entonces la solución de Wolfgang Pauli en 1930 fue proponer una segunda partícula que podía resolver dos problemas al mismo tiempo:

1. Era conocido que los neutrones, electrones y protones tienen espín $\frac{1}{2}$ y la emisión de una tercera partícula en el decaimiento de un neutrón a un protón y un electrón (el mecanismo que se utilizó para explicar la radiación beta) hace posible la conservación de número de espín total:

$$\left(\pm\frac{1}{2}\right)_{spin\ p} = \left(\pm\frac{1}{2}\right)_{spin\ n} + \left(\pm\frac{1}{2}\right)_{spin\ e^-} + \left(\pm\frac{1}{2}\right)_{spin\ \nu}. \quad (1.1)$$

Notar que en (1.1) es imposible sumar o restar dos números de espín $\frac{1}{2}$ para dar otro número igual a $\pm\frac{1}{2}$.

2. A diferencia de otros tipos de radio-actividad donde las partículas emitidas eran detectadas con energías específicas y discretas los valores de energía de los electrones detectados en emisión de radiación beta estaban distribuidos en diferentes valores de un espectro continuo. El problema con esto surge

Modelo estándar de física de partículas

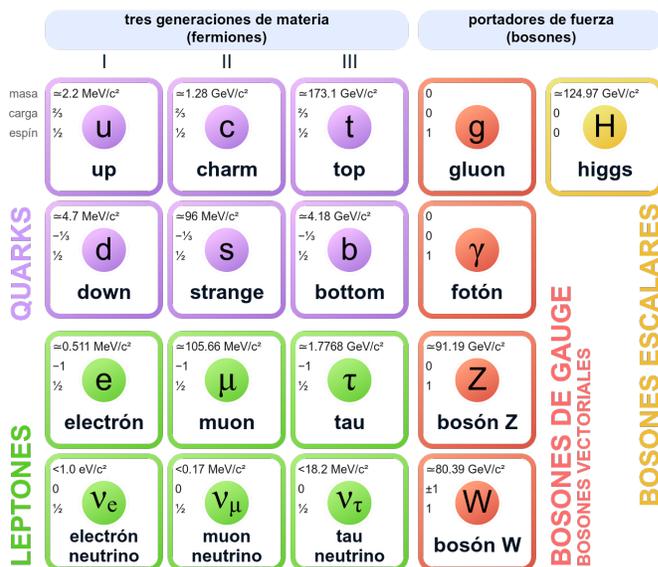


Figura 1.1. Partículas elementales del Modelo Estándar

del hecho que la energía disponible antes y después del decaimiento es una cantidad conocida la cual si se asume que solo se emite un electrón, este debería ser emitido con esa energía específica. La propuesta de otra partícula emitida en este decaimiento explica como la energía disponible es distribuída entre la nueva partícula y el electrón y por ende al medir la energía de solo el electrón se encuentran diferentes valores menores a los de la energía disponible.

Esta nueva partícula eventualmente se le dio el nombre de “neutrino” y siendo esta sin carga electromagnética ni de color, tiene la facultad de ser la única que interactúa exclusivamente a través de una fuerza especial, la fuerza débil.

1.2. Neutrinos en el Modelo Estándar

El Modelo Estándar (ME o SM por sus siglas en inglés) es una teoría cuántica de campos que describe la interacción entre partículas elementales a través de fuerzas fundamentales. La manera que logra esto es describiendo interacciones entre diferentes campos que permean el espacio-tiempo. Cada partícula elemental en esta descripción es una excitación del campo que le corresponde. Los campos descritos y sus agrupaciones se ilustran en la Figura 1.1. En este modelo se tienen dos tipos de partícula: “fermiones” definidas por ser de espín- $\frac{1}{2}$, usualmente con masa y “bosones” espín 0 o 1, usualmente las partículas que median las fuerzas fundamentales

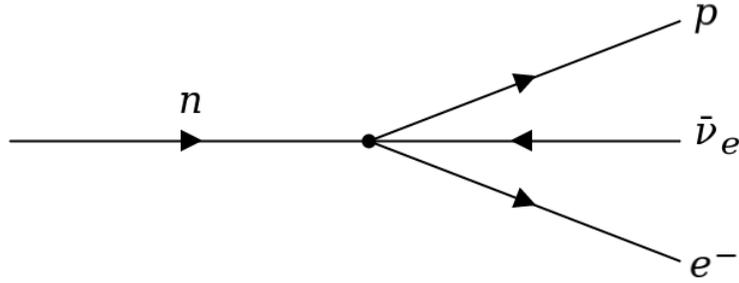
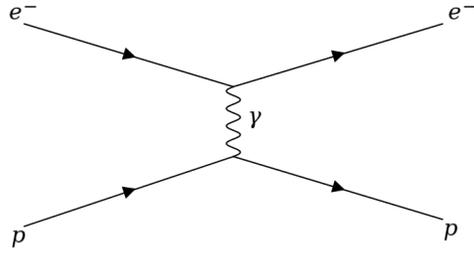


Figura 1.2. Diagrama de Feynmann de interacción efectiva de Fermi

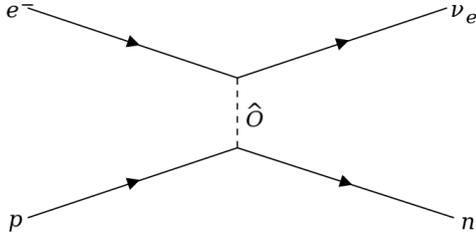
del modelo. En los bosones se aprecia que existen cuatro mediadores de fuerza: el fotón (γ) mediador de la fuerza electromagnética, el gluón (g) mediador de la fuerza nuclear fuerte, y los bosones W^\pm/Z^0 mediadores de la fuerza nuclear débil junto al Bosón de Higgs, una partícula teorizada en 1964 [7] y detectada en 2012 [8] que participa en un mecanismo que le otorga masa a los fermiones y bosones W^\pm/Z^0 . Los fermiones se dividen en dos familias: “quarks” (up (u), down (d), charm (c), strange (s), top (t), bottom (b)) y “leptones” (electrón (e), muón (μ) y tau (τ)) donde a cada uno de los sabores les corresponde un sabor de neutrino, las partículas de interés en este trabajo. Como previamente mencionado, los neutrinos tienen la particularidad de carecer carga de color y carga electromagnética y por ende son las únicas partículas que interactúan exclusivamente por medio de la fuerza nuclear débil, descrita en la sección anterior. Es por esto que todas las interacciones con neutrinos se pueden clasificar entre corrientes cargadas (CC) a través de un bosón W^\pm o corrientes neutras (NC) a través de un bosón Z^0 .

1.2.1. Fuerza nuclear débil

Basado en la propuesta de la partícula nueva del decaimiento beta e inspirado por el desarrollo de la emergente cuantización de interacciones electromagnéticas (iniciado por Dirac en 1927 [9]) Enrico Fermi propone una interacción de cuatro fermiones para la explicación del decaimiento beta en 1933 [1]. A esta primera aproximación se le denomina la ‘teoría efectiva de Fermi para decaimiento beta’. Utilizando notación moderna de diagramas de Feynmann se ilustra en la Figura 1.2. donde el cálculo de amplitudes es basado en interacciones de electrodinámica cuántica y la constante G_F (también llamada constante de Fermi) es experimentalmente determinable.



$$\mathcal{M} = (e\bar{u}_p\gamma^\mu u_p) \left(\frac{-1}{q^2}\right) (e\bar{u}_e\gamma_\mu u_e)$$



$$\mathcal{M} \approx G_F (e\bar{u}_\nu\gamma^\mu u_e) (e\bar{u}_n\gamma_\mu u_p)$$

Esto es suficiente para iniciar el planteamiento de experimentos dentro de esta teoría, pero no es suficiente para explicar uno de los comportamientos más fundamentales de interacciones débiles: la violación de simetría P a través de su estructura $(V - A)$.

1.2.2. Estructura $V - A$ de corrientes cargadas en fuerza débil

Entre varios estudios en física de partículas se encontraron experimentalmente dos decaimientos de mesones strange (T^+ y Θ^+) con masa y carga idéntica.

$$T^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$$

$$\Theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$$

Pero los piones son partículas pseudo-escalares con paridad intrínseca $P = -1$. Como paridad es un número cuántico multiplicativo estos dos estados tienen paridad total opuesta ($P(T^+) = (-1)(-1) = 1$ y $P(\Theta^+) = (-1)(-1)(-1) = -1$ respectivamente). A partir de lo que en aquel entonces se conocía como el ‘acertijo $\Theta - T$ ’ los físicos teóricos T. D. Lee y C. N. Yang proponen un tipo de interacción donde estos dos mesones son realmente la misma partícula (ahora llamada kaon (K^+)) que decae a través de una interacción de fuerza débil que viola la simetría de paridad de manera máxima [10]. Inmediatamente después de esta afirmación se formularon experimentos para comprobar su efectividad como teoría predictiva, algo hecho por la física experimental Chien-Shiung Wu en 1956 [3], ilustrado en el diagrama de la Figura 1.3. En este experimento se alinean los espines de núcleos de ^{60}Co

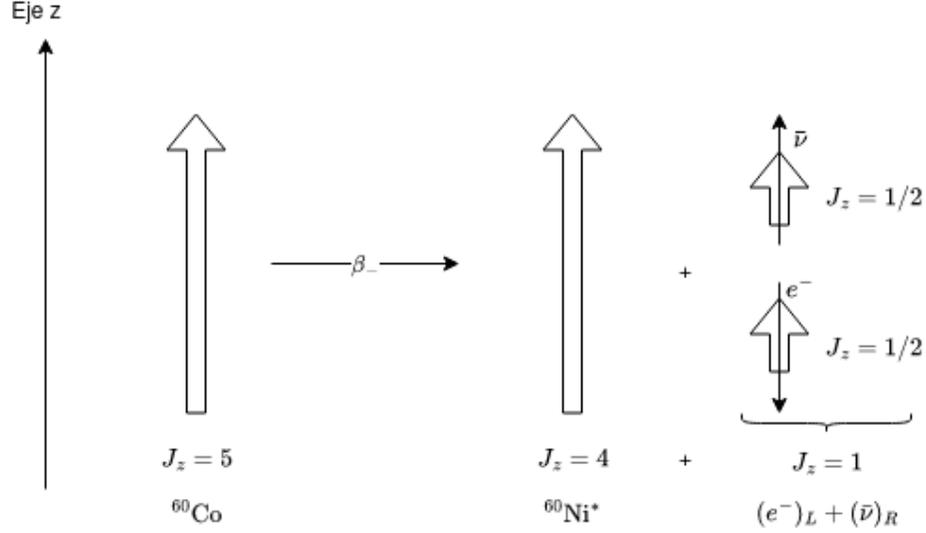


Figura 1.3. Esquema del experimento de Wu, donde se notó que se producían asimétricamente una mayor cantidad de electrones con momento opuesto al espín del núcleo original (por ende antineutrinos con helicidad positiva, algo que en el Modelo Estándar de neutrinos sin masa es equivalente a mano derecha).

utilizando un campo magnético externo y se permite que decaigan para medir las partículas emitidas. Utilizado esta configuración se notó que los electrones de estos decaimientos eran emitidos asimétricamente, tal que siempre estuvieran en contra de la dirección de espín nuclear. Esto fue utilizado para armar el argumento que las interacciones de corriente cargada (como las que aparecen en decaimientos β^- y decaimientos fermionicos $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$) solo pueden producir neutrinos de mano izquierda o antineutrinos de mano derecha.

Regresando al planteamiento de Fermi de estas interacciones se puede hacer una modificación a este para capturar el comportamiento descrito previamente. Para que las corrientes sean covariantes ante transformaciones de grupo de Lorenz estas se pueden escribir como combinaciones de dos tipos de objetos que tienen diferentes comportamientos ante transformaciones de paridad \hat{P} :

$$(\hat{P}j^V)^\mu = \bar{\psi}'\gamma^\mu\psi' = (+\bar{\psi}\gamma^0\psi, -\bar{\psi}\gamma^i\psi) = (+j^{V0}, -\mathbf{j}^V). \quad (1.2)$$

$$(\hat{P}j^A)^\mu = \bar{\psi}'\gamma^\mu\gamma^5\psi' = (-\bar{\psi}\gamma^0\gamma^5\psi, +\bar{\psi}\gamma^i\gamma^5\psi) = (-j^{A0}, +\mathbf{j}^A). \quad (1.3)$$

Donde $\bar{\psi}' = \gamma^0\psi'^\dagger$ y si se comparan amplitudes de matrices de dispersión antes y después de transformaciones \hat{P} se pueden encontrar términos de violación de esta

simetría.

$$|\mathcal{M}|^2 \propto j_1 \cdot j_2 = (g_V j_1^V + g_A j_1^A)_\mu (g_V j_2^V + g_A j_2^A)^\mu \quad (1.4)$$

$$|\mathcal{M}'|^2 \propto \hat{P}j_1 \cdot \hat{P}j_2 = (g_V \hat{P}j_1^V + g_A \hat{P}j_1^A)_\mu (g_V \hat{P}j_2^V + g_A \hat{P}j_2^A)^\mu \quad (1.5)$$

$$j_1 \cdot j_2 = (g_V)^2 j_1^V \cdot j_2^V + (g_A)^2 j_1^A \cdot j_2^A + g_V g_A (j_1^V \cdot j_2^A + j_1^A \cdot j_2^V) \quad (1.6)$$

$$(\hat{P}j_1) \cdot (\hat{P}j_2) = (g_V)^2 j_1^V \cdot j_2^V + (g_A)^2 j_1^A \cdot j_2^A - g_V g_A (j_1^V \cdot j_2^A + j_1^A \cdot j_2^V) \quad (1.7)$$

Cabe notar los siguientes aspectos de esta formulación:

- El tercer término en el lado derecho de (1.6) y (1.7) es el único que cambia y por ende es el asociado a violaciones P .
- Si g_V o g_A fueran cero no habría diferencias entre $|\mathcal{M}|^2$ y $|\mathcal{M}'|^2$, por ende las corrientes cargadas de interacciones débiles no pueden ser puramente vectoriales o axiales.
- El término asociado a violaciones P después de normalizar tiene un peso $\propto \frac{g_V g_A}{g_V^2 + g_A^2}$, por lo tanto si queremos maximizar esta violación la combinación tiene que ser de tipo $(V \pm A)$.

Empíricamente sabemos que estas interacciones solo toman parte con antineutrinos de mano derecha (o neutrinos de mano izquierda), algo que nos fuerza a utilizar corrientes tipo $V - A$ ($g_V = 1$, $g_A = -1$).

$$J^\mu = \bar{u}_e \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) u_\nu = \bar{u}_e \gamma^\mu P_L u_\nu \quad (1.8)$$

A continuación se demuestra como una corriente $V - A$ solo puede ser entre un electrón y un neutrino de mano izquierda (o sus correspondientes antipartículas con quiralidad opuesta):

$$\begin{aligned} \bar{u}_e \gamma^\mu P_L u_\nu &= \bar{u}_e \gamma^\mu P_L (u_{\nu L} + u_{\nu R}) \\ &= \bar{u}_e \gamma^\mu P_L u_{\nu L} \\ &= \bar{u}_e P_R \gamma^\mu u_{\nu L} \\ &= u_e^\dagger \gamma^0 \frac{1}{2} (1 + \gamma^5) \gamma^\mu u_{\nu L} \\ &= u_e^\dagger \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \gamma^0 \gamma^\mu u_{\nu L} \\ &= (u_e P_L)^\dagger \gamma^0 \gamma^\mu u_{\nu L} \\ &= u_{eL}^\dagger \gamma^0 \gamma^\mu u_{\nu L} \\ &= \overline{u_{eL}} \gamma^\mu u_{\nu L} \end{aligned} \quad (1.9)$$

Notamos que J^μ describe una corriente que baja la carga de un neutrino a un electrón y que su adjunto J_μ^\dagger describe una corriente que sube la carga de un electrón a la de un neutrino. Se pueden aplicar las mismas reglas de Feynmann para describir partículas entrantes y salientes con antipartículas entrantes y salientes. Si queremos diagramas que mantengan carga constante entonces planteamos amplitudes de la forma:

$$\mathcal{M}(p \rightarrow n e^- \bar{\nu}_e) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{u}_n \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_p] [\bar{u}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) v_\nu] \propto J_\mu^{(CC)\dagger} J^{(CC)\mu}. \quad (1.10)$$

Donde la Figura 1.4 ilustra el diagrama de Feynmann que le corresponde a la ecuación (1.10).

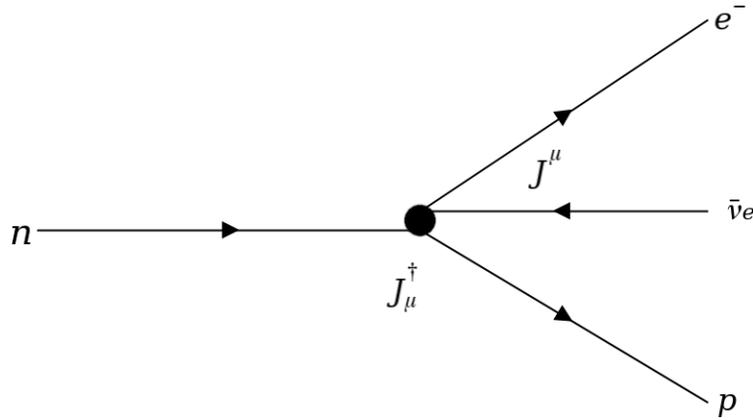


Figura 1.4. Diagrama de Feynmann de interacción efectiva de Fermi modificada con estructura $V - A$

1.2.2.1. Interpretación de constante G_F en interacciones débiles

Si mantenemos la analogía con la fuerza electromagnética podemos imaginar una partícula de espín 1 que propaga esta fuerza (que tiene que ser masiva, ya que de lo contrario esta partícula sería producida directamente en decaimientos débiles).

$$\mathcal{M} = \left[\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u} \frac{1}{2} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u \right] \frac{1}{M_W^2 - q^2} \left[\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u} \frac{1}{2} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u \right]. \quad (1.11)$$

Donde g es la constante adimensional que rige la fuerza debil, M_W la masa del propagador y q el momento transmitido por el propagador. Para regresar a la forma encontrada en (1.8) solo es necesario hacer una simplificación tomando $M_W \ll q$

donde se pueden comparar con G_F .

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}. \quad (1.12)$$

1.2.3. Corrientes neutras en interacciones débiles

A diferencia de interacciones que cambian carga, la detección de fenómenos de fuerza débil que no cambian las cargas de las partículas finales no fueron detectados hasta mucho después, en los años 70 [11] [12]. El esfuerzo para encontrar tal interacción fue motivada por el desarrollo de una teoría gauge que producía dos bosones masivos cargados para mediar las interacciones tipo CC (corriente cargada) (W^\pm) y un bosón masivo no cargado (Z^0) para mediar interacciones tipo NC (corriente neutra) [13] [14]. A partir de estos experimentos se pudieron hacer observaciones que comparan interacciones NC con las interacciones CC, específicamente:

- Dispersiones tipo $e\bar{\nu}_e \rightarrow e\bar{\nu}_e$, $\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu N$, $\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \bar{\nu}_\mu N$ ocurren al mismo ritmo que otros procesos débiles.
- Tiene componentes de mano derecha para fermiones resultantes (por ende no tiene una estructura puramente $V - A$ para e^- , μ^- , τ^- y quarks).
- Si se asume que la constante que rige estas interacciones esta relacionada con la constante de las corrientes cargadas de forma $G_N = \rho G_F$ se puede encontrar experimentalmente que $\rho \approx 1$.

Ahora que se sabe sobre este tipo de corriente podemos incluirla en el lagrangiano con las corrientes cargadas con una estructura que combina componentes vectorial, V , y vector-axial, A , de manera general para luego ser determinadas por el experimento.

Se puede notar que si reunimos los espinores de los fermiones involucrados en estas interacciones en dobletes $\chi_L = \begin{pmatrix} e_L^- \\ \nu_{eL} \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \mu_L^- \\ \nu_{\mu L} \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \tau_L^- \\ \nu_{\tau L} \end{pmatrix}$ (donde L es la quiralidad de las partículas que interactúan con vértices de estructura puramente $V - A$ de las corrientes cargadas (CC)) podemos resumir las corrientes que suben carga (J^+) o bajan carga (J^-) como:

$$J_\mu^+ = \bar{\chi}_L \gamma_\mu \tau_+ \chi_L \quad (1.13)$$

$$J_\mu^- = \bar{\chi}_L \gamma_\mu \tau_- \chi_L \quad (1.14)$$

Donde τ_{\pm} son matrices definidas como:

$$\tau_+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \tau_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

La existencia de corrientes que preservan una simetría, generada por los operadores τ_{\pm} , y la existencia de corrientes neutras motivó a crear una teoría utilizando los generadores de una simetría $SU(2)$ $\{\tau_1, \tau_2, \tau_3\}$ donde $\tau_{\pm} = \frac{1}{2}(\tau_1 \pm i\tau_2)$ y τ_3 se relaciona a la corriente neutra. El problema con asumir esto es que la resultante J_{μ}^3

$$J_{\mu}^3 = \bar{\chi}_L \gamma_{\mu} \frac{1}{2} \tau_3 \chi_L \quad (1.16)$$

es una corriente que al igual que $J^{(CC)}$ solo tiene componentes de fermiones de mano izquierda, algo que contradice resultados experimentales. La manera que se resuelve esto es considerando la existencia de otra corriente neutral que sí tenga componentes de mano izquierda y derecha, algo que se cumple por casualidad por la estructura de interacciones electromagnéticas.

$$j_{\mu}^{em} = -\bar{e} \gamma_{\mu} e = -\bar{e}_L \gamma_{\mu} e_L - \bar{e}_R \gamma_{\mu} e_R \quad (1.17)$$

Donde de forma general $j_{\mu}^{em} = \bar{\psi} \gamma_{\mu} Q \psi$ es una corriente donde Q es el operador de carga donde el electrón tiene autovalor -1 . Se dice de que Q es el generador de una simetría $U(1)_{em}$, y si lo definimos como una combinación del generador τ_3 y el generador de otra cantidad llamada ‘hiper-carga’, Y , que conmuta con los generadores τ_i $i = \{1, 2, 3\}$ podemos recuperar el electromagnetismo de nuestra teoría de fuerza débil. Definimos a Y como

$$Q = \tau^3 + \frac{Y}{2} \quad (1.18)$$

y con esta definición podemos encontrar el valor de Y para diferentes partículas. Por ejemplo para el doblete $\chi = \begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}$ obtenemos:

$$\begin{aligned} j_{\mu}^Y &= 2j_{\mu}^{em} - 2j_{\mu}^3 \\ &= -2(\bar{e}_R \gamma_{\mu} e_R + \bar{e}_L \gamma_{\mu} e_L) - (\bar{\nu}_L \gamma_{\mu} \nu_L - \bar{e}_L \gamma_{\mu} e_L) \\ &= -2(\bar{e}_R \gamma_{\mu} e_R) - 1(\bar{\chi}_L \gamma_{\mu} \chi_L). \end{aligned} \quad (1.19)$$

Esto nos dice que dependiendo de si una partícula es de mano izquierda o

derecha tiene diferente hiper-carga ($Y = -1$ para e_L^- y ν_e y $Y = 2$ para e_R^-). Al incluir esta nueva cantidad a nuestra teoría podemos crear lagrangianos de interacción que generen bosones de espín 1, que distribuyan una fuerza ‘electro-débil’ inspirándonos en la forma básica de la interacción entre fotones y fermiones cargados:

$$\mathcal{L}_{int\ em} = -ie(J^{em})^\mu A_\mu. \quad (1.20)$$

Donde A_μ es el campo asociado a los fotones. Por lo tanto proponemos:

$$\mathcal{L}_{int\ weak} = -ig((J^1)^\mu W_\mu^1 + (J^2)^\mu W_\mu^2 + (J^3)^\mu W_\mu^3) - i\frac{g'}{2}(J^Y)^\mu B_\mu. \quad (1.21)$$

Donde los primeros dos términos se pueden combinar utilizando $W^\pm = \sqrt{\frac{1}{2}}(W^1 \mp iW^2)$ y los términos asociados a W^3 y B deberían poder combinarse para obtener la corriente neutral de la fuerza débil emitiendo un bosón masivo neutral Z^0 y una corriente electromagnética emitiendo un bosón no masivo (fotón) A . El proceso que da la masa a W^\pm y Z en el Modelo Estándar se le llama ‘el mecanismo de Higgs’ lo cual es una ruptura de una simetría local $SU(2)_L \times U_Y$ que requiere que combinemos W^3 y B tal que:

$$A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W \quad (1.22)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_W + W_\mu^3 \cos \theta_W \quad (1.23)$$

donde θ_W se le llama el ‘ángulo de mezcla débil’ o ‘ángulo de Weinberg’ y será determinado experimentalmente. Si reemplazamos esta expresión en los términos que incluyen a W^3 y B en el lagrangiano de interacción y agrupamos los términos con un factor de A_μ y Z_μ obtenemos:

$$\begin{aligned} -ig(J^3)^\mu W_\mu^3 - i\frac{g'}{2}(J^Y)^\mu B_\mu &= -i(g \sin \theta_W J^{3\mu} + g' \cos \theta_W \frac{J^{Y\mu}}{2})A_\mu \\ &\quad -i(g \cos \theta_W J^{3\mu} - g' \sin \theta_W \frac{J^{Y\mu}}{2})Z_\mu, \end{aligned} \quad (1.24)$$

donde si recordamos (1.20) y $J_\mu^{em} = J_\mu^3 + \frac{1}{2}J_\mu^Y$ obtenemos una relación entre las constantes adimensionales de acoplamiento de interacciones electromagnéticas y débiles.

$$e = g \cos \theta_W = g' \sin \theta_W. \quad (1.25)$$

Reemplazando J^Y y g' en la corriente que acompaña a Z_μ también se puede obtener

una expresión para J_μ^{NC}

$$-i \frac{g}{\cos \theta_W} (J_\mu^3 - \sin^2 \theta_W J_\mu^{em}) Z^\mu \equiv -i \frac{g}{\cos \theta_W} J_\mu^{NC} Z^\mu. \quad (1.26)$$

Al final de estos cálculos obtenemos lo que nos planteamos al inicio de esta sección y podemos escribir nuestras dos corrientes neutrales como combinaciones de respetan una simetría local total $SU(2)_L \times U(1)_Y$

$$J_\mu^{em} = J_\mu^3 + \frac{1}{2} J_\mu^Y, \quad (1.27)$$

$$J_\mu^{NC} = J_\mu^3 - \sin^2 \theta_W J_\mu^{em}. \quad (1.28)$$

En donde la existencia de términos como:

$$\mathcal{M}^{NC} \propto J^{(NC)\mu} J_\mu^{(NC)} \quad (1.29)$$

y

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{NC} = -i \frac{g}{\cos \theta_W} J_\mu^{NC} Z^\mu, \quad (1.30)$$

implican la existencia de vértices e interacciones que transmiten espín, momento y energía pero no alteran ni el sabor ni carga de las partículas participantes. Es importante mencionar que estas corrientes poseen una estructura diferente a las de corrientes cargadas ya que no son puramente $V - A$. Recordando que J_μ^3 solo acopla a fermiones de quiralidad izquierda y J_μ^{em} acopla fermiones de quiralidad izquierda y derecha equitativamente:

$$J^{NC}(f_L) = J^3(f_L) - \sin^2(\theta_W) J^{em}(f_L) \quad (1.31)$$

$$\implies g_L = \tau^3(f_L) - \sin^2(\theta_W) Q(f_L) \quad (1.32)$$

$$J^{NC}(f_R) = -\sin^2(\theta_W) J^{em}(f_R) \quad (1.33)$$

$$\implies g_R = -\sin^2(\theta_W) Q(f_R), \quad (1.34)$$

Donde si se encuentra los acoplamientos g_V^f y g_A^f para un fermión f en una corriente tipo

$$J_\mu^{NC} = \bar{f} \gamma_\mu \frac{1}{2} (g_V^f - g_A^f \gamma_5) f, \quad (1.35)$$

se nota que existe una relación entre estos acoplamientos y $g_{L,R}$

$$\begin{aligned}
J_\mu^{NC} &= \bar{f}\gamma_\mu(g_L^f P_L + g_R^f P_R)f, \\
&= \bar{f}\gamma_\mu\left(\left(\frac{g_L^f}{2} - \frac{g_L^f}{2}\gamma_5\right) + \left(\frac{g_R^f}{2} + \frac{g_R^f}{2}\gamma_5\right)\right)f \\
&= \bar{f}\gamma_\mu\left(\left(\frac{g_L^f}{2} + \frac{g_R^f}{2}\right) - \left(\frac{g_L^f}{2} - \frac{g_R^f}{2}\right)\gamma_5\right)f.
\end{aligned} \tag{1.36}$$

Combinando (1.35) y (1.36)

$$\begin{cases} g_V^f = g_L^f + g_R^f \\ g_A^f = g_L^f - g_R^f \end{cases} \tag{1.37}$$

y reemplazando utilizando (1.34) y (1.32)

$$g_V^f = \tau_3(f) - 2\sin^2(\theta_W)Q(f), \tag{1.38}$$

$$g_A^f = \tau_3(f). \tag{1.39}$$

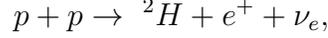
1.3. Oscilaciones y masa del neutrino

Los neutrinos en la actualidad siguen siendo fuentes de especulación de modelos que expanden al Modelo Estándar, ya que la fenomenología de estos presenta la existencia de su masa, algo no considerado en la formulación original. Una explicación teórica del origen de esta masa todavía no ha sido confirmada y es un tópico fuera del alcance de este trabajo. Otra fuente de información de la posibilidad de física fuera del actual Modelo Estándar son anomalías de detección de neutrinos a cortas distancias, las cuales han permitido el inicio de la teorización de oscilaciones a estas cortas distancias y la existencia de neutrinos estériles, discutidos en el Capítulo 3.

1.3.1. Contexto Histórico

Los neutrinos por mucho tiempo se creían que no poseían masa pero el descubrimiento de oscilaciones de sabor de neutrino, un efecto únicamente posible con la existencia de dicha masa, reveló lo contrario. Resultados recientes como los de KATRIN en 2019 reportan cotas superiores de posibles masas de neutrino alrededor de $\sim 1\text{ eV}$ [15], lo cual pondría a los neutrinos como partículas con masa de

varias ordenes de magnitud menores a las de los electrones. El descubrimiento de las oscilaciones de sabor de neutrino se dió utilizando la descripción de las interacciones débiles del Modelo Estándar, donde podemos hacer cálculos de la cantidad de neutrinos que son producidos en colisiones dentro del sol por medio de procesos de cadenas pp (protón + protón \rightarrow deuterio).



entre otros. La detección de neutrinos en la superficie de la tierra excluía a neutrinos no electrónicos y basado en cálculos teóricos existía un gran déficit en la cantidad medida en la tierra [16]. El desarrollo de una explicación teórica para este déficit empieza con el trabajo de Bruno Pontecorvo quien predijo este fenómeno en 1957 [17] [18].

1.3.2. Propagación de neutrinos masivos libres

Utilizando ‘primera’ cuantización se pueden construir los diferentes estados de neutrinos como combinaciones de auto-estados de masa. En esta sección se considerará la oscilación de neutrinos de Dirac, aunque cabe mencionar que actualmente existen dos posibilidades para la explicación del fenómeno de la masa del neutrino donde no se ha encontrado evidencia experimental que falsifique una u otra [19]. La ecuación de movimiento de un neutrino masivo libre de Dirac está dada por la ecuación de Dirac

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \nu_i = m_i \nu_i, \quad (1.40)$$

la cual tiene solución de ondas planas

$$|\nu_i(t, x)\rangle = e^{-ip \cdot x} |\nu_i(0, 0)\rangle = e^{-i(Ex_0 - \vec{x} \cdot \vec{p})} |\nu_i(0, 0)\rangle. \quad (1.41)$$

Donde si se utiliza la siguiente aproximación del límite ultra-relativista (U.R.) $E_\nu = (p^2 + m^2)^{1/2} \simeq p + m^2/2p$ y el hecho que $x_0 = ct \approx L$ donde L es una distancia recorrida en la dirección de momento \vec{p} ya que la partícula se esta moviendo a velocidades cerca de c .

$$\begin{aligned} |\nu_i(t, x)\rangle &= e^{-i((p+m_i^2/2p)x_0 - Lp)} |\nu_i(0, 0)\rangle \approx e^{-i((p+m_i^2/2p)L - Lp)} |\nu_i(0, 0)\rangle \\ &= e^{-i(pL + m_i^2 L/2p - Lp)} |\nu_i(0, 0)\rangle = e^{-im_i^2 L/2p} |\nu_i(0, 0)\rangle, \end{aligned} \quad (1.42)$$

donde por el límite U.R. $p \approx E_\nu$

$$|\nu_i(L)\rangle = e^{-im_i^2 L/2E_\nu} |\nu_i(0, 0)\rangle. \quad (1.43)$$

Ahora, cabe mencionar que estos auto-estados ν_i no son necesariamente los estados de sabor ν_α , ($\alpha = e, \mu, \tau$, etc.) que interactúan con la fuerza débil y si se propone una matriz de conversión de la base de “auto-estados de masa” a “auto-estados de sabor” U

$$|\nu_i\rangle = \sum_{\alpha} U_{i\alpha} |\nu_\alpha\rangle, \quad (1.44)$$

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle, \quad (1.45)$$

donde si se demanda que las dos bases sean orto-normales

$$\langle \nu_i | \nu_j \rangle = \delta_{ij}, \quad (1.46)$$

$$\langle \nu_\alpha | \nu_\beta \rangle = \delta_{\alpha\beta}, \quad (1.47)$$

es fácil demostrar que U cumple unitaridad:

$$\begin{aligned} \langle \nu_i | \nu_j \rangle &= \sum_{\alpha} \sum_{\beta} \langle \nu_\alpha | U_{\alpha i}^* U_{\beta j} | \nu_\beta \rangle = \delta_{ij} \\ &= \sum_{\alpha} \sum_{\beta} U_{\alpha i}^* U_{\beta j} \delta_{\alpha\beta} = \delta_{ij} \\ &= \sum_{\alpha} U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} = \delta_{ij} \\ &\implies U^\dagger U = I. \end{aligned} \quad (1.48)$$

Si en una teoría existen tres sabores de neutrino (e, μ, τ) la cantidad mínima de auto-estados de masa es tres, ya que más auto-estados se considerarían estériles [20]. Combinando (1.43) y (1.47) demuestra como la propagación de un sabor por una distancia L tiene n componentes de soluciones de ondas planas.

$$|\nu_\alpha(L)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-im_i^2 L/2E_\nu} |\nu_i(0, 0)\rangle. \quad (1.49)$$

Sustituyendo (1.44) en (1.49) demuestra como a distancias $L > 0$ un auto-estado de sabor definido se propaga a una superposición de diferentes sabores en el transcurso

de su recorrido.

$$|\nu_\alpha(L)\rangle = \sum_\beta \left(\sum_i U_{\alpha i}^* e^{-im_i^2 L/2E_\nu} U_{\beta i} \right) |\nu_\beta\rangle. \quad (1.50)$$

Para finalizar, se puede encontrar la amplitud de transición de un sabor a otro $\alpha \rightarrow \beta$ dependiendo de la distancia recorrida (L) con un producto interno

$$\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-im_i^2 L/2E_\nu}, \quad (1.51)$$

donde la probabilidad de transición $P_{\alpha \rightarrow \beta}(L)$ esta dada por esta la magnitud de esta amplitud al cuadrado

$$P_{\alpha \rightarrow \beta}(L) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle|^2 = \left(\sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-im_j^2 L/2E_\nu} \right)^* \left(\sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-im_i^2 L/2E_\nu} \right),$$

$$P_{\alpha \rightarrow \beta}(L) = \sum_{i,j} \left(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{\frac{-i(m_i^2 - m_j^2)L}{2E_\nu}} \right), \quad (1.52)$$

$$P_{\alpha \rightarrow \beta}(L) = \sum_{i,j} \left(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{\frac{-i(\Delta m_{ij}^2)L}{2E_\nu}} \right), \quad (1.53)$$

donde $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$. Cabe notar que (1.53) es la ecuación más general que describe este fenómeno, siendo válida para cualquier cantidad de auto-estados de masa. Es necesario mencionar que el fenómeno de oscilación de sabores de neutrinos es independiente de las dos opciones de posibles manifestaciones de masa de esta partícula: Majorana o Dirac [21].

1.3.2.1. Oscilación de dos sabores

Un caso simple de estudiar es tomar la posibilidad de la oscilación entre dos sabores, usando dos auto-estados de masas y una matriz U que sin pérdida de generalización se puede parametrizar con un ángulo (θ):

$$U = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}. \quad (1.54)$$

Donde al resolver (1.53) se obtiene la siguiente expresión para la probabilidad de oscilación de una sabor α a un sabor β .

$$P_{\alpha \rightarrow \beta}(E_\nu, L) = \left| \delta_{\alpha\beta} - 2 \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{E_\nu} \right) \right|. \quad (1.55)$$

Cabe mencionar que en experimentos de oscilaciones a larga distancia se encuentra que comúnmente se pueden ignorar las aportaciones de un tercer sabor (como las aportaciones de oscilación a ν_e en neutrinos atmosféricos $\nu_\mu \rightleftharpoons \nu_\tau$ [22]) y usar (1.55) como aproximación.

1.3.2.2. Oscilación de tres sabores

Para el caso de bases de 3 sabores y 3 auto-estados de masa la resultante U es parametrizable con 4 números: 3 ángulos de mezcla ($\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{31}$) y 1 ángulo de fase asociado a violaciones CP de Dirac (δ^{CP}) y dependiendo de si se consideran masas Majorana para los neutrinos 2 fases de violación CP Majorana adicionales α_1 y α_2 que no aportan a la probabilidad de oscilación [23]. A este objeto se le conoce como la matriz Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata (abreviada como matriz PMNS).

$$U_{PMNS} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta^{cp}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta^{cp}} & 0 & c_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (1.56)$$

Donde se utilizó la abreviación $\sin \theta_{ij} = s_{ij}$ y $\cos \theta_{ij} = c_{ij}$ para $i, j = 1, 2, 3$.

2. Descripción de $CE\nu NS$

En este capítulo describiremos, de manera detallada, el proceso de dispersión coherente elástica neutrino-núcleo. Para este trabajo, este proceso toma importancia central.

2.1. Introducción

La Dispersión Coherente Elástica Neutrino-Núcleo ($CE\nu NS$ por sus siglas en inglés) es una interacción de corriente neutra posible dentro del Modelo Estándar. Originalmente teorizada en 1974 [24] y medida exitosamente en 2017 [25], en esta dispersión, neutrinos de baja energía [$\sim MeV$] colisionan con núcleos como cuerpos enteros, impartiendoles una pequeña cantidad de energía de retroceso. Estas interacciones pueden llegar a ser posibles con energías de neutrino de hasta $50 MeV$ con núcleos medianos ya que la condición de estas interacciones es que la transferencia de momento, Q , sea mucho menor al inverso del radio del núcleo, R ($QR \ll 1$) [26]. El diagrama de Feynmann de estas interacciones se ve ilustrado en la Figura 2.1. El cálculo de la sección eficaz diferencial, sin entrar a mucho detalle, consiste en plantear un lagrangiano efectivo de tipo:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{G}{\sqrt{2}} l^\mu \mathcal{J}_\mu, \quad (2.1)$$

donde l^μ describe una corriente neutral común de neutrino y \mathcal{J}_μ describe una corriente hadrónica de la cual se originan términos que describen efectos de interacción con la distribución de masa de un núcleo. La sección eficaz con respecto a la energía de retroceso impartida al núcleo, T , con consideraciones de límite a bajas energías esta dada por [27]:

$$\frac{d\sigma}{dT}(E_\nu, T) = \frac{G_F^2 M}{4\pi} Q_W^2 \left(1 - \frac{MT}{2E_\nu} \right), \quad (2.2)$$

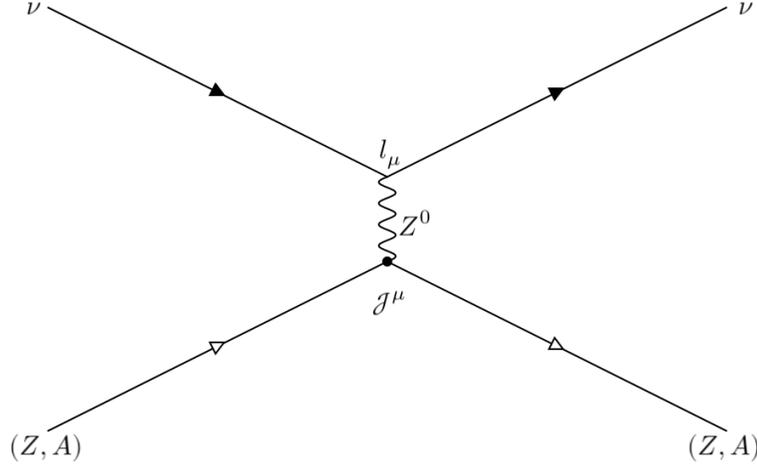


Figura 2.1. Diagrama de Feynmann de CEνNS

donde M es la masa del núcleo, G_F es la constante de Fermi y el término Q_W es el vector de carga débil dado en términos de acomplementos de protones y neutrones como:

$$Q_W^2 = [Zg_p^V F_p(Q^2) + Ng_N^V F_n(Q^2)]^2, \quad (2.3)$$

donde g_p^V y g_N^V son términos de acoplamiento vectorial dados por (1.38):

$$g_p^V = \tau^3(p) - 2 \sin^2(\theta_W) Q^{\text{em}}(p) = \frac{1}{2} - 2 \sin^2(\theta_W), \quad (2.4)$$

$$g_n^V = \tau^3(n) - 2 \sin^2(\theta_W) Q^{\text{em}}(n) = -\frac{1}{2}, \quad (2.5)$$

y $F_{n,p}(Q^2)$ son factores de forma nuclear dependientes de una transferencia de momento $Q^2 = 2MT$. En (2.3), (2.4) y (2.5) Z es el número de protones y N el número de neutrones de un isótopo dado. Cabe mencionar que acorde a cálculos experimentales modernos del ángulo de mezcla débil $\sin^2(\theta_W) \approx 0.22290(30) \approx \frac{1}{4}$ [28]. Por ende, en Q_W^2 (y por extensión $\frac{d\sigma}{dT}$) predomina una tendencia a ser $\propto N^2$.

2.2. Fuentes de neutrinos

Parte del cálculo de número de eventos detectados por cualquier esquema experimental depende del espectro de energía de partículas entrantes. En este trabajo se tomarán en cuenta dos posibles fuentes de neutrinos: reactores y decaimientos de piones en reposo (π -DAR por sus siglas en inglés).

2.2.1. Reactores Nucleares

En la historia del neutrino los reactores nucleares como fuente han tomado parte desde su descubrimiento en 1956 [29]. En tiempos recientes también son herramientas de experimentos como la medición de Δm_{21} en KamLAND [30] y la medición del ángulo de mezcla θ_{13} en la Bahía de Daya [31]. Por ende es factible considerar el tipo de espectro resultante de este tipo de fuente. Los reactores nucleares comúnmente operan a través de Uranio y Plutonio, donde estos materiales a través de fisión producen una gran cantidad de núcleos remanentes con neutrones que sufren decaimiento beta. En este decaimiento se producen electrones junto a anti-neutrinos electrónicos. Como se mencionó en la Sección (1.1), los electrones producidos en este tipo de decaimientos se pueden detectar a lo largo de varios posibles valores de energía de retroceso. Estas energías son menores a una energía máxima que componen a su espectro. Su complemento, basado en ese valor máximo, da el espectro de energía de los anti-neutrinos. En experimentos de neutrinos de reactores, la detección de estos depende de una interacción de decaimiento beta inverso

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

el cual le otorga una energía de umbral de 1.804 MeV a la detección de neutrinos. Como cota superior se ha detectado que a energías mayores a ~ 8 MeV las cuentas de neutrinos vuelven despreciables [32]. Dentro de reactores nucleares existen 4 isótopos predominantes en la producción de anti-neutrinos: ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu y ^{238}U . La contribución de otros isótopos es de menos de 0.1%, por ende en este trabajo el espectro total se trabajará como una combinación normalizada de los espectros resultantes de los decaimientos de isótopos mencionados.

Los flujos de neutrinos de reactor resultantes de la fisión de ^{235}U , ^{239}Pu y ^{241}Pu son determinados analizando el espectro total de radiación β , los cuales fueron obtenidos por Institut Laue-Langevin (ILL) en los 80s [33] [34]. Actualmente no se tiene una descripción del espectro asociado a ^{238}U ya que este isótopo solo sufre fisión a través de neutrinos rápidos. Es por ende que, siguiendo la Ref. [35], se hace una predicción con método *ab initio* del espectro asociado a este último isótopo. Es a través de la inversión de estos espectros que se puede hacer un estudio con parametrizaciones fenomenológicas como la propuesta en la Ref. [35], la que se utilizará en este trabajo.

	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
α_1	3.217	$4.833 \cdot 10^{-1}$	6.413	3.251
α_2	-3.111	$1.927 \cdot 10^{-1}$	-7.432	-3.204
α_3	1.395	$-1.283 \cdot 10^{-1}$	3.535	1.428
α_4	$-3.690 \cdot 10^{-1}$	$-6.762 \cdot 10^{-3}$	$-8.820 \cdot 10^{-1}$	$-3.675 \cdot 10^{-1}$
α_5	$4.445 \cdot 10^{-2}$	$2.233 \cdot 10^{-3}$	$1.025 \cdot 10^{-1}$	$4.254 \cdot 10^{-2}$
α_6	$-2.053 \cdot 10^{-3}$	$-1.536 \cdot 10^{-4}$	$-4.550 \cdot 10^{-3}$	$-1.869 \cdot 10^{-3}$

Tabla 2.1. Parámetros ajustados a espectros de neutrinos emitidos por el decaimiento de cada isótopo [36].

La parametrización esta dada por:

$$\phi_l(E_\nu) = \exp\left(\sum_{p=1}^6 \alpha_{lp} E_\nu^{p-1}\right), \quad (2.6)$$

donde l corresponde a cada isótopo parametrizado y α_{lp} son coeficientes que son encontrados a través de ajustes. Los resultados de [36] se ven reflejados en la Tabla 2.1. En la Figura 2.2 se presentan individualmente las contribuciones de cada isótopo considerado y la Figura 2.3 ilustra el flujo total de neutrinos considerando una mezcla de espectros acorde a las fracciones relativas de fisión por isótopo: 55 % de ^{235}U , 32 % de ^{239}Pu , 6 % de ^{241}Pu y 7 % de ^{238}U de la Ref. [37] tal que:

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} = \sum_l a_l \phi_l, \quad (2.7)$$

donde a_l corresponde a la componente de fracción relativa de fisión por isótopo que constituyen al reactor.

2.2.2. Decaimiento de pión en reposo (π -DAR)

Un flujo de neutrinos de reactor podría ser una fuente efectiva para la detección de $\text{CE}\nu\text{NS}$ por su gran cantidad de $\bar{\nu}_e$, pero estos flujos presentan una dificultad por que los neutrinos producidos en estos eventos tienen, a lo mucho, energías de ~ 9.5 MeV los cuales le imparten a los núcleos participantes cantidades mínimas de energía de retroceso. Dado estas dificultades, se han considerado fuentes alternativas de flujos de neutrinos, y a partir de esta búsqueda se ha detectado exitosamente [25] $\text{CE}\nu\text{NS}$ utilizando flujos resultantes de decaimientos de piones en reposo (π -DAR por sus siglas en inglés) como en el proyecto de *Spallation Neutron Source* (SNS). En

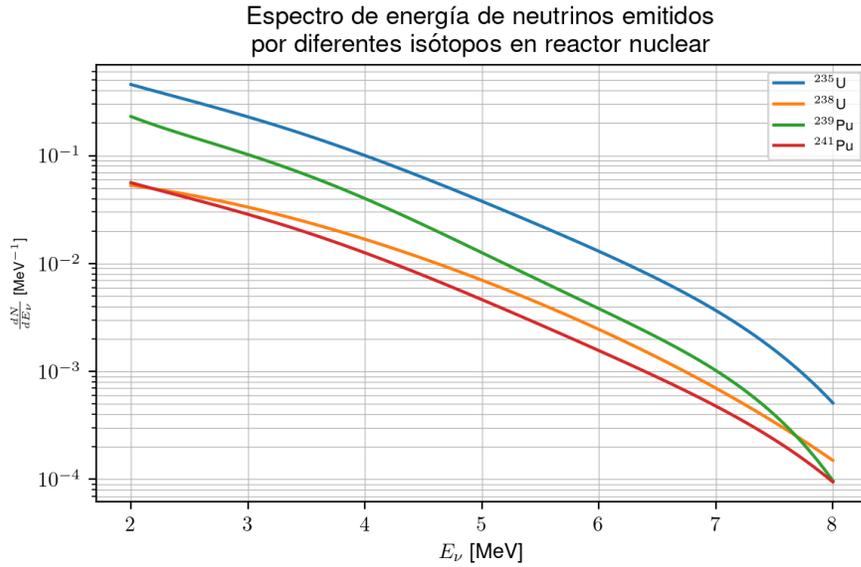


Figura 2.2. Contribuciones de isótopos individuales al espectro de energía de neutrinos de reactor nuclear.

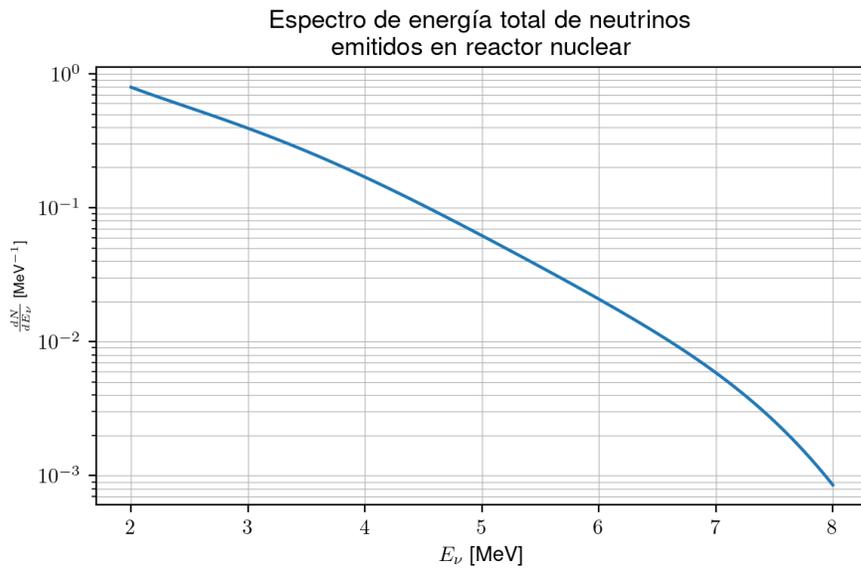


Figura 2.3. Espectro total de energía de neutrinos de reactor nuclear.

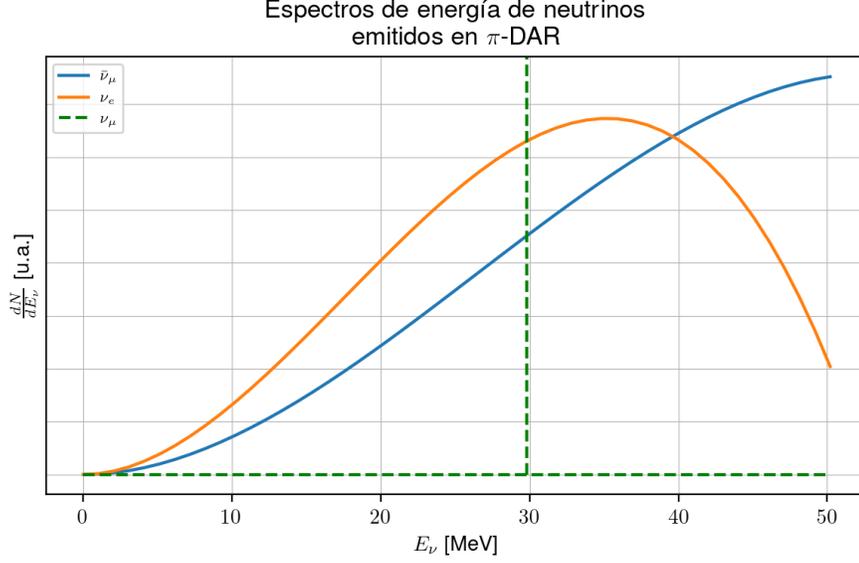


Figura 2.4. Espectros de energía emitidos en el proceso π -DAR.

una fuente tipo π -DAR se pueden conseguir neutrinos emitidos a energías mayores a las de reactores por medio de un flujo inmediato de ν_μ seguido por dos flujos retrasados de $\bar{\nu}_\mu$ y ν_e provenientes de los decaimientos ilustrados a continuación:



donde los flujos de neutrinos por energía individuales están dados por [38]:

$$\frac{dN_{\nu_\mu}}{dE_\nu} = \eta \delta(E_\nu - \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi}), \quad (2.8)$$

$$\frac{dN_{\bar{\nu}_\mu}}{dE_\nu} = \eta \frac{64E_\nu^2}{m_\mu^3} \left(\frac{3}{4} - \frac{E_\nu}{m_\mu} \right), \quad (2.9)$$

$$\frac{dN_{\nu_e}}{dE_\nu} = \eta \frac{192E_\nu^2}{m_\mu^3} \left(\frac{1}{2} - \frac{E_\nu}{m_\mu} \right). \quad (2.10)$$

En (2.8), (2.9) y (2.10) m_π es la masa del pión, m_μ la masa del muón, E_ν la energía del muón emitido y η es una constante de normalización dada por $\eta = rN_{\text{POT}}/(4\pi L^2)$ donde $r = 0.08$ es el número de neutrinos por sabor que son producidos para cada protón en el blanco, N_{POT} es el número de protones en el blanco (*Protons On Target*, POT) y L representa la distancia a la fuente de neutrinos. En la Figura 2.4 se ilustran estos espectros individualmente y el espectro total está dado por la suma de estos.

2.3. Primera aproximación

Ignorando la resolución y eficiencia del detector, el cálculo de la cantidad esperada de eventos, dado los cálculos y fórmulas anteriores esta dado por

$$N_{\text{Eventos}} = t\phi_0 \frac{M_{\text{Detector}}}{M} \int_{T_{\text{umbral}}}^{T_{\text{max}}} dT \int_{E_{\nu,\text{min}}}^{E_{\nu,\text{max}}} dE_{\nu} \frac{dN_{\nu}}{dE}(E_{\nu}) \frac{d\sigma}{dT}(E_{\nu}, T), \quad (2.11)$$

donde t es un tiempo transcurrido, ϕ_0 es el flujo total de neutrinos, M_{Detector} la masa del detector, M masa del núcleo, $\frac{dN_{\nu}}{dE}$ el espectro de energía normalizado del flujo de neutrinos por energía y $\frac{d\sigma}{dT}$ la sección eficaz diferencial con respecto a la energía de retroceso T impartida al núcleo. Como primera aproximación se puede notar que el término $\frac{d\sigma}{dT}$ en CE ν NS tiene una dependencia a un factor de forma $F_{n,p}(\sqrt{2MT})$ que al hacer igual a uno se trata al núcleo como una partícula puntual. Para el inicio del estudio de eventos se considerará el diferencial de tasa de eventos por energía de retroceso dado por

$$\frac{dR}{dT}(T) = tN_{\text{blancos}} \int_{E_{\nu,\text{min}}}^{E_{\nu,\text{max}}} dE \frac{dN_{\nu}}{dE}(E) \frac{d\sigma}{dT}(E, T), \quad (2.12)$$

donde N_{blancos} es el número de blancos en un detector dado por $N_{\text{blancos}} = N_a \frac{M_{\text{det}}}{M_D}$, donde N_a es el número de Avogadro, M_{det} es la masa del detector y M_D es la masa molar. El límite inferior de (2.12) está dado por la cinemática descrita en el Apéndice A.1:

$$E_{\nu,\text{min}} = \sqrt{\frac{MT}{2}} \quad (T \ll M), \quad (2.13)$$

y el límite superior esta dado por las propiedades de la fuente de neutrinos ($E_{\nu,\text{max,SNS}} = m_{\pi}/2 \approx 52.8$ MeV [38] y $E_{\nu,\text{max,Reactor}} \approx 9.5$ MeV [34]). Las Figuras 2.5 y 2.6 muestran como $\frac{dR}{dT}$ va cambiando con respecto a la energía de retroceso impartida a un núcleo despues de una colisión coherente asumiendo flujo de neutrinos π -DAR y de reactores, respectivamente, asumiendo $F_{n,p}(T) = 1$.

2.4. Influencia de los factores de forma nucleares

En (2.3) se aprecia un término dependiente de la transferencia de momento Q llamado ‘‘Factor de Forma Nuclear’’ ($F_{n,p}$), el cual describe la eficiencia de transición de momento dada la distribución de masa (que en este caso, como no es conocida exactamente, se hace la aproximación que es similar a la distribución de carga) del

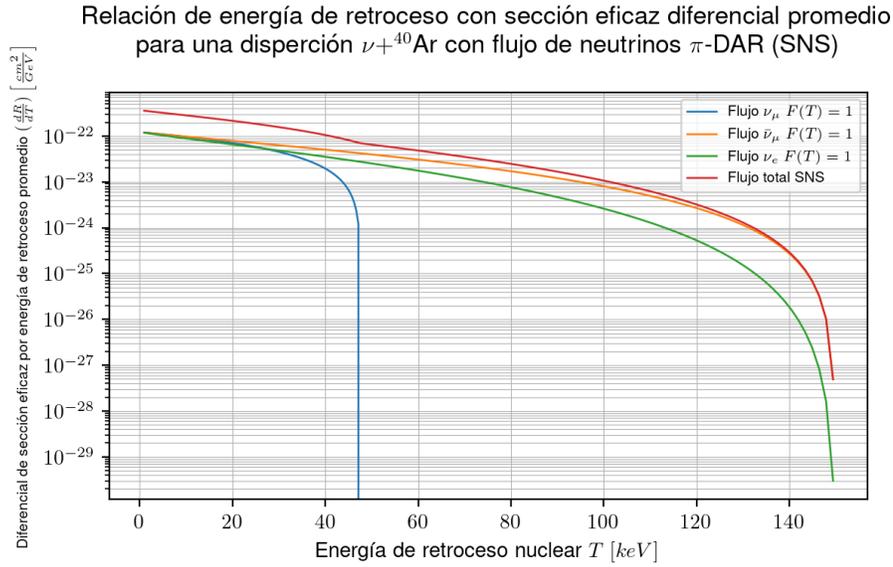


Figura 2.5. Contribuciones y diferencial de tasa de eventos total para CE ν NS con un detector de ${}^{40}\text{Ar}$ y flujo de neutrinos SNS.

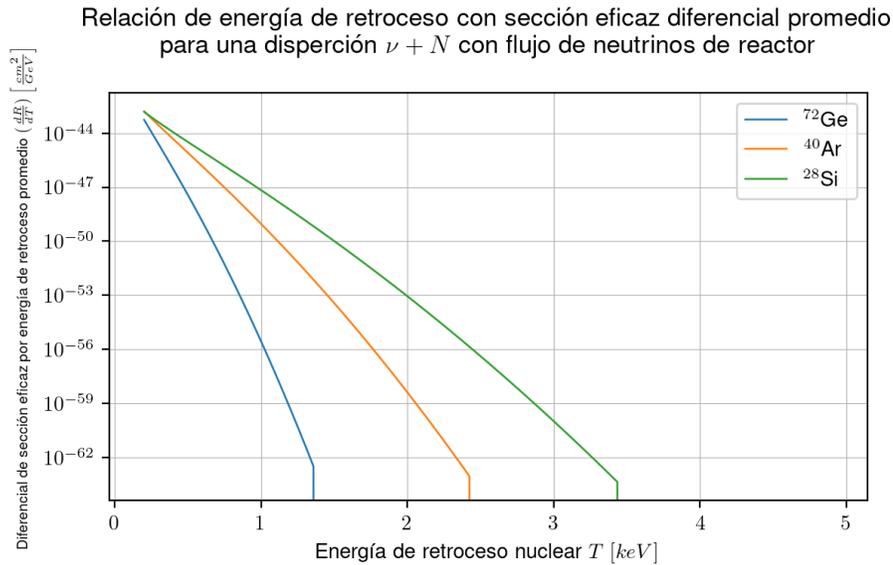


Figura 2.6. Diferencial de tasa de eventos para CE ν NS asumiendo flujo de neutrinos de reactor con diferentes núcleos como detector.

núcleo en cuestión. La manera que se calcula esto de forma general es a través de una transformación de Fourier de la distribución de masa de espacio real a espacio de momentum.

$$F(\mathbf{Q}) = \int \rho(\mathbf{r})e^{-i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}}d\mathbf{r}. \quad (2.14)$$

Dentro del contexto de CE ν NS existen varias propuestas de factores de forma efectivo. El utilizado en este trabajo, por las energías manejadas en estos dos tipos de fuentes, será la aproximación propuesta por Helm en 1956 [39], la cual es derivada al combinar la densidad de una esfera uniforme con una distribución Gaussiana para mantener bordes mas suaves en esta. Este factor de forma esta dado por:

$$F(Q) = 3\frac{j_1(QR_0)}{QR_0}e^{s^2Q^2/2}. \quad (2.15)$$

En (2.15) j_1 es la primera función de Bessel esférica de primera especie, dada por $j_1(x) = \sin(x)/x^2 + \cos(x)/x$, R_0 es llamado el “radio efectivo nuclear” dado por

$$R_0^2 = c^2 + \frac{7}{3}\pi^2a^2 - 5s^2, \quad (2.16)$$

donde los parámetros $c = (1.25A^{1/3} - 0.6)$ fm (con $A = Z + N$), $s \simeq 0.9$ fm, y $a \simeq 0.52$ fm fueron determinados para estas colisiones en la Ref. [40]. La Figura 2.7 muestra la dependencia con T y Q . Cabe notar que $F(Q) \sim 1$ para las energías de retroceso típicas de reactores y por ende se espera que la influencia de esta factor sea despreciable, al contrario del caso SNS donde toma una influencia mayor en los cálculos de $\frac{dR}{dT}$. Este comportamiento se ilustra en las Figuras 2.8 y 2.9.

Relación de energía de retroceso y transferencia de momento con Factor de Forma de Helm para una dispersión $\nu + N$

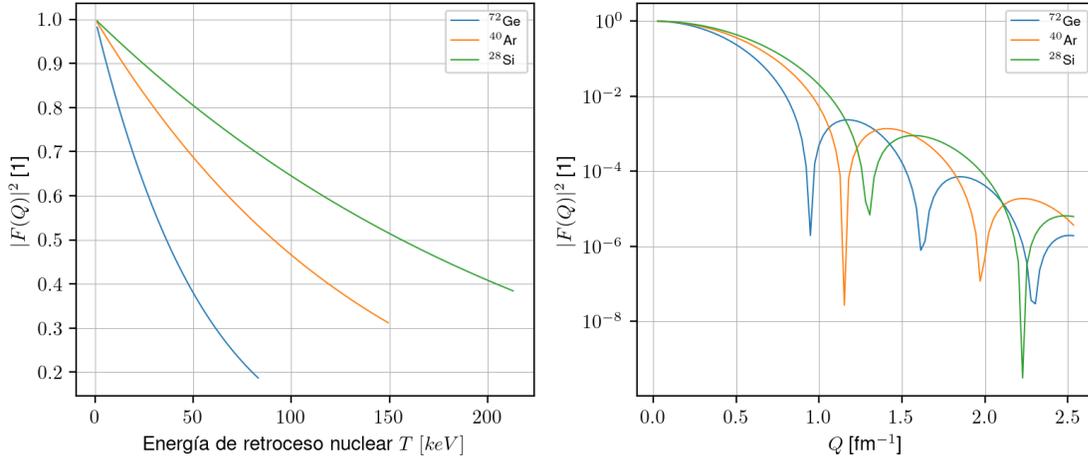


Figura 2.7. Dependencias de $F(Q)$ de Helm para energía de retroceso T en [keV] y Q en [fm^{-1}].

Relación de energía de retroceso con sección eficaz diferencial promedio para una dispersión $\nu + N$ con flujo de neutrinos de reactor

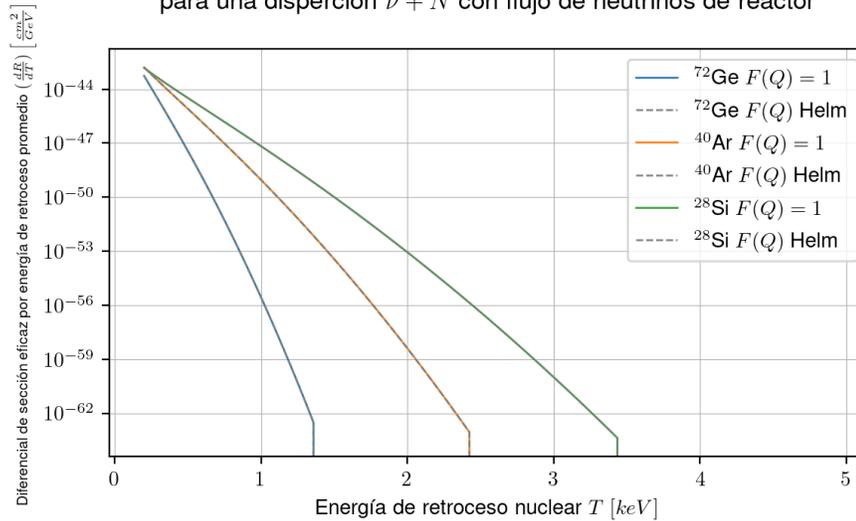


Figura 2.8. Diferencial de tasa de eventos por energía de retroceso para $F(Q) = 1$ y $F(Q)$ de Helm con flujo de neutrinos de reactor.

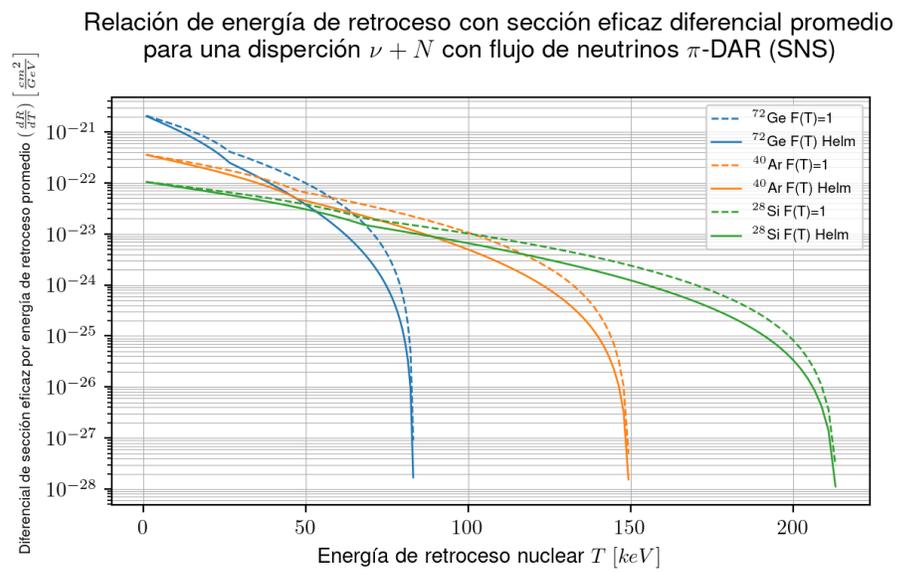


Figura 2.9. Diferencial de tasa de eventos por energía de retroceso para $F(Q) = 1$ y $F(Q)$ de Helm con flujo de neutrinos SNS.

3. Problema de neutrinos estériles

En este capítulo se describirá la hipótesis de neutrinos estériles dentro del contexto de oscilaciones de neutrinos a corta distancia. Esta hipótesis será estudiada en el contexto de $CE\nu NS$ en el siguiente capítulo.

3.1. Introducción

En la actualidad, el panorama de tres sabores de neutrinos que interactúan a través de la fuerza débil está bien establecido tanto teóricamente como en la medición de varios parámetros relacionados con sus oscilaciones [41]. Algo que relaciona el trabajo del descubrimiento experimental que comienza con experimentos con neutrinos solares ($\nu_e \rightleftharpoons \nu_\mu$)[42][43], seguido de mediciones de neutrinos atmosféricos en Super-Kamiokande ($\nu_\mu \rightleftharpoons \nu_\tau$)[44] y de oscilación de neutrinos de reactores ($\nu_e \rightleftharpoons \nu_\tau$)[45] es el hecho de que son experimentos de tipo ‘Long BaseLine’ (LBS), donde el parámetro L/E de (1.53) tiende a ser alto, dado que son experimentos con distancias dadas en [\sim km] y energías de neutrino en [\sim MeV]. Esto ha permitido la posibilidad, incluso con la gran cantidad de trabajo que se ha hecho para establecer el panorama de tres autoestados de masa en el Modelo Estándar, de que existan fenómenos todavía no explicables por este panorama en experimentos de ‘Short BaseLine’(SBL) a distancias L [\sim 100 m]. Tal es el caso de la anomalía de $\bar{\nu}_e$ en LSND[46], en congruencia con resultados en MiniBooNE [47] y en experimentos de Galio en GALLEX y SAGE[47], ya que las oscilaciones a estas escalas de L/E no son predichas en el panorama original. Esto, entre otros aspectos, ha sido motivación para considerar la existencia de neutrinos que no interactúan a través de las fuerzas del Modelo Estándar pero que todavía influyen en la medición de partículas conocidas hasta hoy en día.

3.2. Motivación de extensión del Modelo Estándar

Al Modelo de Glashow-Weinberg-Salam (GWS) para interacciones electro-débiles (descrita brevemente en la Sección 1.2.3) se le pueden añadir términos de campos con quiralidad derecha e hiper-carga $Y = 0$. Este tipo de modificación está dado por términos de masa con la siguiente forma:

$$\mathcal{L}_{masa} = \frac{1}{2} \nu_L^{(F)T} \mathcal{C}^\dagger M \nu_L^{(F)}, \quad (3.1)$$

donde M es una matriz análoga a la PMNS en un esquema de 4 sabores, \mathcal{C} es el operador de conjugación de carga (que por definición cumple las siguientes identidades: $\psi^c = \eta \mathcal{C} \gamma_0 \psi^*$, $\mathcal{C} \gamma_\mu \mathcal{C}^{-1} = -\gamma_\mu^T$ y $\mathcal{C}^T = -\mathcal{C}$) y $\nu_L^{(F)}$ es un arreglo de campos (donde (F) denota que estamos en la base de sabores) con la siguiente forma:

$$\nu_L^{(F)} = \begin{pmatrix} \nu_L^{(a)} \\ \nu_L^{(s)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \\ \nu_{\tau L} \\ \nu_{sR}^c \end{pmatrix}, \quad (3.2)$$

donde (a) denota los sabores “activos” y (s) los sabores “esteriles” sin romper la simetría local $SU(2)_L \times U(1)_Y$ característica de este modelo[48]. Ya que el Modelo GWS es la base de las interacciones electro-débiles en el Modelo Estándar, esto significa que una extensión de este tipo no rompe las simetrías actualmente aceptadas en este modelo y por ende la física descrita hasta ahora con este modelo es recuperable.

3.3. Oscilación a estados estériles

La razón por la que una extensión de estas es deseable dentro del contexto de experimentos de oscilaciones es que se pueden mantener magnitudes de diferencias de masa de neutrinos conocidas $\Delta m_{12}^2 \simeq 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\Delta m_{23}^2 \simeq \Delta m_{13}^2 \simeq 10^{-3} \text{ eV}^2$ y se añaden nuevos términos para posibles oscilaciones que pueden explicar experimentos de oscilación de neutrino tipo SBL[48].

$$\Delta m_{i4}^2 \simeq \Delta m_{(\text{SBL})}^2 \sim [1 \text{ eV}^2] \quad (3.3)$$

Esto significa que se puede considerar la posibilidad de modos de oscilaciones de un sabor activo cualquiera a un sabor estéril, donde por la diferencia de magnitudes de

(L/E) , se puede ignorar aportes de oscilaciones de sabores activos y tratar con una aproximación donde las oscilaciones en escala (SBL) están dadas por[49]:

$$P_{\alpha,\beta}^{(\text{SBL})} \simeq \left| \delta_{\alpha\beta} - \sin^2(2\theta_{\alpha\beta}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{E_\nu} \right) \right|, \quad (3.4)$$

donde en unidades convencionales se puede utilizar la siguiente expresión:

$$P_{\alpha,\beta}^{(\text{SBL})} = \left| \delta_{\alpha\beta} - \sin^2(2\theta_{\alpha\beta}) \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{14}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} \right) \right|. \quad (3.5)$$

4. Neutrinos estériles y CEνNS

El siguiente capítulo describe los resultados principales de esta tesis. Se demostrará la sensibilidad de diferentes diseños experimentales de parámetros de oscilación de un sabor activo a un sabor estéril dependiendo de la fuente de neutrinos y sus espectros de energía respectivos a través de la siguiente metodología:

1. Dado un diseño experimental se calcula un valor ‘teórico’ de cuentas, $N_{\text{no oscil}}$ de CEνNS medidos.
2. Dado este mismo diseño experimental se calcula un nuevo valor ‘experimental’ $N_{\text{oscil}}(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{\alpha\alpha}))$ donde se permite la presencia de oscilaciones a sabores estériles y se varían los parámetros de oscilación Δm_{14}^2 y $\sin^2(2\theta_{\alpha\alpha})$.
3. Estos dos datos son utilizados para calcular diferentes valores de $\chi^2(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{\alpha\alpha}))$ y al variar los valores de Δm_{14}^2 y $\sin^2(2\theta_{\alpha\alpha})$ estos ilustran la diferencia estadística y por ende la sensibilidad de estos diseños a diferentes parámetros de oscilación.

4.1. Introducción

La modificación principal a un cálculo de número de eventos que incluye la influencia de oscilaciones a sabores estériles es la aparición de un nuevo término, $P_{\alpha\alpha}(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{\alpha\alpha}), E_\nu, L)$, donde la nueva integral, dependiente de los parámetros de oscilación Δm_{14}^2 y $\sin^2(2\theta_{\alpha\alpha})$, es una modificación de (2.11) que tiene la forma:

$$N_{\text{oscil}}(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{\alpha\alpha})) = t\phi_0 \frac{M_{\text{Detector}}}{M} \int_{T_{\text{umbral}}}^{T_{\text{max}}} dT \int_{E_{\nu, \text{min}}}^{E_{\nu, \text{max}}} dE_\nu \frac{dN_\nu}{dE}(E_\nu) \frac{d\sigma}{dT}(E_\nu, T) P_{\alpha\alpha}(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{\alpha\alpha}), E_\nu, L), \quad (4.1)$$

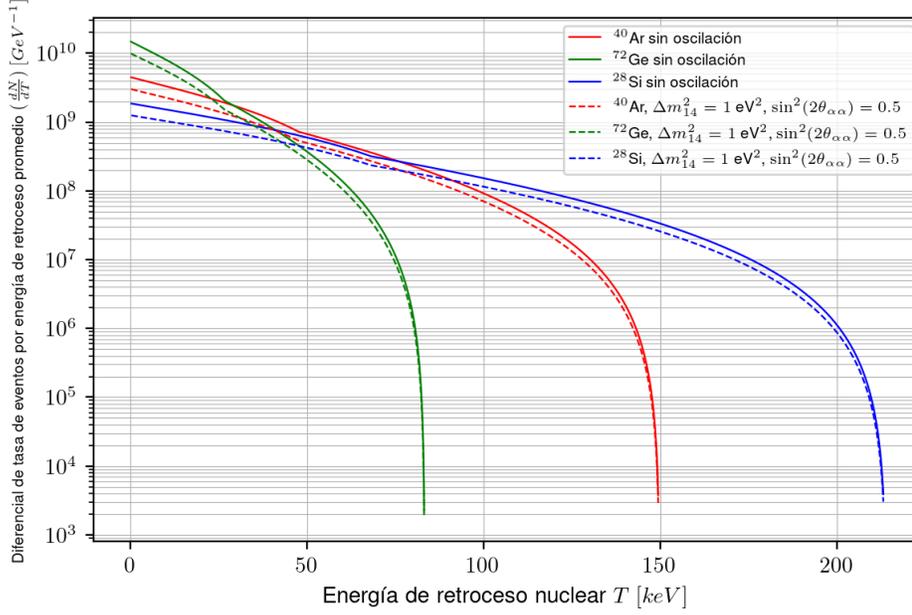


Figura 4.1. Influencia de oscilación en $\frac{dR}{dT}(T)$

donde el término $P_{\alpha\alpha}$ está dado por :

$$P_{\alpha\alpha}^{(SBL)} = 1 - \sin^2(2\theta_{\alpha\alpha}) \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m_{14}^2[\text{eV}^2]L[\text{km}]}{E_\nu[\text{GeV}]}\right). \quad (4.2)$$

Esta nueva formulación describe la probabilidad de que un neutrino de sabor ν_α mantenga su sabor después de propagarse en una distancia L que recorre desde la fuente hasta el detector y se dispersa. Esta modificación también se le puede hacer a la expresión de la tasa de eventos por energía de retroceso, dado por una modificación de (2.12):

$$\frac{dR}{dT}(T) = tN_{\text{blancos}} \int_{E_{\nu,\min}(T)}^{E_{\nu,\max}} dE \frac{dN_\nu}{dE}(E) \frac{d\sigma}{dT}(E, T) P_{\alpha\alpha}(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{\alpha\alpha}), E_\nu, L). \quad (4.3)$$

La diferencia entre (2.12) y (4.3) para valores dados de Δm_{14}^2 y $\sin^2(2\theta_{\alpha\alpha})$ se ve ilustrado en la Figura 4.1.

4.2. Diseño experimental

Cabe mencionar que los parámetros que van cambiando por diseño experimental dado son t , ϕ_0 , M_{det} y L . Los primeros tres influyen como cantidades linealmente proporcionales al número de eventos esperado y pueden ser cambiados para dar una

cantidad específica de eventos dado que se especifique una distancia fuente-detector. L . Esta cantidad tiene una relación más complicada a $N_{\text{oscil}}(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{\alpha\alpha}))$. Es inspirado en esto que en la siguiente sección se normalizará la fórmula de cálculo de detección de $\text{CE}\nu\text{NS}$ sin influencia de oscilaciones, dada por (2.11). Al encontrar valores de t , ϕ_0 , M_{det} y L deseables para un resultado específico de eventos, se le hará la modificación especificada necesaria para incluir la influencia de oscilaciones (dado por 4.1) para luego estudiar una función que describa que tan estadísticamente diferentes son los resultados de un experimento dado con y sin influencia de oscilaciones con diferentes parámetros de Δm_{14}^2 y $\sin^2(2\theta_{\alpha\alpha})$.

4.3. Sensibilidad con parámetros de oscilación Δm_{14}^2 y $\sin^2(2\theta_{\alpha\alpha})$

Dado un diseño experimental requerido se detectan $N_{\text{no oscil}}$ de $\text{CE}\nu\text{NS}$ en ausencia de oscilaciones dado por (2.11) en un detector a L metros de distancia de una fuente con flujo de neutrinos π -DAR o de reactor. A este mismo diseño experimental se le otorga la posibilidad de la existencia de influencia de oscilaciones y con las mismas especificaciones se calcula un nuevo numero de eventos $N(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{\alpha\alpha}))$ calculados con la ayuda de (4.1) y se estudia qué tan estadísticamente significativa es la diferencia entre estas dos hipótesis con una función de χ^2 simplificada dada por:

$$\chi^2(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{\alpha\alpha})) = \frac{|N_{\text{no oscil}} - N(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{\alpha\alpha}))|^2}{\sigma^2}, \quad (4.4)$$

donde σ^2 es una expresión de combinación de error estadístico y sistemático dado por $\sigma^2 = \sigma_{\text{stat}}^2 + \sigma_{\text{sys}}^2 = N_{\text{no oscil}} + (10\%)^2 N(\Delta m_{14}^2, \sin^2(2\theta_{\alpha\alpha}))$. Este error es una simplificación que considera un error sistemático $\sim 10\%$, algo usualmente visto en experimentos reales de $\text{CE}\nu\text{NS}$. El propósito de este cálculo es ilustrar para diferentes valores posibles que tan sensible podrían ser estos experimentos a diferentes magnitudes de los parámetros de oscilación mencionados. Esto es ilustrado con más claridad usando la correspondencia a un valor de χ^2 con $k = 2$ y valores de confianza dados por $1\sigma = 68.3\%$, $2\sigma = 95.45\%$ y $3\sigma = 99.73\%$.

4.3.1. Sensibilidad con flujo de reactor

En este caso consideramos cómo dado un diseño experimental con la misma cantidad de tiempo ($t = 1$ mes), distancia fuente-detector, $L = 3$ m, número de blan-

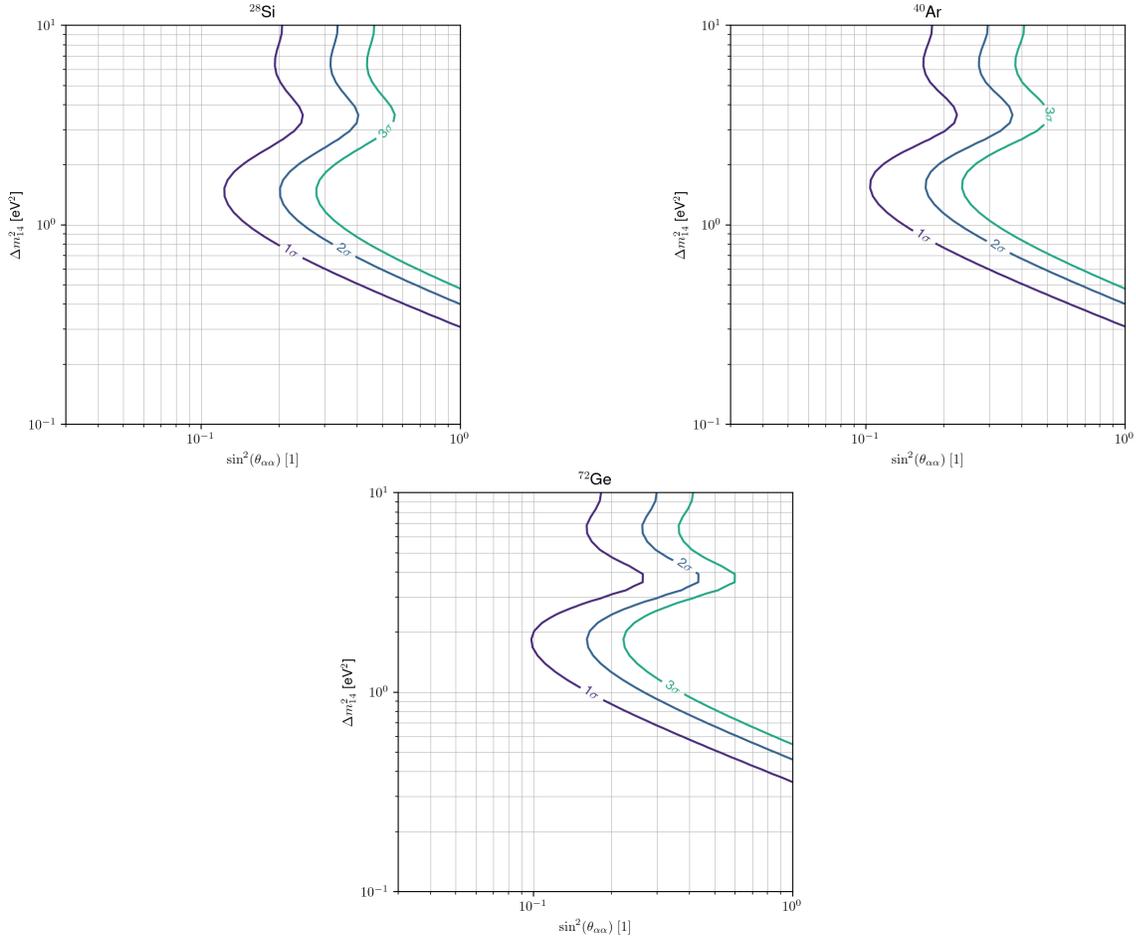


Figura 4.2. Diferencia estadística entre experimentos con y sin oscilaciones a cuarto sabor estéril para diferentes valores de Δm_{14}^2 y $\sin^2(2\theta_{ee})$ con diferentes blancos asumiendo flujo de neutrinos de reactor para mediciones con $t = 1$ mes y $L = 3$ m asumiendo flujo de anti-neutrinos $\bar{\nu}_e$ de reactor.

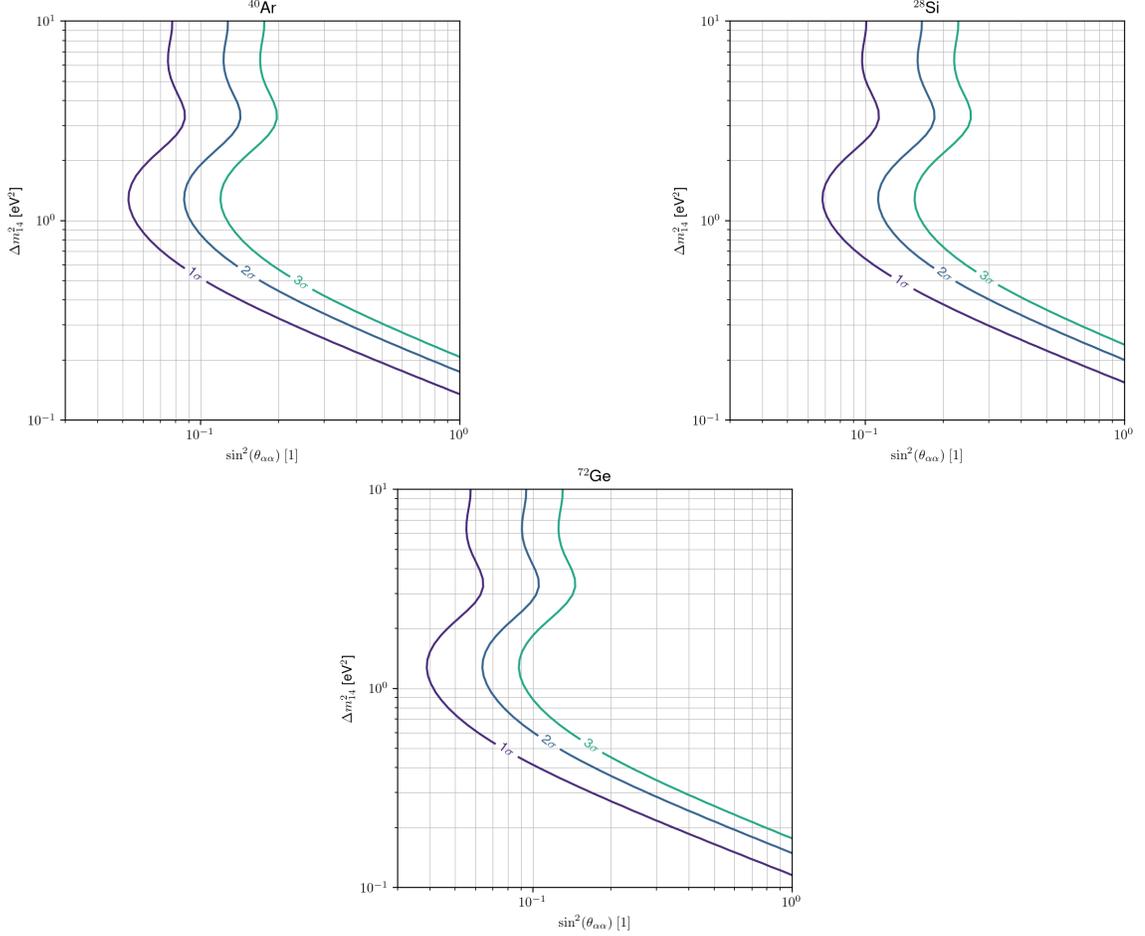


Figura 4.3. Diferencia estadística entre experimentos con y sin oscilaciones a cuarto sabor estéril para diferentes valores de Δm_{14}^2 y $\sin^2(2\theta_{ee})$ para mediciones con $t = 1$ año y $L = 3$ m asumiendo flujo de anti-neutrinos $\bar{\nu}_e$ de reactor.

$\cos(M_{\text{det}}N_a/M_{\text{molar}} [\sim 10^{23}])$ y flujo de neutrinos total ($\phi_0 [\sim 10^3\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$). En la Figura 4.2 se presenta el resultado del análisis χ^2 de diferentes detectores en función de Δm_{14}^2 y $\sin^2(2\theta_{\alpha\alpha})$. Cabe notar que la forma de las líneas de contorno no cambian y la única alteración de detector a detector es como núcleos más pesados tienden a ser menos sensibles a ciertos valores de los parámetros de oscilación estudiados. Esto se debe a que dado una normalización de misma cantidad de parámetros de diseño experimental, núcleos más ligeros tienden a obtener una mayor cantidad de eventos. Este comportamiento también se puede demostrar al aumentar en número de eventos al alterar tiempo de experimento de un $t = 1$ mes a $t = 1$ año, ilustrado en la Figura 4.3.

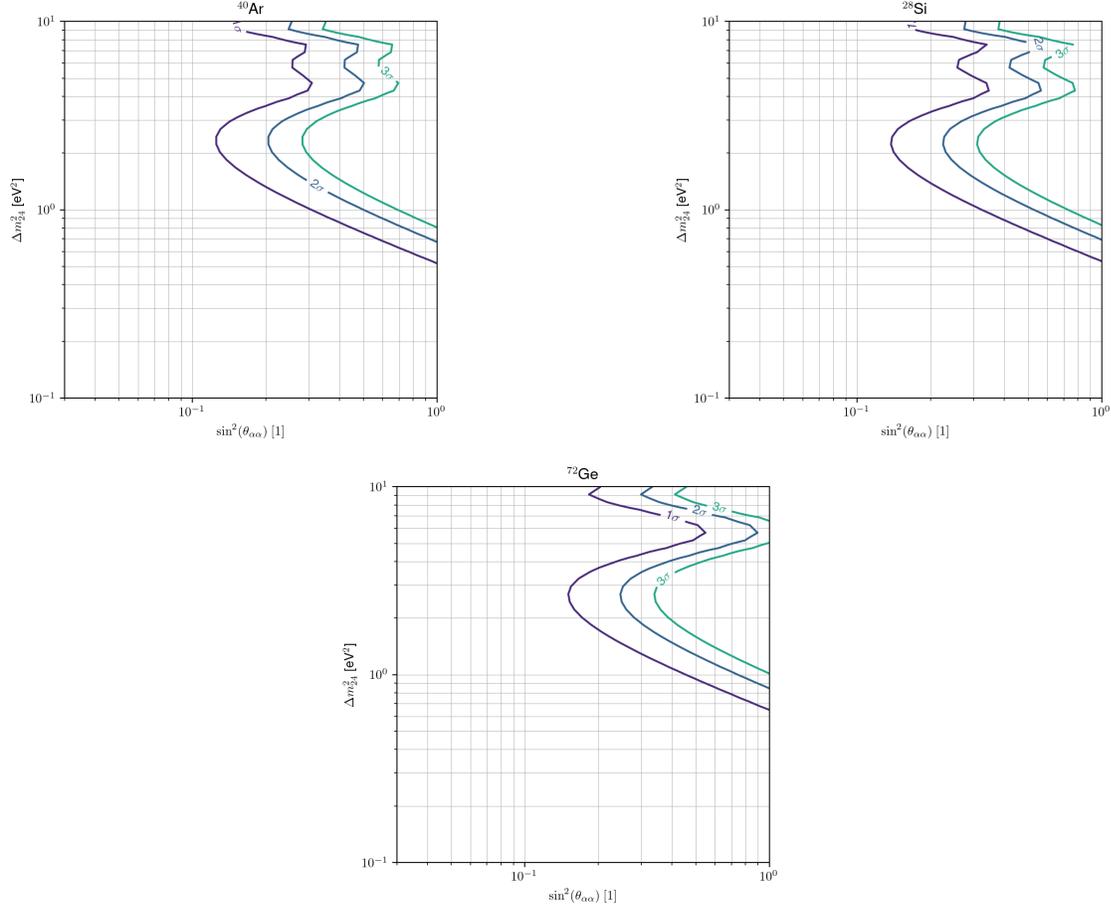


Figura 4.4. Diferencia estadística entre experimentos con y sin oscilaciones a cuarto sabor estéril para diferentes valores de Δm_{24}^2 y $\sin^2(2\theta_{\mu\mu})$ para mediciones con $t = 1$ mes y $L = 19$ m asumiendo flujo de neutrinos ν_μ y $\bar{\nu}_\mu$ de π -DAR.

4.3.2. Sensibilidad con flujo π -DAR

En el caso de neutrinos SNS cabe mencionar que se debe hacer una consideración por el hecho que se emiten dos sabores de neutrino ($\bar{\nu}_\mu$ y ν_e), cuyas oscilaciones pueden ser definidas por diferentes parámetros de diferencia de masa al cuadrado (Δm_{24}^2 y Δm_{14}^2 respectivamente). Igual que en el caso de neutrinos de reactor se consideran valores de diseño experimental de número de blancos ($M_{\text{det}}N_a/M_{\text{molar}} [\sim 10^{23}]$) y flujo de neutrinos total ($\phi_0 [\sim 10^3\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$) con la diferencia de una distancia fuente-detector de $L = 19$ m.

4.3.2.1. Flujo de neutrinos ν_μ y $\bar{\nu}_\mu$

En la Figura 4.4 se presenta la sensibilidad a diferentes parámetros de oscilación. A diferencia de reactores, la presencia del factor de forma toma una influencia mayor claramente vista en las diferencias entre detectores, especialmente para valores de Δm_{24}^2 entre 10^0 y $10^1 eV^2$. Esto se debe a que las energías de retroceso medibles en experimentos con flujos de π -DAR son mayores y la aproximación de un núcleo puntual toma menor validez. La sensibilidad también cambia en este arreglo considerando una mayor cantidad de tiempo, como en el caso de neutrinos de reactor descritos en la sección anterior, en la Figura 4.5.

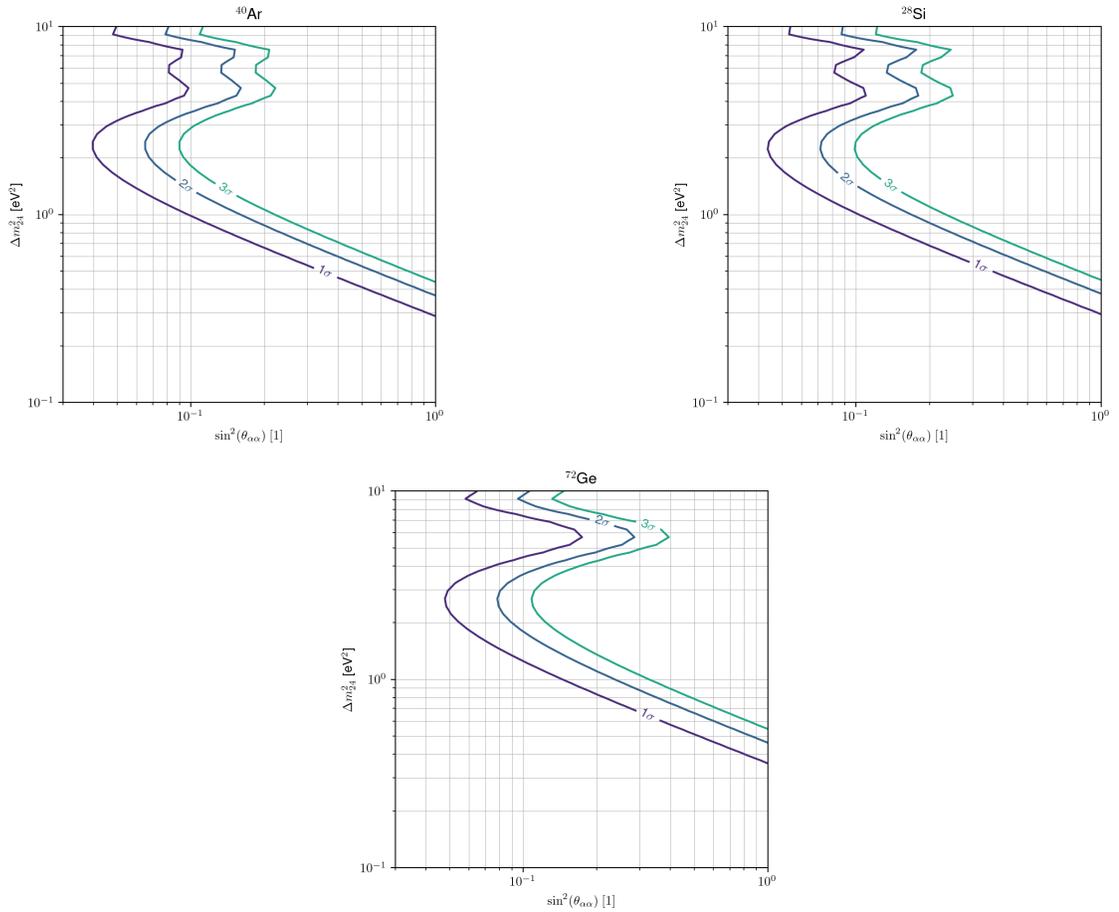


Figura 4.5. Diferencia estadística entre experimentos con y sin oscilaciones a cuarto sabor estéril para diferentes valores de Δm_{24}^2 y $\sin^2(2\theta_{\mu\mu})$ para mediciones con $t = 1$ año y $L = 19$ m asumiendo flujo de neutrinos ν_μ y $\bar{\nu}_\mu$ de π -DAR.

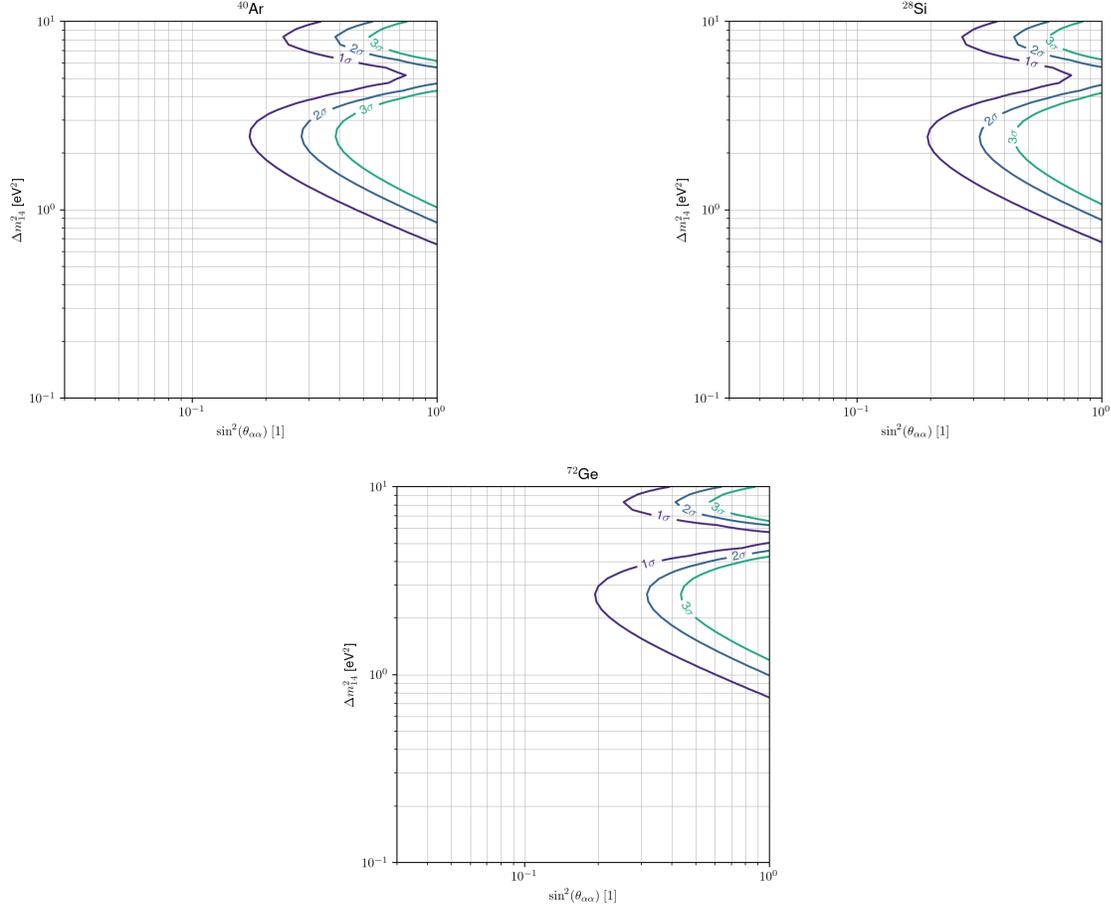


Figura 4.6. Diferencia estadística entre experimentos con y sin oscilaciones a cuarto sabor estéril para diferentes valores de Δm_{14}^2 y $\sin^2(2\theta_{ee})$ para mediciones con $t = 1$ mes y $L = 19$ m asumiendo flujo de neutrinos ν_e de π -DAR.

4.3.2.2. Flujo de neutrinos ν_e

Finalizando, se puede calcular la sensibilidad del flujo de ν_e a diferentes parámetros de oscilación Δm_{14}^2 y $\sin^2(2\theta_{ee})$, los mismos que en el caso de neutrinos de reactor ya que este caso también se describe la oscilación de neutrinos electrónicos a un sabor estéril. En la Figura 4.6 se puede notar una menor cantidad de valores a los que puede llegar a ser sensible un experimento basado en CE ν NS comparado al del caso de reactores por el hecho que la componente inmediata de ν_e tiene menor cantidad de eventos que el resto de casos estudiados en este trabajo.

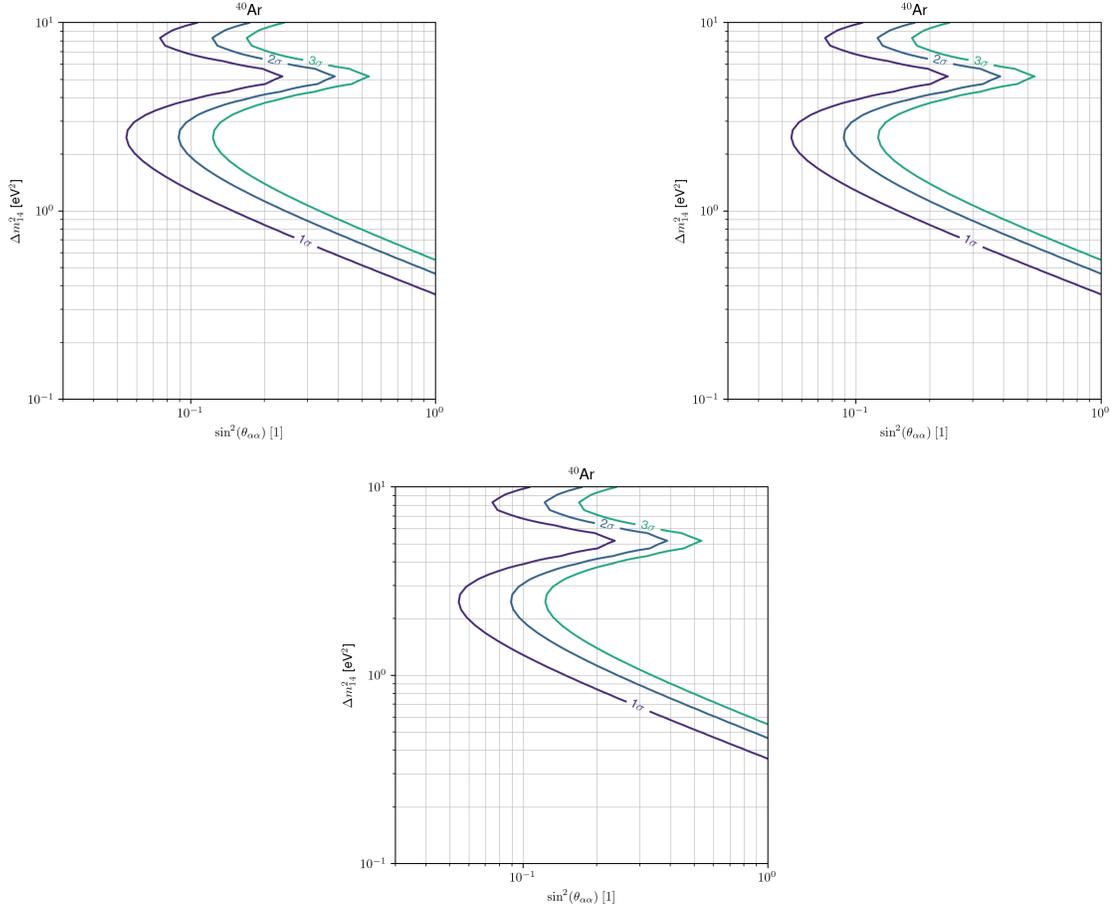


Figura 4.7. Diferencia estadística entre experimentos con y sin oscilaciones a cuarto sabor estéril para diferentes valores de Δm^2_{14} y $\sin^2(2\theta_{ee})$ para mediciones con $t = 1$ año y $L = 19$ m asumiendo flujo de neutrinos ν_e de π -DAR.

CONCLUSIONES

La fenomenología de neutrinos es una fuente de estudio que logra captar aspectos no explicados por el actual Modelo Estándar. Específicamente, la medición de oscilaciones de neutrino de corta distancia demuestra un fenómeno aún no explicable dentro del exitoso panorama de 3 sabores de neutrino para explicar oscilaciones a larga distancia. Esto motiva a la especulación de nuevos modos de oscilación posibles en esquemas de tres sabores 'activos' con la adición de un sabor estéril. a parte de esto se han desarrollado nuevas técnicas experimentales y teóricas que pueden ayudar a la investigación de las propiedades del neutrino como el fenómeno de Dispersión Coherente Neutrino-Núcleo, el cual tiene como ventaja, dentro del contexto de oscilaciones a corta distancia, tres aspectos importantes: mayores secciones eficaces comparadas a otras interacciones de neutrinos, su medición exitosa y su independencia de sabor de neutrino incidente. En este trabajo se presenta cómo la fenomenología de interacciones $CE\nu NS$ difiere estadísticamente al considerar un modelo sin y con oscilaciones a corta distancia a través de la consideración de un nuevo sabor estéril. Esto es descrito en términos de dos diferentes tipos de flujo de neutrinos:

- Flujo de reactor: el cual por su gran cantidad de neutrinos iniciales y precedente histórico se vuelve un candidato importante a considerar a pesar de su dificultad experimental por las cantidades mínimas de energía de retroceso resultantes, algo que ha hecho difícil la medición de $CE\nu NS$ en experimentos que consideran este tipo de flujo. La sensibilidades considerando diferentes núcleos como blancos son ilustradas en las Figuras 4.2 y 4.3.
- Flujo π -DAR: otra opción de flujo a considerar por el hecho que se ha medido exitosamente $CE\nu NS$ en experimentos que utilizan este diseño. En este caso los neutrinos al ser más energéticos presentan mayores cantidades de energía de retroceso de núcleo posibles. Para el cálculo de estos es necesario incluir influencias de factor de forma nuclear y por ende las sensibilidades cambian considerablemente un blanco nuclear a otro, algo ilustrado en las Figuras 4.6

y 4.6 para ν_e y en las Figuras 4.4 y 4.5 para ν_μ .

Estos resultados indican que CE ν NS podrían ser herramientas efectivas para la detección de oscilaciones a sabores estériles donde sus parámetros de oscilación rondan en magnitudes de $\Delta m_{i4}^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ y $\sin^2(2\theta_{\alpha\alpha}) \sim 0.5$.

Bibliografía

- [1] E. Fermi. “Versuch einer Theorie der β -Strahlen. I”. En: *Zeitschrift für Physik* 88.3-4 (mar. de 1934), págs. 161-177. DOI: 10.1007/bf01351864. URL: <https://doi.org/10.1007/bf01351864>.
- [2] Fred L. Wilson. “Fermi’s Theory of Beta Decay”. En: *American Journal of Physics* 36.12 (dic. de 1968), págs. 1150-1160. DOI: 10.1119/1.1974382. URL: <https://doi.org/10.1119/1.1974382>.
- [3] C. S. Wu et al. “Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay”. En: *Phys. Rev.* 105 (4 feb. de 1957), págs. 1413-1415. DOI: 10.1103/PhysRev.105.1413. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.105.1413>.
- [4] F. Gianotti y T. S. Virdee. “The discovery and measurements of a Higgs boson”. En: *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 373.2032 (ene. de 2015), pág. 20140384. DOI: 10.1098/rsta.2014.0384. URL: <https://doi.org/10.1098/rsta.2014.0384>.
- [5] D. Akimov et al. “Observation of coherent elastic neutrino-nucleus scattering”. En: *Science* 357.6356 (sep. de 2017), págs. 1123-1126. DOI: 10.1126/science.aao0990. URL: <https://doi.org/10.1126/science.aao0990>.
- [6] Carsten Jensen. *Controversy and consensus: Nuclear beta decay 1911-1934*. en. Ed. por Finn Aaserud et al. 2000.^a ed. Science Networks. Historical Studies. Basel, Switzerland: Birkhauser Verlag AG, dic. de 1999.
- [7] Peter W. Higgs. “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons”. En: *Phys. Rev. Lett.* 13 (16 oct. de 1964), págs. 508-509. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.508. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508>.
- [8] G. Aad y et. al. “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”. En: *Physics Letters B* 716.1 (sep. de 2012), págs. 1-29. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020. URL: <https://doi.org/10.1016%2Fj.physletb.2012.08.020>.

- [9] Paul Adrien Maurice Dirac y Niels Henrik David Bohr. “The quantum theory of the emission and absorption of radiation”. En: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 114.767 (1927), págs. 243-265. DOI: 10.1098/rspa.1927.0039. eprint: <https://royalsocietypublishing.org/doi/pdf/10.1098/rspa.1927.0039>. URL: <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rspa.1927.0039>.
- [10] T. D. Lee y C. N. Yang. “Question of Parity Conservation in Weak Interactions”. En: *Phys. Rev.* 104 (1 oct. de 1956), págs. 254-258. DOI: 10.1103/PhysRev.104.254. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.104.254>.
- [11] F.J. Hasert et al. “Search for elastic muon-neutrino electron scattering”. En: *Physics Letters B* 46.1 (1973), págs. 121-124. ISSN: 0370-2693. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(73\)90494-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(73)90494-2). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269373904942>.
- [12] F.J. Hasert et al. “Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the gargamelle neutrino experiment”. En: *Physics Letters B* 46.1 (1973), págs. 138-140. ISSN: 0370-2693. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(73\)90499-1](https://doi.org/10.1016/0370-2693(73)90499-1). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269373904991>.
- [13] Sidney A. Bludman. “On the universal Fermi interaction”. En: *Nuovo Cim.* 9 (1958), págs. 433-445. DOI: 10.1007/BF02725099.
- [14] Steven Weinberg. “A Model of Leptons”. En: *Phys. Rev. Lett.* 19 (21 nov. de 1967), págs. 1264-1266. DOI: 10.1103/PhysRevLett.19.1264. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.19.1264>.
- [15] M. Aker et al. “Improved Upper Limit on the Neutrino Mass from a Direct Kinematic Method by KATRIN”. En: *Physical Review Letters* 123.22 (nov. de 2019). DOI: 10.1103/physrevlett.123.221802. URL: <https://doi.org/10.1103/physrevlett.123.221802>.
- [16] Bruce T. Cleveland et al. “Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector”. En: *The Astrophysical Journal* 496.1 (mar. de 1998), págs. 505-526. DOI: 10.1086/305343. URL: <https://doi.org/10.1086/305343>.

- [17] B. Pontecorvo. “Mesonium and Antimesonium”. En: *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics* 6 (ene. de 1958), pág. 429.
- [18] B. Pontecorvo. “Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge”. En: *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics* 26 (mayo de 1968), pág. 984.
- [19] S. Bilenky. *Neutrinos: Majorana or Dirac?* 2020. arXiv: 2008.02110 [hep-ph].
- [20] Carlo Giunti y Chung W. Kim. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. Oxford University Press, mar. de 2007. ISBN: 9780198508717. DOI: 10.1093/acprof:oso/9780198508717.001.0001. URL: <https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780198508717.001.0001>.
- [21] C. Giunti. “No effect of Majorana phases in neutrino oscillations”. En: *Physics Letters B* 686.1 (mar. de 2010), págs. 41-43. DOI: 10.1016/j.physletb.2010.02.020. URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.02.020>.
- [22] Takaaki KAJITA. “Atmospheric neutrinos and discovery of neutrino oscillations”. En: *Proceedings of the Japan Academy, Series B* 86.4 (2010), págs. 303-321. DOI: 10.2183/pjab.86.303.
- [23] J W F Valle. “Neutrino physics overview”. En: *Journal of Physics: Conference Series* 53 (nov. de 2006), págs. 473-505. DOI: 10.1088/1742-6596/53/1/031. URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/53/1/031>.
- [24] Daniel Z. Freedman. “Coherent effects of a weak neutral current”. En: *Phys. Rev. D* 9 (5 mar. de 1974), págs. 1389-1392. DOI: 10.1103/PhysRevD.9.1389. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.9.1389>.
- [25] D. Akimov et al. “Observation of coherent elastic neutrino-nucleus scattering”. En: *Science* 357.6356 (2017), págs. 1123-1126. DOI: 10.1126/science.aao0990. eprint: <https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.aao0990>. URL: <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.aao0990>.
- [26] Kate Scholberg. “Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering”. En: *Journal of Physics: Conference Series* 1468.1 (feb. de 2020), pág. 012126. DOI: 10.1088/1742-6596/1468/1/012126. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/1468/1/012126>.

- [27] D. K. Papoulias y T. S. Kosmas. “Standard and Nonstandard Neutrino-Nucleus Reactions Cross Sections and Event Rates to Neutrino Detection Experiments”. En: *Advances in High Energy Physics* 2015 (2015), págs. 1-17. ISSN: 1687-7365. DOI: 10.1155/2015/763648. URL: <http://dx.doi.org/10.1155/2015/763648>.
- [28] Eite Tiesinga et al. “CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2018”. En: *Rev. Mod. Phys.* 93 (2 jun. de 2021), pág. 025010. DOI: 10.1103/RevModPhys.93.025010. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.93.025010>.
- [29] C. L. Cowan et al. “Detection of the Free Neutrino: a Confirmation”. En: *Science* 124.3212 (1956), págs. 103-104. DOI: 10.1126/science.124.3212.103. eprint: <https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.124.3212.103>. URL: <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.124.3212.103>.
- [30] P. Aliani et al. “Neutrino mass parameters from Kamland, SNO, and other solar evidence”. En: *Physical Review D* 69.1 (ene. de 2004). DOI: 10.1103/physrevd.69.013005. URL: <https://doi.org/10.1103%2Fphysrevd.69.013005>.
- [31] Daya Bay Collaboration. *A Precision Measurement of the Neutrino Mixing Angle θ_{13} using Reactor Antineutrinos at Daya Bay*. 2007. arXiv: hep-ex/0701029 [hep-ex].
- [32] Patrick Huber. “Reactor antineutrino fluxes – Status and challenges”. En: *Nuclear Physics B* 908 (2016). Neutrino Oscillations: Celebrating the Nobel Prize in Physics 2015, págs. 268-278. ISSN: 0550-3213. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2016.04.012>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321316300505>.
- [33] F. von Feilitzsch, A.A. Hahn y K. Schreckenbach. “Experimental beta-spectra from ^{239}Pu and ^{235}U thermal neutron fission products and their correlated antineutrino spectra”. En: *Physics Letters B* 118.1 (1982), págs. 162-166. ISSN: 0370-2693. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(82\)90622-0](https://doi.org/10.1016/0370-2693(82)90622-0). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269382906220>.
- [34] K. Schreckenbach et al. “Determination of the antineutrino spectrum from ^{235}U thermal neutron fission products up to 9.5 MeV”. En: *Physics Letters B* 160.4 (1985), págs. 325-330. ISSN: 0370-2693. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(85\)90622-0](https://doi.org/10.1016/0370-2693(85)90622-0).

- 1016/0370-2693(85)91337-1. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269385913371>.
- [35] Patrick Huber y Thomas Schwetz. “Precision spectroscopy with reactor antineutrinos”. En: *Phys. Rev. D* 70 (5 sep. de 2004), pág. 053011. DOI: 10.1103/PhysRevD.70.053011. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.70.053011>.
- [36] Th. A. Mueller et al. “Improved predictions of reactor antineutrino spectra”. En: *Phys. Rev. C* 83 (5 mayo de 2011), pág. 054615. DOI: 10.1103/PhysRevC.83.054615. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.83.054615>.
- [37] H. T. Wong et al. “Search of neutrino magnetic moments with a high-purity germanium detector at the Kuo-Sheng nuclear power station”. En: *Phys. Rev. D* 75 (1 ene. de 2007), pág. 012001. DOI: 10.1103/PhysRevD.75.012001. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.75.012001>.
- [38] M. Cadeddu et al. “Average CsI Neutron Density Distribution from COHERENT Data”. En: *Phys. Rev. Lett.* 120 (7 feb. de 2018), pág. 072501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.072501. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.072501>.
- [39] Richard H. Helm. “Inelastic and Elastic Scattering of 187-Mev Electrons from Selected Even-Even Nuclei”. En: *Phys. Rev.* 104 (5 dic. de 1956), págs. 1466-1475. DOI: 10.1103/PhysRev.104.1466. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.104.1466>.
- [40] G. Fricke et al. “Nuclear Ground State Charge Radii from Electromagnetic Interactions”. En: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 60.2 (1995), págs. 177-285. ISSN: 0092-640X. DOI: <https://doi.org/10.1006/adnd.1995.1007>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X85710078>.
- [41] F. Capozzi et al. “Current unknowns in the three-neutrino framework”. En: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 102 (sep. de 2018), págs. 48-72. ISSN: 0146-6410. DOI: 10.1016/j.pnpnp.2018.05.005. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.pnpnp.2018.05.005>.

- [42] Arthur B. McDonald. “Nobel Lecture: The Sudbury Neutrino Observatory: Observation of flavor change for solar neutrinos”. En: *Rev. Mod. Phys.* 88 (3 jul. de 2016), pág. 030502. DOI: 10.1103/RevModPhys.88.030502. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.88.030502>.
- [43] Q. R. Ahmad et al. “Measurement of the Rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ Interactions Produced by 8B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory”. En: *Phys. Rev. Lett.* 87 (7 jul. de 2001), pág. 071301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.071301. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.071301>.
- [44] Y. Fukuda et al. “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos”. En: *Physical Review Letters* 81.8 (ago. de 1998), págs. 1562-1567. ISSN: 1079-7114. DOI: 10.1103/physrevlett.81.1562. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1562>.
- [45] J. K. Ahn et al. “Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment”. En: *Physical Review Letters* 108.19 (mayo de 2012). ISSN: 1079-7114. DOI: 10.1103/physrevlett.108.191802. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.191802>.
- [46] A. Aguilar et al. “Evidence for neutrino oscillations from the observation of $\bar{\nu}_e$ appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ beam”. En: *Phys. Rev. D* 64 (11 nov. de 2001), pág. 112007. DOI: 10.1103/PhysRevD.64.112007. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.64.112007>.
- [47] Carlo Giunti y Marco Laveder. “Statistical significance of the gallium anomaly”. En: *Phys. Rev. C* 83 (6 jun. de 2011), pág. 065504. DOI: 10.1103/PhysRevC.83.065504. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.83.065504>.
- [48] S Gariazzo et al. “Light sterile neutrinos”. En: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 43.3 (mar. de 2015), pág. 033001. ISSN: 1361-6471. DOI: 10.1088/0954-3899/43/3/033001. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/43/3/033001>.
- [49] S. M. Bilenky, C. Giunti y W. Grimus. “Neutrino mass spectrum from the results of neutrino oscillation experiments”. En: *The European Physical Journal C* 1.1-2 (mar. de 1998), págs. 247-253. ISSN: 1434-6052. DOI: 10.1007/bf01245814. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF01245814>.

A. Apendice

A.1. Energía mínima de una colisión elástica dada una energía de retroceso nuclear T

La cinemática de un CE ν NS consiste de un neutrino con energía E_ν que le transfiere una cantidad de 4-momento Q y energía de retroceso $T = E_N - M$ con un ángulo θ entre los resultantes momentos a un núcleo como lo ilustra la Figura A.1. Donde si se considera una expresión de Q^2 dada por:

$$\begin{aligned} Q^2 &= (\vec{p}_0 - \vec{p}^*)^2 - (E_\nu - E_\nu^*)^2 \\ &= |\vec{p}_0|^2 + |\vec{p}^*|^2 - 2\vec{p}_0 \cdot \vec{p}^* - E_0^2 - E_0^{*2} + 2E_0E_0^* \end{aligned}$$

que al utilizar la aproximación U.R. $|p| \approx E_\nu$, $|p^*| \approx E_\nu^*$ y $E_\nu \approx E_\nu^*$

$$Q^2 = 2E_\nu^2(1 - \cos\theta). \quad (\text{A.1})$$

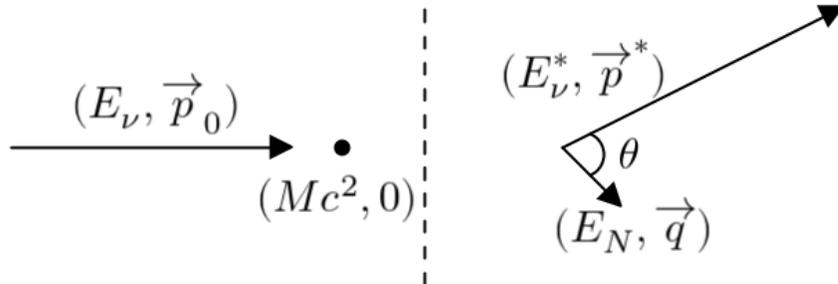


Figura A.1. Dispersión neutrino-núcleo en sistema de referencia de laboratorio

Por otro lado Q^2 puede ser dado en términos de la masa y momento final del núcleo tal que:

$$\begin{aligned} Q^2 &= |\vec{q}|^2 - (E_N - M)^2 \\ &= |\vec{q}|^2 - E_N^2 - M^2 + 2E_N M, \end{aligned}$$

donde al utilizar la relación $-M^2 = |\vec{q}|^2 - E_n^2$,

$$\begin{aligned} Q^2 &= -2M^2 + 2E_N M, \\ &= 2M(E_n - M), \end{aligned}$$

$$Q^2 = 2MT. \tag{A.2}$$

Al unir (A.1) y (A.2) se puede notar que dada una energía de retroceso detectada existen varios valores de θ y E_ν de los cuales puede resultar.

$$MT = E_\nu^2(1 - \cos \theta). \tag{A.3}$$

Si se define a $E_{\nu,\min}$ como la cantidad mínima de energía de neutrino incidente posible dado una energía de retroceso T detectada esta esta dada por

$$E_{\nu,\min} = \sqrt{\frac{MT}{2}} \quad (T \ll M). \tag{A.4}$$