

2021-12

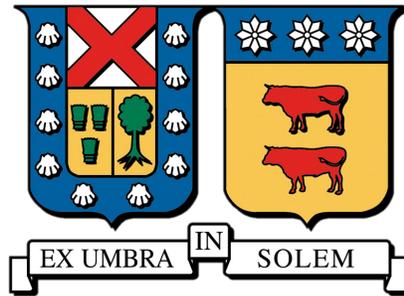
SENSIBILIDAD DE EXPERIMENTOS DE DETECCIÓN DIRECTA AL MOMENTO MAGNÉTICO DEL NEUTRINO

BRANADA BALBONTÍN, ROCÍO GÉNESIS DE LOS ÁNGELES

<https://hdl.handle.net/11673/53030>

Repositorio Digital USM, UNIVERSIDAD TECNICA FEDERICO SANTA MARIA

Hoja de calificaciones.
Sólo para versión impresa.



UNIVERSIDAD TÉCNICA FEDERICO SANTA MARÍA

Departamento de Física

Valparaíso, Chile

**SENSIBILIDAD DE EXPERIMENTOS DE DETECCIÓN
DIRECTA AL MOMENTO MAGNÉTICO DEL NEUTRINO**

Tesis para optar al grado de Magíster
en ciencias mención física

ROCÍO GÉNESIS DE LOS ÁNGELES BRANADA BALBONTÍN

Profesor Guía: Dr. Diego Aristizábal Sierra

Diciembre

2021



Agradecimientos

Este trabajo de tesis fue posible gracias a las valiosas personas que estuvieron a mi lado.

Quiero manifestar mi sincero agradecimiento primeramente a mi profesor guía Dr. Diego Aristizábal Sierra que ha puesto todo de su parte, conocimientos, empuje y motivación para que juntos pudiéramos sacar este trabajo de investigación adelante. Mas allá de todo el conocimiento transmitido me llevo muchas otras enseñanzas y herramientas sobre la vida, cómo afrontar obstáculos y como siempre apuntar a la excelencia. Con su ejemplo, me inspira siempre a ser mejor. Creo que me quedo corta en mencionar todo lo aprendido en este camino pero lo puedo resumir en que es el mejor profesor guía que alguien pudiera tener.

También quisiera agradecer a mi Familia que sin importar el cómo han estado siempre para mi, en las buenas y en las no tanto. Alivianándome la carga en los momentos de mas estrés y siempre dispuestos a compartir un café a media tarde que es cuando me suelo tomar mis recesos. Por su cariño, por su apoyo, por su infinita paciencia, por entender mis horarios y aplacar mis ansiedades, por soportar mis locuras, Familia, muchas gracias.

Finalmente, quisiera agradecer a todos aquellos que de una u otra forma estuvieron conmigo y cuando necesite de su ayuda, me tendieron una mano sin peros. Amigas, amigos, compañeros del postgrado, todos uds son importantes para mi y me inspiran siempre a seguir avanzando. El camino de la ciencia es de mutua coolaboración y con ustedes eso es tangible.

Quisiera recalcar que el camino de la ciencia es un camino difícil, de constantes retos y desafíos, de no bajar la guardia y muchas veces se torna cuesta arriba. Pese a todo eso indudablemente vale la pena caminarlo, sortear los obstáculos y llegar a destino pero siempre disfrutando del proceso. Es un trayecto de continuo aprendizaje y enriquecimiento que sin la compañía idónea no sería lo mismo. Gracias a todos uds por haber sido parte del proceso, de una de las tantas metas por alcanzar. Espero retribuirles del mismo modo. GRACIAS.



Índice general

Índice general	IV
Índice de figuras	VI
Índice de tablas	VII
Resumen	VIII
Abstract	IX
1 Conceptos Previos	3
1.1. Modelo Estándar	3
1.1.1. Sector electrodébil	5
1.1.1.1. Interacción electrodébil	8
1.1.1.2. El mecanismo de Higgs	15
1.1.1.3. Masa de fermiones	19
1.1.1.4. Bosones de gauge	24
1.2. Física de Neutrinos	25
1.2.1. Oscilaciones de neutrinos	25
1.2.1.1. Oscilaciones de neutrinos en el vacío	27
1.2.1.2. Oscilaciones de neutrinos en materia	30
1.2.2. Neutrinos solares	33
1.2.2.1. Modelo Estándar Solar	34
2 Cinemática e interacciones de neutrinos	39
2.1. Interacciones de neutrinos	40
2.1.1. Interacción neutrino-electrón	40
2.1.1.1. Dispersión elástica de neutrino-electrón	41
2.1.2. Interacción neutrino-núcleo: CE ν NS	46
2.2. Propiedades electromagnéticas de los neutrinos	47
3 Resultados	52
3.1. Detectores de detección directa	52
3.2. Espectro de retroceso	54

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	v
3.3. Análisis de las señales del <i>experimento de juguete</i>	56
3.4. Análisis estadístico χ^2	59
A A1	68
Bibliografía	69



Índice de figuras

1.1.	Trilineales de corriente cargada	9
1.2.	Trilineales de corriente neutra	12
1.3.	Trilineal de interacción electromagnética	12
1.4.	Trilineales de corriente cargada para quarks	13
1.5.	Trilineales de corriente neutra para quarks	14
1.6.	Trilineales de interacción electromagnética para quarks	15
1.7.	Potencial de Higgs.	16
1.8.	Trilineal y cuadrilineal del campo de Higgs	18
1.9.	Trilineales y cuadrilineales del Higgs con los bosones W y Z	19
1.10.	Trilineal leptón cargado-Higgs	21
1.11.	Espectro de energía de los flujos de neutrinos solares	35
1.12.	Cadena pp y ciclo CNO	37
1.13.	Distribución del flujo de la cadena pp	38
1.14.	Distribución del flujo del ciclo CNO	38
2.1.	Cinemática de dos cuerpos	39
2.2.	Dispersión elástica neutrino-electrón	41
2.3.	Dispersión elástica antineutrino-electrón	42
2.4.	Dispersión elástica neutrino (antineutrino) muón y tau-electrón	42
2.5.	Dispersión elástica neutrino-electrón: <i>lab-frame</i>	45
2.6.	Vértice efectivo en interacciones electromagnéticas de los neutrinos	48
2.7.	Límites del momento magnético del neutrino	51
3.1.	Señales $CE\nu NS$ con umbral de 0.3 keV	57
3.2.	Señales $CE\nu NS$ con umbral de 1 keV	58
3.3.	Señal neutrino-electrón con umbral de 0.3 keV	59
3.4.	Sensibilidades de $CE\nu NS$ en detectores de LXe con umbral de 0.3 keV	62
3.5.	Sensibilidades de $CE\nu NS$ en detectores de LXe con umbral de 1 keV	63
3.6.	Sensibilidades de retroceso electrónico en detectores de LXe con umbral de 0.3 keV	64
3.7.	Sensibilidades de retroceso electrónico en detector de 200 toneladas	65



Índice de tablas

1.1. Multipletes de campos del Modelo Estándar	4
1.2. Valores de los coeficientes g_L, g_R, g_V, g_A para los campos fermiónicos . . .	12
1.3. Parámetros solares	34
1.4. Flujos de neutrinos solares del modelo BS05(OP)	36
2.1. Sección transversal para la dispersión elástica neutrino-electrón	44
3.1. Límite cinemático de las energías de retroceso	55



Resumen

Con grandes volúmenes activos, los experimentos de detección directa de materia oscura son sensibles a los flujos de neutrinos solares. Las señales de retroceso nuclear son inducidas por los neutrinos del ^8B , mientras que los retrocesos electrónicos son generados principalmente por el flujo de neutrinos de la cadena pp . Las mediciones de ambos procesos ofrecen la oportunidad de probar las propiedades de los neutrinos bajo condiciones de umbrales y con ruido de fondo bastante bajos. En este trabajo estudiamos la sensibilidad de estos experimentos a los momentos dipolares magnéticos de los neutrinos asumiendo volúmenes activos de 1, 10 y 40 toneladas (representativos de XENON1T, XENONnT y DARWIN), umbrales de 0.3 keV y 1 keV. Demostramos que solo con mediciones de retroceso nuclear, un detector de 40 toneladas podría ser tan competitivo como Borexino, TEXONO y GEMMA, con sensibilidades del orden de $8.0 \times 10^{-11} \mu_B$ al 90% CL después de un año de toma de datos. Las mediciones de retroceso de electrones aumentarán las sensibilidades muy por debajo de estos valores, lo que permitirá probar regiones no excluidas por argumentos astrofísicos. Usando datos de retroceso de electrones y dependiendo del rendimiento, el mismo detector podrá explorar valores hasta $4.0 \times 10^{-12} \mu_B$ al 90% CL en un año de toma de datos. Suponiendo que un detector de xenón líquido de 200 toneladas funcione durante 10 años, concluimos que las sensibilidades en este tipo de detectores serían del orden de $10^{-12} \mu_B$. La reducción de las incertidumbres estadísticas puede permitir mejorando las sensibilidades por debajo de estos valores.

Palabras claves: momento magnético del neutrino, retroceso electrónico y nuclear, flujo de neutrinos solares.



Abstract

With large active volume sizes dark matter direct detection experiments are sensitive to solar neutrino fluxes. Nuclear recoil signals are induced by ^8B neutrinos, while electron recoils are mainly generated by the pp flux. Measurements of both processes offer an opportunity to test neutrino properties at low thresholds with fairly low backgrounds. In this work we study the sensitivity of these experiments to neutrino magnetic dipole moments assuming 1, 10 and 40 tonne active volumes (representative of XENON1T, XENONnT and DARWIN), 0.3 keV and 1 keV thresholds. We show that with nuclear recoil measurements alone a 40 tonne detector could be as competitive as Borexino, TEXONO and GEMMA, with sensitivities of order $8.0 \times 10^{-11} \mu_B$ at the 90% CL after one year of data taking. Electron recoil measurements will increase sensitivities way below these values allowing to test regions not excluded by astrophysical arguments. Using electron recoil data and depending on performance, the same detector will be able to explore values down to $4.0 \times 10^{-12} \mu_B$ at the 90% CL in one year of data taking. By assuming a 200-tonne liquid xenon detector operating during 10 years, we conclude that sensitivities in this type of detectors will be of order $10^{-12} \mu_B$. Reducing statistical uncertainties may enable improving sensitivities below these values.

Key words: neutrino magnetic moment, electron recoil, nuclear recoil, solar neutrino fluxes.



Introducción

Los experimentos de detección directa de materia oscura (MO) son sensibles a los neutrinos solares. En sus últimos conjuntos de datos, XENON1T ha informado de señales tanto en la dispersión elástica coherente de neutrinos-núcleo (CE ν NS) como en la dispersión elástica de neutrino-electrones. Es natural esperar que con el aumento de los volúmenes activos y las exposiciones, XENONnT [1], LZ [2] y DARWIN [3] proporcionarán estadísticas más amplias en ambos canales. Por lo tanto, sus resultados permitirán mediciones precisas de las propiedades de los neutrinos que complementen las que proceden de los experimentos dedicados a los neutrinos presentes y futuros. Las oportunidades que ofrecen estos datos incluyen—pero no se limitan a—estudios de nuevas interacciones en el sector de neutrinos a través de vectores ligeros y mediadores escalares, interacciones de neutrinos no estándar y propiedades electromagnéticas de los mismos. También proporcionarán un ambiente para mediciones precisas de los flujos de neutrinos solares, incluidos los del ciclo solar CNO, así como para probar modelos solares y efectos de materia.

Con una discriminación precisa, las mediciones de retrocesos de electrones o nucleares por sí solas pueden determinar la presencia de nueva física. Ese podría ser el caso—por ejemplo—del reciente exceso de electrones informado por la colaboración XENON1T, si es que la nueva física es responsable de tal señal. Idealmente, una explicación física de un exceso de electrones produciría una señal particular en el canal nuclear correspondiente. Sin embargo, la observación de una señal en el retroceso de electrones no implica necesariamente una observación de retrocesos nucleares. La razón principal son los umbrales de energía involucrados. Para umbrales de ~ 0.1 keV, los retrocesos de electrones son generados por flujos de neutrinos solares de la cadena pp , mientras que los retrocesos nucleares son generados por el flujo de neutrinos solares ^8B .

Motivados por el último resultado de XENON1T [4], en este trabajo estudiamos hasta qué punto se pueden probar las propiedades electromagnéticas de los neutrinos en XENON1T, XENONnT y DARWIN utilizando mediciones combinadas de retroceso nuclear y electrónico. Consideramos los momentos dipolares magnéticos de los neutrinos y determinamos el alcance del descubrimiento bajo suposiciones simplificadas de detector y señal. Esto incluye volúmenes activos de una, diez y cua-

renta toneladas, 100% de eficiencia del detector y umbrales de energía de 0.3 keV y 1 keV. El primero motivado por [5], mientras que el último determinado por el rendimiento futuro de los detectores [1–3]. En todos los casos, nuestros *experimentos de juguetes* corresponden a los espectros de retroceso nuclear y de electrones del Modelo Estándar (medidos en eventos/tonelada/año/keV).

Para CE ν NS asumimos dos hipótesis de fondo, 68% y 25% de la tasa de señal. Mientras que para la dispersión elástica $\nu - e$ usamos fondos esperados en XENON1T, XENONnT y DARWIN como se indica en las referencias [4, 6, 7]. No hace falta decir que estas suposiciones—en particular para CE ν NS—son solo representativas de cómo sería el desempeño real de dichos detectores, pero nos permiten visualizar qué tan competitivos serían estos detectores en comparación con los experimentos dedicados exclusivamente a neutrinos.

Este trabajo de investigación se organiza de la siguiente manera: el capítulo 1 presenta los elementos básicos de la física de partículas necesarios para la formulación y obtención de los resultados correspondientes. El capítulo 2 trata sobre el marco de trabajo en el que se desarrolla la investigación; se introducen las interacciones a estudiar: el momento magnético del neutrino, y las interacciones fundamentales de neutrino-electrón y CE ν NS. El capítulo 3 contiene una pequeña reseña de los experimentos de detección directa de materia oscura, el espectro de retroceso y los resultados obtenidos.

Conceptos Previos

1.1. Modelo Estándar

El Modelo Estándar (ME) es una teoría de gauge que describe la interacción electromagnética, fuerte y débil en el marco de la teoría cuántica de campos (TCC) [8–11]. Es un modelo que puede entenderse como un caso particular de las llamadas teorías de Yang-Mills [12]. A diferencia de éstas, incorpora el llamado *mecanismo de Higgs* que permite generar masas para todos los campos de manera invariante de gauge [13] a través de un rompimiento de simetría electrodébil. Estas interacciones están dictadas por el principio de gauge, que determina de manera única el acoplamiento entre los campos de materia y los bosones responsables de la interacción, que a su vez están determinados por el grupo de gauge local

$$G_{SM} = SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y^1. \quad (1.1)$$

La teoría de campo de gauge que describe la interacción fuerte del ME es la componente $SU(3)_C$ del grupo G_{SM} . Este grupo al ser un grupo de Lie del tipo $SU(N)$ posee $N^2 - 1$ generadores, los cuales en el sector de color corresponderían a los 8 bosones vectoriales sin masa de la interacción de color llamados *gluones* G_μ^a , con a el índice de grupo corriendo de 1 a $N_C^2 - 1 = 8$ y $\mu = 0, \dots, 3$ el índice de Lorentz. Los gluones transforman bajo la representación adjunta del grupo de color $SU(3)_C$ con su respectiva constante de acoplamiento g_s (o $\alpha_s^2 = g_s/4\pi$). La componente fermiónica de este grupo presenta tres generaciones o familias de fermiones: los *quarks*, que vienen en 3 estados de *color* $N_C^2 = 9$: rojo, verde y azul los cuales transforman como tripletes del grupo $SU(3)_C$, es decir, los quarks están en la representación fundamental del grupo de color $SU(3)_C$. A su vez, los quarks vienen en 6 sabores: *up* (u), *down* (d), *charm* (c), *strange* (s), *top* (t) y *bottom* (b) los cuales transforman como dobletes del grupo $SU(2)_L$.

Por otra parte, el sector electrodébil $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ —antes del rompimiento espontáneo de la simetría— está estructurado de la siguiente manera: el grupo $SU(2)_L$ que describe la interacción débil, posee tres generadores no rotos, es decir, tres

¹Los subíndices C, L e Y denotan *color*, *quiralidad levógira* e *hipercarga débil*.

²Constante de estructura fina.

bosones vectoriales W_μ^a ($a = 1, 2, 3$) mientras que el grupo abeliano de hipercarga $U(1)_Y$, posee un sólo generador: el bosón vectorial neutral B_μ con sus respectivas constantes de acoplamiento de gauge g y g' . Luego del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil el sector $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ se rompe al grupo de simetría $U(1)_{EM}$ dando origen a los siguientes bosones masivos W_μ^\pm y Z_μ , y al bosón sin masa A_μ , llamado *fotón*. Los bosones cargados W_μ^\pm resultan de la combinación lineal de W^1 y W^2 mientras que el fotón y el bosón neutral Z^0 resultan de la mezcla de W^3 y B .

Ahora bien, con respecto al contenido de materia del grupo electrodébil $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ los fermiones del grupo transforman como dobletes de $SU(2)_L$ si son levógiros y transforman como singletes de $SU(2)_L$ si son dextrógiros. Al igual que los quarks, los leptones del doblete de $SU(2)_L$ se clasifican en 3 familias o generaciones: *electrón* (e) y *neutrino electrónico* (ν_e), *muón* (μ) y *neutrino muónico* (ν_μ) y *tau* (τ) y *neutrino tauónico* (ν_τ).

Las tres familias de quarks y leptones poseen las mismas propiedades (interacciones de gauge): carga eléctrica, isospín e hipercarga relacionadas mediante la fórmula de Gell-Mann-Nishijima [14, 15] $Q = T_3 + Y/2$ y sólo difieren en las masas y en el número cuántico de *sabor* de sus campos. Es posible ver que los campos se agrupan en multipletes tal y como se muestran en la tabla 1.1.

Multipletes	$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$	I	II	III
Quarks	$(3, 2, \frac{1}{3})$	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$
	$(3, 1, \frac{4}{3})$	u_R	c_R	t_R
	$(3, 1, -\frac{2}{3})$	d_R	s_R	b_R
Leptones	$(1, 2, -1)$	$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$
	$(1, 1, -2)$	e_R	μ_R	τ_R
	$(1, 1, 0)$	ν_{eR}	$\mu_{\mu R}$	$\nu_{\tau R}$

Tabla 1.1: Multipletes de campos del Modelo Estándar

Dado que la simetría bajo el grupo de color $SU(3)_C$ no está rota y no existe mezcla con el sector $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, en el ME se puede estudiar de manera separada el sector de la interacción fuerte con respecto a la interacción electrodébil. De hecho, es el sector $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ el cual se encuentra roto espontáneamente a través de un doblete de $SU(2)_L$ escalar complejo, entre cuyas componentes se encuentra el bosón de Higgs. La presencia de este doblete, en particular su acoplamiento a los bosones vectoriales electrodébiles a nivel de los términos cinéticos (derivadas covariantes), da lugar a campos vectoriales masivos de manera consistente con la simetría de gauge.

Para ver todo esto en mayor detalle es necesario construir el lagrangiano del ME para las interacciones electromagnética y débiles, el tema de discusión de la siguiente sección.

1.1.1. Sector electrodébil

La teoría de gauge del grupo de isospín, si bien, no es el formalismo correcto para describir la teoría electrodébil, si posee la estructura básica correcta para describir a la interacción débil: presenta bosones de gauge que se acoplan a corrientes cargadas y un bosón de gauge neutro que es capaz de resolver los problemas de unitariedad. Para completar la teoría electrodébil es necesario, además de los elementos anteriores mencionados, que se acople con el electromagnetismo y que pueda otorgarle masa a los bosones de gauge. Partimos entonces por el grupo $SU(2)_L$ que contiene tres generadores denotados de acuerdo a

$$T_a \quad (a = 1, 2, 3), \quad (1.2)$$

y que satisfacen las relaciones de conmutatividad del momento angular

$$[T_a, T_b] = i\epsilon_{abc} T_c. \quad (1.3)$$

Por otro lado, el grupo de simetría $U(1)_Y$ llamado grupo de hipercarga tiene asociado un generador Y definido a partir del generador diagonal de $SU(2)_L$, T_3 , y el generador de carga eléctrica Q través de la relación de Gell-Mann-Nishijima. Esta relación es importante y necesaria ya que es la encargada de fijar la acción del operador de hipercarga Y en los campos fermiónicos. Es más, la relación de Gell-Mann-Nishijima implica la unificación de las interacciones débiles y electromagnéticas. Dicha relación es posible obtenerla a través de la corriente débil cargada para un leptón genérico l ($l = e, \mu, \tau$)

$$J_\mu^+ = \bar{\ell} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu = 2\bar{\ell}_L \gamma_\mu \nu_L, \quad (1.4)$$

la cual es obtenida a partir de los espinores de Dirac y sus correspondientes helicidades. Introducimos un doblete de isospín levógiro ($T = 1/2$)

$$L \equiv \begin{pmatrix} \nu \\ \ell \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} L\nu \\ L\ell \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_L \\ \ell_L \end{pmatrix}, \quad (1.5)$$

donde las componentes $T_3 = +1/2$ y $T_3 = -1/2$ corresponden a las partes levógiros del neutrino y del leptón cargado, respectivamente. La componente dextrógiro del leptón cargado correspondiente a un singlete de isospín débil $T = 0$ viene dado por

$$R \equiv Rl = l_R. \quad (1.6)$$

Así, la corriente débil cargada escrita términos de las corrientes de isospín leptónicas es

$$J_\mu^i = \bar{L}\gamma_\mu \frac{\tau^i}{2} L \quad (1.7)$$

donde τ^i son las matrices de Pauli. Escritas de manera explícitas, se obtienen las siguientes corrientes

$$\begin{aligned} J_\mu^1 &= \frac{1}{2} (\bar{\nu}_L \bar{\ell}_L) \gamma_\mu \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \ell_L \end{pmatrix} = \frac{1}{2} (\bar{\ell}_L \gamma_\mu \nu_L + \bar{\nu}_L \gamma_\mu \ell_L), \\ J_\mu^2 &= \frac{1}{2} (\bar{\nu}_L \bar{\ell}_L) \gamma_\mu \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \ell_L \end{pmatrix} = \frac{i}{2} (\bar{\ell}_L \gamma_\mu \nu_L - \bar{\nu}_L \gamma_\mu \ell_L), \\ J_\mu^3 &= \frac{1}{2} (\bar{\nu}_L \bar{\ell}_L) \gamma_\mu \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \ell_L \end{pmatrix} = \frac{1}{2} (\bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L - \bar{\ell}_L \gamma_\mu \ell_L). \end{aligned} \quad (1.8)$$

Por lo tanto, la corriente débil cargada (1.4) puede ser escrita en términos de J^1 y J^2 como

$$J_\mu^+ = 2 \left(J_\mu^1 - i J_\mu^2 \right). \quad (1.9)$$

Del mismo modo, la corriente neutral J^3 también puede ser acomodada, definiéndose así la *corriente de hipercarga*

$$J_\mu^Y \equiv -(\bar{L}\gamma_\mu L + 2\bar{R}\gamma_\mu R) = -(\bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L + \bar{\ell}_L \gamma_\mu \ell_L + 2\bar{\ell}_R \gamma_\mu \ell_R). \quad (1.10)$$

A su vez, la *corriente electromagnética* puede ser escrita como

$$J_\mu^{\text{EM}} = -\bar{\ell}\gamma_\mu \ell = -(\bar{\ell}_L \gamma_\mu \ell_L + \bar{\ell}_R \gamma_\mu \ell_R) = J_\mu^3 + \frac{1}{2} J_\mu^Y. \quad (1.11)$$

Podemos notar que ni T_3 ni Q conmutan con $T_{1,2}$. Sin embargo, las «cargas» asociadas a las corrientes J^i y J^Y

$$T^i = \int d^3x J_0^i \quad \text{y} \quad Y = \int d^3x J_0^Y, \quad (1.12)$$

satisfacen el álgebra del grupo $SU(2) \otimes U(1)$:

$$[T^i, T^j] = i\epsilon^{ijk} T^k \quad \text{y} \quad [T^i, Y] = 0, \quad (1.13)$$

y la relación de Gell-Mann-Nishijima entre Q y T_3 emerge de manera natural

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}. \quad (1.14)$$

Con el fin de mantener la invarianza local de gauge, es necesario introducir tres campos bosónicos vectoriales de gauge W_a^μ ($a = 1, 2, 3$) asociados a los tres generadores T_a ($a = 1, 2, 3$) del grupo $SU(2)_L$ y un campo bosónico vectorial de gauge B^μ

asociado al generador Y del grupo $U(1)_Y$. La derivada covariante D_μ , la cual en las teorías de gauge reemplaza a la derivada normal ∂_μ y además garantiza la invarianza de gauge en el lagrangiano, es

$$D_\mu = \partial_\mu + igW_\mu^a \cdot T_a + ig'B_\mu \frac{Y}{2}, \quad (1.15)$$

donde $W_a^\mu \equiv (W_1^\mu, W_2^\mu, W_3^\mu)$ y $T_a \equiv (T_1, T_2, T_3)$. Esta derivada contiene dos constantes de acoplamiento independientes: g asociada al grupo $SU(2)_L$ y g' asociada al grupo $U(1)_Y$.

Dado que la derivada covariante en el sector de $SU(2)$ transforma como triplete de dicho grupo, las representaciones de los campos deben ser tales que su producto produzca un triplete. En términos de representaciones de $SU(2)$, la representación doblete es la mínima que satisface esta condición. Por esto mismo, las componentes levóginas quirales de los campos fermiónicos son agrupadas en dobletes llamados *dobletes de isospín débiles*. Por simplicidad se tomarán sólo la primera familia de leptones y quarks:

$$L_L = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \quad Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}. \quad (1.16)$$

Así, para la elección dada en (1.16), los generadores del grupo $SU(2)_L$, $T_a = \tau_a/2$, son tal que

$$T_a L_L = \frac{\tau_a}{2} L_L, \quad T_a Q_L = \frac{\tau_a}{2} Q_L, \quad (1.17)$$

donde $\tau_a = (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$.

El lagrangiano electrodébil del ME es el invariante renormalizable más general bajo el grupo de simetría local $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, escrito en términos de los campos fermiónicos, los campos bosónicos de gauge y el doblete de Higgs $\Phi(x)$. Por simplicidad se tomará solo la primera familia de fermiones con el fin de escribir el lagrangiano de interacciones, el cual viene dado por

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & i\bar{L}_L D_\mu \gamma^\mu L_L + i\bar{Q}_L D_\mu \gamma^\mu Q_L + \sum_{f=e,u,d} i\bar{f}_R D_\mu \gamma^\mu f_R \\ & - \frac{1}{4} W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ & + (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \\ & - y^e (\bar{L}_L \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^\dagger L_L) \\ & - y^d (\bar{Q}_L \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^\dagger Q_L) - y^u (\bar{Q}_L \tilde{\Phi} u_R + \bar{u}_R \tilde{\Phi}^\dagger Q_L). \end{aligned} \quad (1.18)$$

La primera línea del lagrangiano contiene las derivadas covariantes, que da lugar a los términos de interacción y se verá en la sección 1.1.1.1. La segunda línea del

lagrangiano contiene los términos cinéticos y los autoacoplamientos a los bosones de gauge que serán discutidos en la sección 1.1.1.4. La tercera línea corresponde al lagrangiano del campo de Higgs que genera la ruptura espontánea de simetría, discusión que se verá en la sección 1.1.1.2. La cuarta y quinta línea describen los acoplamientos de Yukawa (fermión-Higgs) que generan las masas leptónicas y serán vistos en la sección 1.1.1.3.

1.1.1.1. Interacción electrodébil

Al expandir las derivadas covariantes de la primera línea de la expresión (1.18) y omitiendo los términos de las derivadas parciales se obtiene el lagrangiano de interacción que describe el acoplamiento de los fermiones con los bosones de gauge

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_I = & -\frac{1}{2}\bar{L}_L \left(gW_\mu^a \gamma^\mu \cdot \tau_a - g' B_\mu \gamma^\mu \right) L_L - \frac{1}{2}\bar{Q}_L \left(gW_\mu^a \cdot \tau_a + \frac{1}{3}g' B_\mu \gamma^\mu \right) Q_L \\ & + g'\bar{e}_R B_\mu \gamma^\mu e_R - \frac{2}{3}g'\bar{u}_R B_\mu \gamma^\mu u_R + \frac{1}{3}g'\bar{d}_R B_\mu \gamma^\mu d_R \end{aligned} \quad (1.19)$$

Para obtener explícitamente los términos de interacción para los fermiones, se considerará solamente el caso leptónico:

$$\mathcal{L}_{I,L} = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_{eL} & \bar{e}_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} gW_3 - g'B_\mu \gamma^\mu & g(W_1 - iW_2) \\ g(W_1 + iW_2) & -gW_3 - g'B_\mu \gamma^\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} + g'\bar{e}_R B_\mu \gamma^\mu e_R \quad (1.20)$$

Este lagrangiano de interacción puede separarse en dos partes. Una corresponde al lagrangiano de corriente cargada (CC) que viene dado por los términos fuera de la diagonal en la ec. (1.20) y un lagrangiano de corriente neutra (CN) dado por los términos en la diagonal de la ec. (1.20):

$$L_{I,L}^{(CC)} = -\frac{g}{2} \{ \bar{\nu}_{eL} (W_1 - iW_2) e_L + \bar{e}_L (W_1 + iW_2) \nu_{eL} \} \quad (1.21)$$

y

$$L_{I,L}^{(CN)} = -\frac{1}{2} \{ \bar{\nu}_{eL} (gW_3 - g'B_\mu \gamma^\mu) \nu_{eL} - \bar{e}_L (gW_3 + g'B_\mu \gamma^\mu) e_L - 2g'\bar{e}_R B_\mu \gamma^\mu e_R \}. \quad (1.22)$$

Corriente Cargada

Si se define un campo W^μ que aniquila bosones W^+ y que crea bosones W^- de la siguiente forma

$$W^\mu \equiv \frac{W_1^\mu - iW_2^\mu}{\sqrt{2}}, \quad (1.23)$$

se obtiene que

$$\begin{aligned}
 L_{1,L}^{(CC)} &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{\nu}_{eL} W e_L + \bar{e}_L W^\dagger \nu_{eL} \right\} \\
 &= -\frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) e W_\mu + \text{H.c.} \\
 &= -\frac{g}{2\sqrt{2}} j_{W,L}^\mu W_\mu + \text{H.c.}
 \end{aligned}
 \tag{1.24}$$

donde $j_{W,L}^\mu$ es la corriente cargada leptónica

$$j_{W,L}^\mu = \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) e = 2\bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu e_L. \tag{1.25}$$

El lagrangiano de interacción en (1.24) genera acoplamientos trilineales representados en la figura 1.1

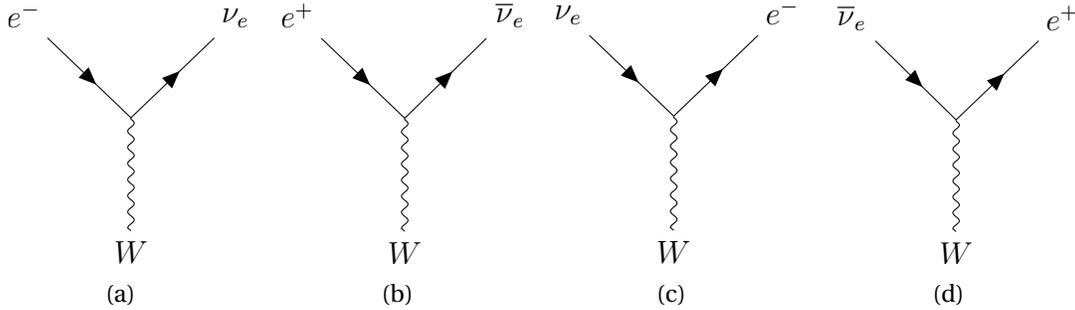


Figura 1.1: Diagramas de Feynman trilineales de corriente cargada (CC).

Los diagramas (a) y (b) son generados por el término $j_{W,L}^\mu W_\mu$, mientras que los diagramas (c) y (d) son generados por el término hermítico conjugado $j_{W,L}^{\mu\dagger} W_\mu^\dagger = \bar{e}_L \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_{eL} W_\mu^\dagger$.

Corriente Neutra

Con respecto a la corriente neutra (CN) representada por el lagrangiano de la ecuación (1.22), la teoría debe considerar las interacciones electromagnéticas descritas por el lagrangiano de la electrodinámica cuántica

$$L_{1,L}^{(\gamma)} = -e j_{\gamma,L}^\mu A_\mu, \tag{1.26}$$

donde e es la carga eléctrica, A^μ es el campo electromagnético, y $j_{\gamma,L}^\mu$ es la corriente leptónica

$$j_{\gamma,L}^\mu = -\bar{e}\gamma^\mu e. \quad (1.27)$$

El signo menos se debe a la carga negativa del electrón. El lagrangiano de la electrodinámica cuántica (QED)³ puede ser obtenido a partir del lagrangiano de la corriente neutra en la ecuación (1.22). Para ello, el campo electromagnético A^μ debe ser expresado como una combinación lineal de los campos W_3^μ y B^μ . De esta forma, escribiendo la combinación lineal y la ortogonal, es posible definir el campo bosónico Z^μ , realizando una rotación en el plano de los campos W_3^μ y B^μ a través de un ángulo ϑ_W :

$$\begin{aligned} A^\mu &= \sin \vartheta_W W_3^\mu + \cos \vartheta_W B^\mu, \\ Z^\mu &= \cos \vartheta_W W_3^\mu - \sin \vartheta_W B^\mu. \end{aligned} \quad (1.28)$$

El ángulo ϑ_W es el llamado *ángulo de Weinberg* o *ángulo de mezcla débil*. Este ángulo permite que se obtenga el lagrangiano de QED para el acoplamiento entre el campo electromagnético y los campos fermiónicos. Si se insertan las expresiones dadas en (1.28) en el lagrangiano de la corriente neutra (1.22), se obtiene lo siguiente

$$\begin{aligned} L_{1,L}^{(CN)} &= -\frac{1}{2} \{ \bar{\nu}_{eL} [(g \cos \vartheta_W + g' \sin \vartheta_W) Z_\mu \gamma^\mu + (g \sin \vartheta_W - g' \cos \vartheta_W) A_\mu \gamma^\mu] \nu_{eL} \\ &\quad - \bar{e}_L [(g \cos \vartheta_W - g' \sin \vartheta_W) Z_\mu \gamma^\mu + (g \sin \vartheta_W + g' \cos \vartheta_W) A_\mu \gamma^\mu] e_L \\ &\quad - 2g' e_R [-\sin \vartheta_W Z_\mu \gamma^\mu + \cos \vartheta_W A_\mu \gamma^\mu] e_R \}. \end{aligned} \quad (1.29)$$

Al ser los neutrinos partículas neutras, no presentan acoplamiento al campo electromagnético. Con esto en mente, se obtiene la siguiente expresión

$$g \sin \vartheta_W = g' \cos \vartheta_W \implies \tan \vartheta_W = \frac{g'}{g}, \quad (1.30)$$

la cual es muy importante porque conecta las constantes de acoplamiento g y g' del ME con el ángulo de mezcla débil ϑ_W . Al sustituir la ecuación (1.30) en la ecuación (1.29), se obtiene

$$\begin{aligned} L_{1,L}^{(CN)} &= -\frac{g}{2 \cos \vartheta_W} \{ \bar{\nu}_{eL} Z_\mu \gamma^\mu \nu_{eL} - (1 - 2 \sin^2 \vartheta_W) \bar{e}_L Z_\mu \gamma^\mu e_L + 2 \sin^2 \vartheta_W \bar{e}_R Z_\mu \gamma^\mu e_R \} \\ &\quad + g \sin \vartheta_W \bar{e} A_\mu \gamma^\mu e. \end{aligned} \quad (1.31)$$

Dado que el último término otorga el acoplamiento del campo de electrones con el campo electromagnético, y además debe coincidir con la interacción QED en la ecuación (1.26), se encuentra que

$$g \sin \vartheta_W = e, \quad (1.32)$$

³QED: Quantum Electrodynamics, por sus siglas en inglés.

y usando esta relación en la ecuación (1.30) se obtiene

$$g' \cos \vartheta_W = e. \quad (1.33)$$

Ambas expresiones son muy importantes dado que otorgan una relación entre las constantes de acoplamiento g y g' con la carga eléctrica e .

Con todo esto visto, el lagrangiano de la corriente neutra puede ser escrito como

$$L_{1,L}^{(\text{CN})} = L_{1,L}^{(Z)} + L_{1,L}^{(\gamma)}, \quad (1.34)$$

donde $L_{1,L}^{(\gamma)}$ es el lagrangiano de QED y $L_{1,L}^{(Z)}$ es el lagrangiano de la corriente neutra débil dado por

$$L_{1,L}^{(Z)} = -\frac{g}{2 \cos \vartheta_W} j_{Z,L}^{\mu} Z_{\mu}, \quad (1.35)$$

con la siguiente expresión para la corriente neutra leptónica

$$j_{Z,L}^{\mu} = 2g_L^{\nu} \bar{\nu}_{eL} \gamma^{\mu} \nu_{eL} + 2g_L^l \bar{e}_L \gamma^{\mu} e_L + 2g_R^l \bar{e}_R \gamma^{\mu} e_R. \quad (1.36)$$

Los coeficientes g_L^{ν} , g_L^l , y g_R^l (el superíndice l indica leptón cargado) y sus respectivos valores son obtenidos a partir de la ecuación (1.31) e ilustrados en la tabla 1.2. De manera general, los valores de los coeficientes g_L^f y g_R^f para un campo fermiónico vienen dados por

$$g_L^f = T_3^f - q_f \sin^2 \vartheta_W, \quad (1.37)$$

y

$$g_R^f = -q_f \sin^2 \vartheta_W, \quad (1.38)$$

donde T_3^f es la tercera componente del isospín débil y q_f es la carga eléctrica del fermión en unidades de la carga eléctrica elemental e .

Finalmente, la corriente neutra débil leptónica dada en la ecuación (1.36) puede ser escrita como

$$j_{Z,L}^{\mu} = \bar{\nu}_e \gamma^{\mu} (g_V^{\nu} - g_A^{\nu} \gamma^5) \nu_e + \bar{e} \gamma^{\mu} (g_V^l - g_A^l \gamma^5) e, \quad (1.39)$$

donde se ha introducido el acoplamiento vectorial $g_V^{v,L}$ y el acoplamiento axial $g_A^{v,L}$ para neutrinos y leptones cargados. De manera general, los valores para dichos acoplamientos para un campo fermiónico vienen dados por

$$\begin{aligned} g_V^f &= g_L^f + g_R^f = T_3^f - 2q_f \sin^2 \vartheta_W, \\ g_A^f &= g_L^f - g_R^f = T_3^f. \end{aligned} \quad (1.40)$$

Los diagramas que describen el acoplamiento trilineal de la corriente neutra leptónica débil vienen representados por

Fermiones	g_L	g_R	g_V	g_A
ν_e, ν_μ, ν_τ	$g_L^\nu = \frac{1}{2}$	$g_R^\nu = 0$	$g_V^\nu = \frac{1}{2}$	$g_A^\nu = \frac{1}{2}$
e, μ, τ	$g_L^l = -\frac{1}{2} + s_W^2$	$g_R^l = s_W^2$	$g_V^l = -\frac{1}{2} + 2s_W^2$	$g_A^l = -\frac{1}{2}$
u, c, t	$g_L^U = \frac{1}{2} + \frac{2}{3}s_W^2$	$g_R^U = -\frac{2}{3}s_W^2$	$g_V^U = \frac{1}{2} - \frac{4}{3}s_W^2$	$g_A^U = \frac{1}{2}$
d, s, b	$g_L^D = -\frac{1}{2} + \frac{1}{3}s_W^2$	$g_R^D = \frac{1}{3}s_W^2$	$g_V^D = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3}s_W^2$	$g_A^D = -\frac{1}{2}$

Tabla 1.2: Valores de g_L, g_R, g_V, g_A para los campos fermiónicos. Los superíndices ν, l, U, D , indican, respectivamente, un neutrino genérico, un leptón cargado, un quark tipo up y un quark tipo down. Se ha definido $s_W \equiv \sin\theta_W$.

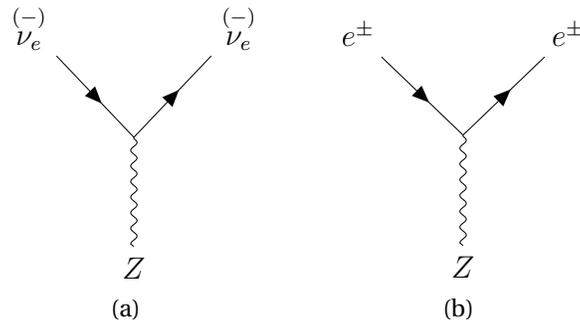


Figura 1.2: Diagramas de Feynman trilineales de corriente neutra (CN).

y la interacción electromagnética leptónica también describe un acoplamiento trilineal del tipo

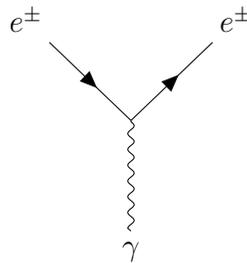


Figura 1.3: Diagrama de Feynman trilineal de la interacción electromagnética.

Corriente Cargada de Quarks

Siguiendo el mismo procedimiento pero ahora para la parte de los quarks, de la ecuación (1.19) tenemos que el lagrangiano de interacción es

$$L_{I,Q} = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{u}_L & \bar{d}_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} gW_3 + \frac{1}{3}g'B_\mu\gamma^\mu & g(W_1 - iW_2) \\ g(W_1 + iW_2) & -gW_3 + \frac{1}{3}g'B_\mu\gamma^\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \quad (1.41)$$

$$- \frac{2}{3}g'\bar{u}_R B_\mu\gamma^\mu u_R + \frac{1}{3}g'\bar{d}_R B_\mu\gamma^\mu d_R,$$

donde el lagrangiano de la corriente cargada es

$$L_{I,Q}^{(CC)} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} j_{W,Q}^\mu W_\mu + \text{H.c.}, \quad (1.42)$$

y $j_{W,Q}^\mu$ corresponde a la corriente cargada de los quarks

$$j_{W,Q}^\mu = \bar{u}\gamma^\mu(1-\gamma^5)d = 2\bar{u}_L\gamma^\mu d_L. \quad (1.43)$$

Los diagramas generados por la corriente cargada son los siguientes:

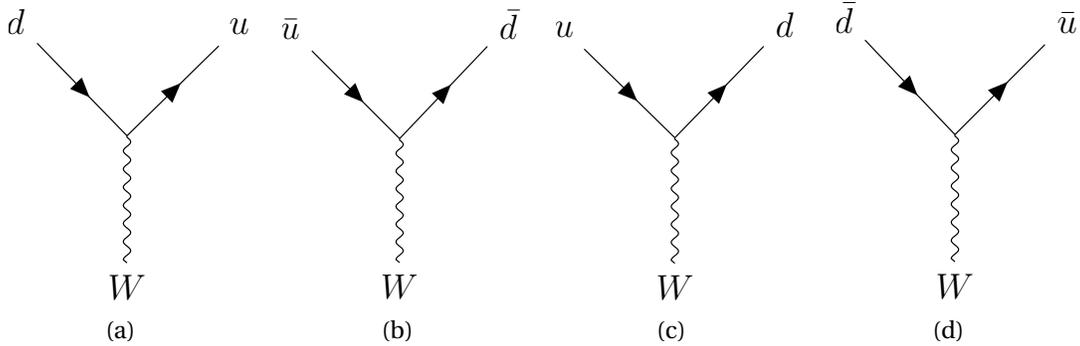


Figura 1.4: Diagramas de Feynman trilineales de corriente cargada (CC) para los quarks *up* y *down*.

Los diagramas (a) y (b) corresponden a los generados por el término $j_{W,Q}^\mu W_\mu$ mientras que los otros dos, los diagramas (c) y (d), corresponden al término hermítico conjugado de $j_{W,Q}^{\mu\dagger} W_\mu^\dagger = \bar{d}\gamma^\mu(1-\gamma^5)uW_\mu^\dagger$.

Corriente Neutra para Quarks

De la misma manera que para el caso leptónico, el lagrangiano de interacción para la corriente neutra de quarks puede ser separado entre sus partes débil y electromagnética

$$L_{I,Q}^{(CN)} = L_{I,Q}^{(Z)} + L_{I,Q}^{(\gamma)}, \quad (1.44)$$

con

$$L_{I,Q}^{(\gamma)} = -e j_{\gamma,Q}^{\mu} A_{\mu}, \quad (1.45)$$

$$L_{I,Q}^{(Z)} = -\frac{g}{2 \cos \vartheta_W} j_{Z,Q}^{\mu} Z_{\mu}. \quad (1.46)$$

La corriente electromagnética de los quarks $j_{\gamma,Q}^{\mu}$ viene dada por

$$j_{\gamma,Q}^{\mu} = \frac{2}{3} \bar{u} \gamma^{\mu} u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma^{\mu} d, \quad (1.47)$$

y la corriente neutra débil para los quarks $j_{Z,Q}^{\mu}$ viene dada por

$$\begin{aligned} j_{Z,Q}^{\mu} &= 2g_L^U \bar{u}_L \gamma^{\mu} u_L + 2g_R^U \bar{u}_R \gamma^{\mu} u_R + 2g_L^D \bar{d}_L \gamma^{\mu} d_L + 2g_R^D \bar{d}_R \gamma^{\mu} d_R \\ &= \bar{u} \gamma^{\mu} (g_V^U - g_A^U \gamma^5) u + \bar{d} \gamma^{\mu} (g_V^D - g_A^D \gamma^5) d. \end{aligned} \quad (1.48)$$

Los diagramas para el lagrangiano de interacción de corriente neutra débil de los quarks vienen dados por

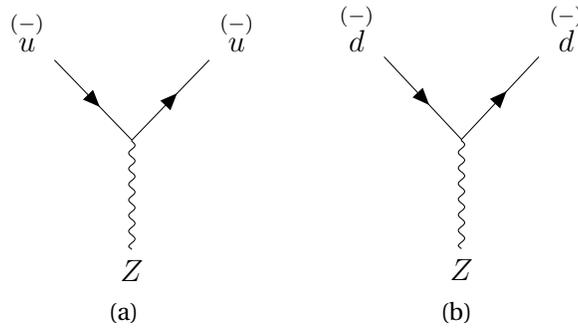


Figura 1.5: Diagramas de Feynman trilineales de corriente neutra (CN) para los quarks *up* y *down*.

y el lagrangiano de interacción electromagnética de los quarks es descrito por los siguientes acoplamientos trilineales

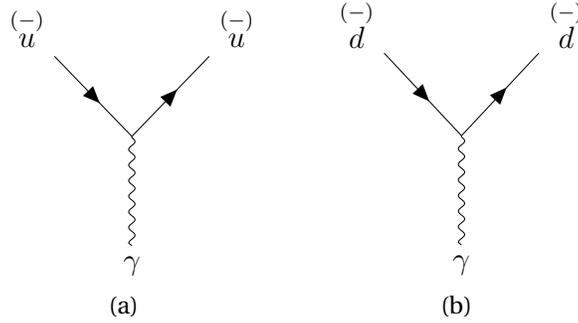


Figura 1.6: Diagramas de Feynman trilineales de la interacción electromagnética para los quarks *up* y *down*.

1.1.1.2. El mecanismo de Higgs

En el ME, las masas de los fermiones y de los bosones de gauge W y Z son generadas a través del mecanismo de Higgs [13], que considera un doblete (llamado doblete de Higgs) formado por un campo escalar complejo cargado $\phi^+(x)$ y un campo complejo escalar neutro $\phi^0(x)$

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix}. \quad (1.49)$$

Utilizando las transformaciones de gauge locales en el doblete de Higgs y también en las derivadas covariantes, se puede verificar que la parte del Higgs en el lagrangiano del ME es

$$L_{\text{Higgs}} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.50)$$

el cual es invariante bajo transformaciones de gauge.

El término λ debe ser positivo, es decir, $\lambda > 0$, para así tener el siguiente potencial

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.51)$$

el cual está delimitado por debajo. El término μ^2 , que corresponde al término de masa cuadrático, se asume negativo $\mu^2 < 0$, con el fin de poder realizar la ruptura espontánea de simetría

$$\text{SU}(2)_L \otimes \text{U}(1)_Y \rightarrow \text{U}(1)_{EM}, \quad (1.52)$$

donde $\text{U}(1)_{EM}$ es el grupo de simetría de gauge de las interacciones electromagnéticas, asociadas a la conservación de la carga eléctrica.

Definiendo

$$v \equiv \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \quad (1.53)$$

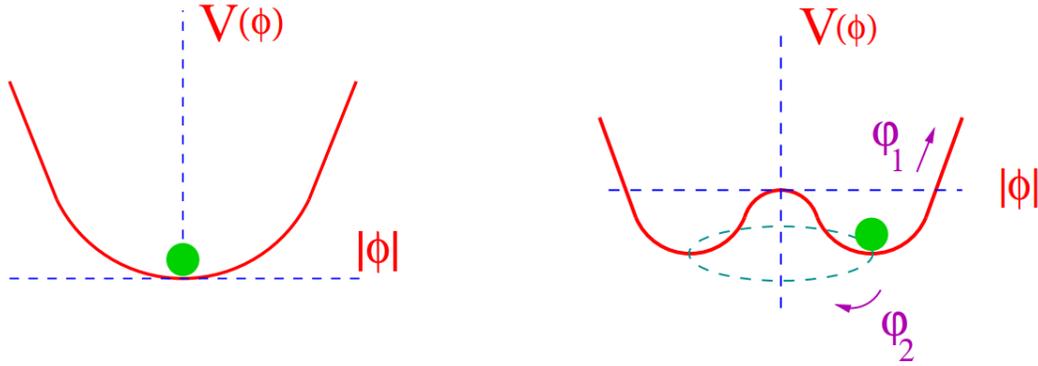


Figura 1.7: Forma del potencial escalar (1.51) para $\mu^2 > 0$ (izquierda) y $\mu^2 < 0$ (derecha). En el segundo caso existe un continuo de vacíos degenerados, correspondientes a diferentes fases, conectados a través de una excitación de campo sin masa ϕ_2 . Imagen tomada de [16].

y despreciando el término constante $v^4/4$, el potencial del Higgs puede ser escrito como

$$V(\Phi) = \lambda \left(\Phi^\dagger \Phi - \frac{v^2}{2} \right)^2. \quad (1.54)$$

El mínimo de este potencial es

$$\Phi^\dagger \Phi = \frac{v^2}{2}. \quad (1.55)$$

El mínimo del potencial en teoría cuántica de campos corresponde al vacío, que refiere al estado de mínima energía y a su vez, las excitaciones de cada campo sobre el vacío corresponden a estados de partículas. Es posible observar en (1.55) que los campos del Higgs poseen un valor distinto de cero en el vacío, esto se llama *valor de expectación del vacío*⁴ abreviado *VEV*. Los campos de fermiones y bosones vectoriales poseen un espín distinto de cero, con lo cual tienen un valor cero en el vacío a fin de preservar la invarianza de la naturaleza bajo rotaciones espaciales. Los campos escalares cargados también poseen un valor cero en el vacío, el cual es neutral eléctricamente. En cambio, los campos escalares neutros, no poseen carga eléctrica, por lo que ellos presentan un valor distinto de cero en el vacío. Entonces bajo estas ideas, y con el fin de mantener el vacío neutro eléctricamente, el *VEV* de los campos del Higgs se deberá al ϕ^0

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \quad (1.56)$$

⁴VEV: Vacuum Expectation Value por sus siglas en inglés.

Entonces, la simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ está espontáneamente rota por el $VEV \langle \Phi \rangle$:

$$\begin{aligned} T_1 \langle \Phi \rangle &= \frac{\tau_1}{2} \langle \Phi \rangle = \frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \nu \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0, \\ T_2 \langle \Phi \rangle &= \frac{\tau_2}{2} \langle \Phi \rangle = -\frac{i}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \nu \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0, \\ T_3 \langle \Phi \rangle &= \frac{\tau_3}{2} \langle \Phi \rangle = -\frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix} \neq 0, \\ Y \langle \Phi \rangle &= \langle \Phi \rangle \neq 0, \end{aligned} \quad (1.57)$$

y

$$Q \langle \Phi \rangle = \left(T_3 + \frac{Y}{2} \right) \langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix} = 0. \quad (1.58)$$

Así, el vacío resulta invariante bajo transformaciones de gauge que pertenecen al grupo $U(1)_{EM}$, del tipo

$$e^{i\theta Q} \langle \Phi \rangle = \langle \Phi \rangle. \quad (1.59)$$

Esta invariancia garantiza la existencia de un bosón de gauge sin masa asociado al grupo de simetría $U(1)_{EM}$, el cual corresponde al fotón.

Con el fin de obtener las propiedades físicas de las partículas resultantes de la ruptura espontánea del grupo de simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ en $U(1)_{EM}$, resulta conveniente escribir el doblete de Higgs como

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp\left(\frac{i}{2\nu} \xi_a(x) \cdot \tau_a\right) \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + H(x) \end{pmatrix}, \quad (1.60)$$

donde $\xi_a(x) = \xi_1(x), \xi_2(x), \xi_3(x)$ y $H(x)$ son cuatro campos escalares reales. El campo $H(x)$ describe físicamente el bosón de Higgs, obtenido a través de las excitaciones del campo de Higgs neutro sobre el vacío. Por otro lado, los campos $\xi_a(x)$ no son campos físicos, son los llamados *bosones de Goldstone*, de masa nula que aparecen cuando una simetría es rota.

En términos del gauge unitario, el doblete de Higgs se puede escribir como

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + H(x) \end{pmatrix}, \quad (1.61)$$

y

$$\begin{aligned} D_\mu(x) \Phi(x) &= \left[\partial_\mu + \frac{i}{2} g W_\mu^a(x) \cdot \tau_a + \frac{i}{2} g' B_\mu(x) \right] \Phi(x) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu(x) [\nu + H(x)] \\ \partial_\mu H(x) - \frac{i}{2} \frac{g}{\cos \theta_w} Z_\mu(x) [\nu + H(x)]. \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.62)$$

Así, el lagrangiano del Higgs puede ser escrito como

$$L_{\text{Higgs}} = \frac{1}{2}(\partial H)^2 + \frac{g^2}{4}(v+H)^2 W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{g^2}{8\cos^2\vartheta_W}(v+H)^2 Z_\mu Z^\mu - \frac{\lambda}{4}(H^2 + 2vH)^2. \quad (1.63)$$

Si se realiza una expansión de la expresión de arriba, se obtiene que

$$L_{\text{Higgs}} = \frac{1}{2}(\partial H)^2 - \lambda v^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4 + \frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{g^2 v^2}{8\cos^2\vartheta_W} Z_\mu Z^\mu + \frac{g^2 v}{2} W_\mu^\dagger W^\mu H + \frac{g^2 v}{4\cos^2\vartheta_W} Z_\mu Z^\mu H + \frac{g^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu H^2 + \frac{g^2}{8\cos^2\vartheta_W} Z_\mu Z^\mu H^2. \quad (1.64)$$

El primer término del lado derecho de la ecuación es el término cinético del bosón de Higgs. El segundo término corresponde al término de masa para el bosón de Higgs dado por⁵

$$m_H = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2}. \quad (1.65)$$

El tercer y cuarto término del lado derecho de la ecuación (1.64) generan acoplamientos trilineal y cuadrilineal, respectivamente del campo de Higgs, ilustrados en los siguientes diagramas

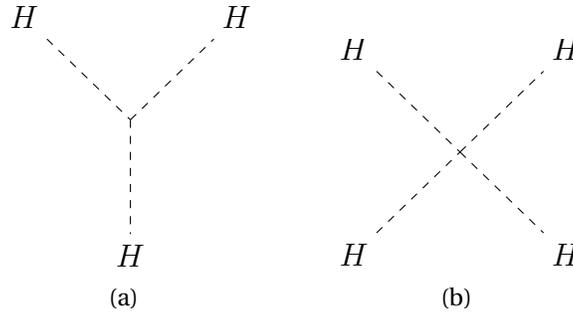


Figura 1.8: Diagramas de Feynman trilineal y cuadrilineal del campo de Higgs.

El quinto y sexto término del lagrangiano corresponden a las masas generadas de los bosones de gauge W y Z , por lo que en el ME sus masas vienen dadas por⁶

$$m_W = \frac{gv}{2}, \quad m_Z = \frac{gv}{2\cos\vartheta_W}. \quad (1.66)$$

⁵La masa del bosón de Higgs medida experimentalmente es $m_H = 125.10 \pm 0.14$ GeV [17].

⁶Masa del bosón W $m_W = 80.379 \pm 0.012$ GeV y del bosón Z $m_Z = 91.1876 \pm 0.0021$ GeV [17].

Estas masas se relacionan a través de un parámetro ρ definido como

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \vartheta_W}, \quad (1.67)$$

que posee valor $\rho = 1$ en el ME a nivel árbol.

Finalmente, los últimos cuatro términos del lagrangiano del Higgs (1.64) generan acoplamientos trilineales y cuadrilineales del campo de Higgs con los bosones de gauge, los cuales pueden ser vistos en los diagramas

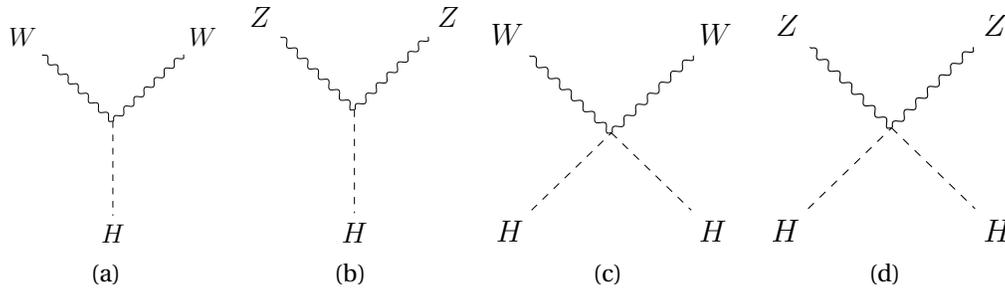


Figura 1.9: Diagramas de Feynman trilineales y cuadrilineales del Higgs con los bosones de gauge W y Z .

1.1.1.3. Masa de fermiones

Como hemos visto, en el ME la masa de los fermiones surge como resultado del mecanismo de Higgs a través de la presencia de los acoplamientos de Yukawa con los campos fermiónicos y con el doblete de Higgs.

Masa para leptones cargados

Considerando entonces los leptones cargados, es decir, el producto $\bar{L}'_{\alpha L} l'_{\beta R}$ con $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$, el lagrangiano leptón-Higgs de Yukawa viene dado por

$$L_{L,H} = - \sum_{\alpha, \beta = e, \mu, \tau} Y_{\alpha\beta}^{ll} \bar{L}'_{\alpha L} \Phi l'_{\beta R} + \text{H.c.}, \quad (1.68)$$

el cual es invariante bajo transformaciones del grupo de gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. La matriz Y^{ll} de los acoplamientos de Yukawa es, en general, una matriz compleja de 3×3 . En el gauge unitario, el lagrangiano dado anteriormente (1.68) se convierte en la siguiente expresión

$$L_{L,H} = - \left(\frac{v+H}{\sqrt{2}} \right) \sum_{\alpha, \beta = e, \mu, \tau} Y_{\alpha\beta}^{ll} \bar{l}'_{\alpha L} l'_{\beta R} + \text{H.c.} \quad (1.69)$$

El término proporcional al VEV , v , del doblete de Higgs es un término de masa para el fermión cargado, mientras que el término proporcional al campo H del bosón de Higgs da acoplamientos trilineales entre los leptones cargados y el bosón de Higgs. Dado que la matriz Y'^l es en general no diagonal, los campos e' , μ' y τ' no tienen masas definidas, entonces, para encontrar los campos leptónicos cargados con masa definida es necesario diagonalizar la matriz Y'^l . Se realizan los siguientes arreglos en los campos leptónicos cargados

$$l'_L \equiv \begin{pmatrix} e'_L \\ \mu'_L \\ \tau'_L \end{pmatrix}, \quad l'_R \equiv \begin{pmatrix} e'_R \\ \mu'_R \\ \tau'_R \end{pmatrix}, \quad (1.70)$$

así, el lagrangiano (1.69) puede ser escrito como

$$L_{L,H} = - \left(\frac{v+H}{\sqrt{2}} \right) \bar{l}'_L Y'^l l'_R + \text{H.c.} \quad (1.71)$$

La matriz Y'^l puede ser diagonalizada a través de una transformación biunitaria

$$V_L^{l\dagger} Y'^l V_R^{l\dagger} = Y^l, \quad (1.72)$$

con $Y^l_{\alpha\beta} = y^l_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = e, \mu, \tau$), V_L^l y V_R^l las matrices unitarias de 3×3 . Dicha diagonalización (1.72) nos permite escribir el lagrangiano leptón-Higgs de Yukawa como

$$L_{L,H} = - \left(\frac{v+H}{\sqrt{2}} \right) \bar{l}_L Y^l l_R + \text{H.c.}, \quad (1.73)$$

donde

$$l_L = V_L^{l\dagger} l'_L \equiv \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \\ \tau_L \end{pmatrix}, \quad l_R = V_R^{l\dagger} l'_R \equiv \begin{pmatrix} e_R \\ \mu_R \\ \tau_R \end{pmatrix}, \quad (1.74)$$

son los arreglos que contienen las componentes levógiras y dextrógiras de los campos cargados leptónicos con masa definida. Finalmente, el lagrangiano de Yukawa para leptón-Higgs puede ser escrito como

$$L_{L,H} = - \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \frac{y^l_{\alpha} v}{\sqrt{2}} \bar{l}_{\alpha} l_{\alpha} - \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \frac{y^l_{\alpha}}{\sqrt{2}} \bar{l}_{\alpha} l_{\alpha} H, \quad (1.75)$$

donde $l_{\alpha} \equiv l_{\alpha L} + l_{\alpha R}$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) son los campos de los leptones cargados con masas definidas:

$$l_e \equiv e, \quad l_{\mu} \equiv \mu, \quad l_{\tau} \equiv \tau. \quad (1.76)$$

El primer término del lado derecho de la ecuación (1.75) corresponde al término de masa para un leptón cargado, el cual viene dado por

$$m_{\alpha} = \frac{y^l_{\alpha} v}{\sqrt{2}} \quad (\alpha = e, \mu, \tau). \quad (1.77)$$

Dado que los coeficientes y_e^l, y_μ^l, y_τ^l son parámetros desconocidos en el ME, estas masas no pueden ser predichas pero si obtenidas a través de mediciones experimentales. Con respecto al segundo término en la ecuación (1.75) es posible observar que el acoplamiento trilineal —representado en la figura 1.10— entre el leptón cargado y el bosón de Higgs es proporcional al término de masa para los leptones cargados, es mas, dicho término puede ser reescrito como

$$- \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \frac{m_\alpha}{v} \bar{l}_\alpha l_\alpha H. \quad (1.78)$$

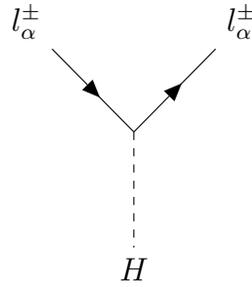


Figura 1.10: Diagrama de Feynman trilineal del acoplamiento entre un leptón cargado y el bosón de Higgs.

Masas para los quarks

Siguiendo el mismo procedimiento de los leptones cargados, es posible formar dos tipos de productos para los quarks:

$$\bar{Q}'_{\alpha L} q'^{D}_{\beta R}, \quad (1.79)$$

con $\alpha = 1, 2, 3$ y $\beta = d, s, b$, y

$$\bar{Q}'_{\alpha L} q'^{U}_{\beta R}, \quad (1.80)$$

con $\alpha = 1, 2, 3$ y $\beta = u, c, t$.

Considerando entonces el primer producto (1.79), el lagrangiano de Yukawa invariante bajo transformaciones del grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ para dicho término viene dado por

$$- \sum_{\alpha=1,2,3} \sum_{\beta=d,s,b} Y'^{D}_{\alpha\beta} \bar{Q}'_{\alpha L} \Phi q'^{D}_{\beta R}, \quad (1.81)$$

donde Y'^{D} es una matriz compleja de 3×3 de los acoplamientos de Yukawa. Éste término aparece en la sexta línea del lagrangiano electrodébil del ME (1.18) y resulta análogo al lagrangiano leptón-Higgs de Yukawa (1.68) dando lugar a las masas de

tipo *down* de los quarks d, s, b . De hecho, en el gauge unitario, la expresión (1.81) se convierte en la siguiente

$$-\left(\frac{v+H}{\sqrt{2}}\right) \sum_{\alpha,\beta=d,s,b} Y_{\alpha\beta}^{\prime D} \bar{q}_{\alpha L}^{\prime D} q_{\beta R}^{\prime D} \quad (1.82)$$

con $Y_{d\beta}^{\prime D} \equiv Y_{1\beta}^{\prime D}$, $Y_{s\beta}^{\prime D} \equiv Y_{2\beta}^{\prime D}$, y $Y_{b\beta}^{\prime D} \equiv Y_{3\beta}^{\prime D}$. Los términos proporcionales a v poseen la estructura de masa para los quarks d, s, b .

Por otro lado, el término (1.80) al poseer una hipercarga de $Y = +1$ y para mantener la invarianza de gauge necesaria bajo el grupo de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ es requisito que el doblete de Higgs posea hipercarga $Y = -1$. Dicho doblete puede ser obtenido a través de una transformación que puede ser vista en el anexo A. Esa transformación otorga un $\tilde{\Phi}$ que transforma como un doblete de isospín débil con hipercarga $Y = -1$ y nos permite escribir entonces el término de Yukawa invariante de gauge como

$$-\sum_{\alpha=1,2,3} \sum_{\beta=u,c,t} Y_{\alpha\beta}^{\prime U} \bar{Q}_{\alpha L}^{\prime} \tilde{\Phi} q_{\beta R}^{\prime U}, \quad (1.83)$$

el cual aparece en la quinta línea del lagrangiano electrodébil del ME (1.18). De hecho, dicha expresión escrita en términos del siguiente gauge unitario

$$\tilde{\Phi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + H(x) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.84)$$

puede ser reescrita como

$$-\left(\frac{v+H}{\sqrt{2}}\right) \sum_{\alpha,\beta=u,c,t} Y_{\alpha\beta}^{\prime U} \bar{q}_{\alpha L}^{\prime U} q_{\beta R}^{\prime U} \quad (1.85)$$

donde $Y_{u\beta}^{\prime U} \equiv Y_{1\beta}^{\prime U}$, $Y_{c\beta}^{\prime U} \equiv Y_{2\beta}^{\prime U}$, $Y_{t\beta}^{\prime U} \equiv Y_{3\beta}^{\prime U}$. Los términos proporcionales a v poseen la estructura de masa para los quarks u, c y t .

Juntando todo lo anterior, obtenemos entonces el lagrangiano de Yukawa para los quarks, en términos del gauge unitario

$$L_{Q,H} = -\left(\frac{v+H}{\sqrt{2}}\right) \left[\sum_{\alpha,\beta=d,s,b} Y_{\alpha\beta}^{\prime D} \bar{q}_{\alpha L}^{\prime D} q_{\beta R}^{\prime D} + \sum_{\alpha,\beta=u,c,t} Y_{\alpha\beta}^{\prime U} \bar{q}_{\alpha L}^{\prime U} q_{\beta R}^{\prime U} \right] + \text{H.c.} \quad (1.86)$$

Los términos proporcionales a v corresponden a los términos de masas para los quarks. Sin embargo, al igual que en el caso de los leptones, es necesario definir ciertos arreglos que permitan diagonalizar las matrices complejas de los acoplamientos de Yukawa $Y^{\prime D}$ e $Y^{\prime U}$ que en general resultan ser no diagonales y por lo mismo los

campos primados de quarks no poseen masas definidas. Éstos arreglos se definen como

$$\mathbf{q}'_L{}^U \equiv \begin{pmatrix} u'_L \\ c'_L \\ t'_L \end{pmatrix}, \quad \mathbf{q}'_R{}^U \equiv \begin{pmatrix} u'_R \\ c'_R \\ t'_R \end{pmatrix}, \quad \mathbf{q}'_L{}^D \equiv \begin{pmatrix} d'_L \\ s'_L \\ b'_L \end{pmatrix}, \quad \mathbf{q}'_R{}^D \equiv \begin{pmatrix} d'_R \\ s'_R \\ b'_R \end{pmatrix}, \quad (1.87)$$

los cuales nos permiten escribir el lagrangiano quark-Higgs de Yukawa en la siguiente forma matricial

$$L_{Q,H} = - \left(\frac{v+H}{\sqrt{2}} \right) \left[\bar{\mathbf{q}}'^D Y'^D \mathbf{q}'^D + \bar{\mathbf{q}}'^U Y'^U \mathbf{q}'^U \right] + \text{H.c.} \quad (1.88)$$

Las matrices Y'^D e Y'^U pueden ser diagonalizadas a través de transformaciones bi-unitarias del tipo

$$V_L^{D\dagger} Y'^D V_R^D = Y^D \quad (1.89)$$

con $Y_{\alpha\beta}^D = y_\alpha^D \delta_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = d, s, b$) y

$$V_L^{U\dagger} Y'^U V_R^U = Y^U \quad (1.90)$$

con $Y_{\alpha\beta}^U = y_\alpha^U \delta_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = u, c, t$) donde V_L^D , V_R^D , V_L^U y V_R^U son matrices unitarias de 3×3 . Definiendo además

$$\mathbf{q}_L^U = V_L^{U\dagger} \mathbf{q}'_L{}^U \equiv \begin{pmatrix} u_L \\ c_L \\ t_L \end{pmatrix}, \quad \mathbf{q}_R^U = V_R^{U\dagger} \mathbf{q}'_R{}^U \equiv \begin{pmatrix} u_R \\ c_R \\ t_R \end{pmatrix}, \quad (1.91)$$

$$\mathbf{q}_L^D = V_L^{D\dagger} \mathbf{q}'_L{}^D \equiv \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix}, \quad \mathbf{q}_R^D = V_R^{D\dagger} \mathbf{q}'_R{}^D \equiv \begin{pmatrix} d_R \\ s_R \\ b_R \end{pmatrix}, \quad (1.92)$$

obtenemos

$$\begin{aligned} L_{Q,H} &= - \left(\frac{v+H}{\sqrt{2}} \right) \left[\bar{\mathbf{q}}_L^D Y^D \mathbf{q}_R^D + \bar{\mathbf{q}}_L^U Y^U \mathbf{q}_R^U \right] + \text{H.c.} \\ &= - \sum_{\alpha=d,s,b} \frac{y_\alpha^D v}{\sqrt{2}} \bar{q}_\alpha^D q_\alpha^D - \sum_{\alpha=u,c,t} \frac{y_\alpha^U v}{\sqrt{2}} \bar{q}_\alpha^U q_\alpha^U \\ &\quad - \sum_{\alpha=d,s,b} \frac{y_\alpha^D}{\sqrt{2}} \bar{q}_\alpha^D q_\alpha^D H - \sum_{\alpha=u,c,t} \frac{y_\alpha^U}{\sqrt{2}} \bar{q}_\alpha^U q_\alpha^U H, \end{aligned} \quad (1.93)$$

donde $q_\alpha^D \equiv q_{\alpha L}^D + q_{\alpha R}^D$ y $q_\alpha^U \equiv q_{\alpha L}^U + q_{\alpha R}^U$ son los campos de quarks con masa definida. Los términos de la segunda línea de la ecuación (1.93) corresponden a los términos

de masas para los quarks, las cuales vienen dadas por

$$\begin{aligned} m_\alpha &= \frac{y_\alpha^D v}{\sqrt{2}} \quad (\alpha = d, s, b), \\ m_\alpha &= \frac{y_\alpha^U v}{\sqrt{2}} \quad (\alpha = u, c, t), \end{aligned} \quad (1.94)$$

y al igual como en el caso de los leptones, las cantidades $y_d^D, y_s^D, y_b^D, y_u^U, y_c^U$ e y_t^U son parámetros desconocidos del ME, con lo cual las masas de los quarks no pueden ser predichas y deben —y lo son— obtenidas experimentalmente.

1.1.1.4. Bosones de gauge

Veamos ahora la segunda línea del lagrangiano electrodébil del ME (1.18):

$$L_{\text{gauge}} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \quad (1.95)$$

con $W_a^{\mu\nu} \equiv (W_1^{\mu\nu}, W_2^{\mu\nu}, W_3^{\mu\nu})$. Los términos del lagrangiano describen la cinética y las autointeracciones de los campos de gauge, con las siguientes expresiones para $W_a^{\mu\nu}$ y $B^{\mu\nu}$

$$\begin{aligned} W_a^{\mu\nu} &= \partial^\mu W_a^\nu - \partial^\nu W_a^\mu - g \sum_{b,c=1}^3 \varepsilon_{abc} W_b^\mu W_c^\nu \quad (a = 1, 2, 3) \\ B^{\mu\nu} &= \partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu. \end{aligned} \quad (1.96)$$

Podemos observar que la expresión para $B^{\mu\nu}$ es una generalización del tensor electromagnético

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu, \quad (1.97)$$

donde A^μ es el campo electromagnético. Es bien sabido que en QED el término cinético del campo electromagnético viene dado por

$$L_A = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (1.98)$$

el cual es invariante bajo transformaciones de gauge locales $U(1)_{EM}$, por lo que de manera similar, el segundo término en la ecuación (1.95) es invariante bajo transformaciones de gauge locales $U(1)_Y$. Por otro lado, la expresión en la ecuación (1.96) para el tensor asociado a los bosones de gauge de $SU(2)_L$ contiene un término adicional con el fin de garantizar la invarianza del primer término del lagrangiano (1.95) bajo transformaciones de gauge locales $SU(2)_L$ no abelianas.

En el ME, los bosones vectoriales W^\pm y Z adquieren sus masas m_W y m_Z a través del mecanismo de Higgs que genera rompimiento espontáneo de la simetría

$SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ las cuales están dadas en la ecuación (1.66). Esto significa que el lagrangiano es simétrico bajo transformaciones $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ pero sus estados físicos no lo son. Es decir, la simetría del lagrangiano se encuentra escondida en el mundo real. Pero al mismo tiempo, la simetría del lagrangiano es esencial para tener una teoría renormalizable. Por lo que los términos de masa explícitos para los bosones de gauges están prohibidos. Por ejemplo, un término de masa explícito para el campo de gauge bosónico B^μ del tipo

$$\frac{1}{2} m_B^2 B_\mu B^\mu \quad (1.99)$$

claramente no es invariante bajo transformaciones de gauge locales.

1.2. Física de Neutrinos

1.2.1. Oscilaciones de neutrinos

Como vimos anteriormente, las masas de los fermiones son generadas a través de un acoplamiento de Yukawa del doblete escalar de Higgs con una componente del fermión dextrógiro y otro levógiro. Sin embargo, dado que el ME no contempla los neutrinos dextrógiros, no existe interacción de Yukawa para los neutrinos, los cuales resultan en fermiones sin masas al menos a nivel del lagrangiano. Esto quiere decir, que uno tiene que ir mas allá del ME para añadirle masa a los neutrinos.

Existen diversas formas de extender el modelo en aras de introducir la masa de los neutrinos en el ME y que a día de hoy se siguen estudiando con el fin de modelarlo teóricamente. Algunas de esas ideas son: el Mecanismo de See-saw, neutrinos estériles, neutrinos de Dirac, entre otras. Una idea que llegó a cambiar el paradigma de los neutrinos y el origen de sus masas fue una propuesta por Bruno Pontecorvo, en la cual el propone que los neutrinos *oscilan* y que de esa manera van cambiando de sabor leptónico. La idea fue propuesta a fines de 1950 [18, 19] y es descrita como un fenómeno de la mecánica cuántica en analogía a las oscilaciones de kaones $K^0 - \bar{K}^0$. Estas oscilaciones son generadas por la interferencia de diferentes neutrinos masivos. En otras palabras, un neutrino es creado con un sabor leptónico específico (electrón e , muón μ o tau τ) y luego al ser medido presenta un sabor diferente. Al ser un fenómeno mecánico cuántico, puede ser medida entonces la probabilidad de obtener un sabor particular para dicho neutrino. Dicha probabilidad varía periódicamente a medida que el neutrino se propaga en el espacio.

Dado que a finales de la década del 50 sólo un neutrino era conocido, el neutrino electrónico ν_e , en orden de seguir con la discusión de la idea de las oscilaciones de neutrinos, Pontecorvo inventó un nuevo concepto: el neutrino *estéril* [20], un fermión neutral que no toma parte en las interacciones débiles. Ya para el año

1962, el neutrino muónico ν_μ fue descubierto en el experimento de Brookhaven [21] siguiendo una propuesta de Pontecorvo. Desde entonces, fue posible pensar seriamente en la idea de que las oscilaciones entre diferentes sabores de neutrinos activos era posible si y sólo si éstos eran masivos y mixtos. En el mismo año, 1962, Maki, Nakagawa y Sakata [22] consideran por primera vez un modelo con la mezcla de diferentes sabores de neutrinos. Y es en el año 1967 que Pontecorvo predice el *Problema de los Neutrinos Solares (PNS)*⁷ como una consecuencia de las transiciones $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ —ó $\nu_e \rightarrow \nu_{\text{estéril}}$ —incluso antes de su primera medición en el experimento de Homestake [23] (ver sección 1.2.2). Es en el año 1969 que Bruno Pontecorvo y Vladimir Gribov discuten sobre las oscilaciones solares de neutrinos debidas a mezcla de neutrinos [24]. Esto quiere decir en la práctica, que el sabor leptónico no se conserva en la propagación del neutrino y es a este fenómeno que se le llama *oscilaciones de neutrinos*.

El fenómeno de las oscilaciones de neutrinos ha sido observado en una multitud de experimentos diferentes (como veremos en la sección 1.2.2) y hoy por hoy son la prueba mas fehaciente de la existencia de masa en los neutrinos. Un ejemplo de esto es el Premio Nobel de Física otorgado en el año 2015 a Takaaki Kajita y Arthur McDonald; ambos galardonados por haber observado y medido dicho fenómeno en el Observatorio Super-Kamiokande [25, 26] y en el Observatorio de Neutrinos de Sudbury (SNO) [27], respectivamente. A su vez, esto otorga evidencia de que si bien, el Modelo Estándar es la teoría mas consistente en física de partículas, la inclusión de la masa de los neutrinos en el modelo habla de una extensión del mismo, es decir, explorar límites en la física mas allá del modelo estándar (BSM)⁸.

⁷El *problema de los neutrinos solares* (SNP por sus siglas en inglés) refiere a un déficit de neutrinos solares electrónicos observados con respecto a la predicción del *modelo estándar solar*.

⁸BSM: Beyond Standard Model por sus siglas en inglés.

1.2.1.1. Oscilaciones de neutrinos en el vacío

Caso de 2 sabores

El caso de 2 sabores resulta ser una aproximación en la cual solo dos de tres neutrinos masivos son considerados. Esto significa omitir el acoplamiento de los neutrinos de sabor con el tercer neutrino masivo que existe en la naturaleza. Esta aproximación resulta muy útil en la práctica principalmente por dos razones:

- Las fórmulas de oscilaciones de neutrinos, en el caso de mezcla entre dos sabores, son mucho mas simples y dependen solo de unos pocos parámetros, a diferencia del caso de mezcla de tres neutrinos.
- Dado que muchos experimentos no son sensibles a la influencia de la mezcla de tres neutrinos, los datos pueden ser analizados utilizando un modelo efectivo con la mezcla de dos neutrinos solamente.

Entonces, considerando el caso mas simple de oscilaciones de neutrinos de dos especies masivas ν_α y ν_β ($\alpha, \beta = e, \mu$ o $\alpha, \beta = e, \tau$, o $\alpha, \beta = \mu, \tau$), tenemos que la matriz de mezcla U puede ser escrita como

$$U = \begin{pmatrix} c & s \\ -s & c \end{pmatrix}, \quad (1.100)$$

donde $c = \cos \theta_0$, $s = \sin \theta_0$ y θ_0 el ángulo de mezcla. Así, los autoestados de sabor resultan ser superposiciones lineales de los neutrinos masivos ν_1 y ν_2 con los coeficientes dados por la matriz de mezcla U

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha\rangle &= c|\nu_1\rangle + s|\nu_2\rangle, \\ |\nu_\beta\rangle &= -s|\nu_1\rangle + c|\nu_2\rangle. \end{aligned} \quad (1.101)$$

Por otro lado, la probabilidad de oscilación de neutrinos, es decir, la probabilidad de transformación de un neutrino de autoestado de sabor ν_α en otro sabor ν_β es entonces

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t) = |A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t)|^2 = \left| U_{\beta j} e^{-iE_j t} U_{\alpha j}^* \right|^2. \quad (1.102)$$

Si se reemplaza la matriz de mezcla (1.100) en (1.102) y tomando en cuenta neutrinos relativistas de momento p ,

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \simeq p + \frac{m_i^2}{2p} \simeq p + \frac{m_i^2}{2E}, \quad (1.103)$$

encontramos la *probabilidad de transición* (probabilidad de oscilación de neutrinos para $\alpha \neq \beta$)

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha; t) = \sin^2 2\theta_0 \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E} t \right), \quad (1.104)$$

donde $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$. Las *probabilidades de supervivencia* (probabilidad de oscilación de neutrinos para $\alpha = \beta$) son $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha; t) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\beta; t) = 1 - P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha; t)$. La probabilidad de transición puede ser escrita en términos de la distancia L recorrida por los neutrinos, donde para neutrinos relativistas $L \simeq t$. Esto con el fin de obtener una cantidad medible, ya que el tiempo t no es medible en los experimentos de oscilaciones de neutrinos mas la distancia L si lo es. De este modo, se obtiene que

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L) = \sin^2 2\theta_0 \sin^2 \left(\pi \frac{L}{l_{\text{osc}}} \right) \quad (1.105)$$

donde l_{osc} es la longitud de oscilación definida como

$$l_{\text{osc}} = \frac{4\pi E}{\Delta m^2} \simeq 2,48 m \frac{E(\text{MeV})}{\Delta m^2 (\text{eV}^2)} = 2,48 \text{ km} \frac{E(\text{GeV})}{\Delta m^2 (\text{eV}^2)}. \quad (1.106)$$

Notar que l_{osc} es inversamente proporcional a la diferencia de la energía de los autoestados de masa del neutrino: $l_{\text{osc}} = 2\pi/(E_2 - E_1)$. La probabilidad de transición puede ser escrita de una manera mas conveniente como

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L) = \sin^2 2\theta_0 \sin^2 \left(1,27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right), \quad (1.107)$$

donde L está en unidades de m y E en MeV (o L en km y E en GeV). Cosas importantes a notar de la expresión para la probabilidad de oscilación dada en la ecuación (1.105)

- El factor $\sin^2 2\theta_0$ no depende de la distancia viajada por los neutrinos; describe la amplitud de la oscilación de los neutrinos. Dicha amplitud es máxima para un ángulo de $\theta_0 = 45^\circ$ lo que corresponde a mezcla máxima. Cuando el ángulo θ_0 está cerca del cero o 90° , los autoestados de sabor están ligeramente alineados con los autoestados de masa, lo que corresponde a mezcla pequeña. En este caso la amplitud de oscilación será pequeña.
- El factor $\sin^2 \left(\pi \frac{L}{l_{\text{osc}}} \right)$ oscila con el tiempo o con la distancia viajada L por los neutrinos. La fase de oscilación, que corresponde a la fase de la función seno, es proporcional a la diferencia de energía de los autoestados de masa $\Delta m^2/2E$ y a la distancia L .

La fase de oscilación no puede ser muy pequeña si se quiere tener una probabilidad de transición apreciable. Por otro lado, cuando la fase de oscilación es muy grande, la probabilidad de transición sufre oscilaciones rápidas. La probabilidad de transición puede ser reescrita como un promedio sobre las oscilaciones de neutrinos, así la expresión queda de manera simplificada como

$$\overline{P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)} = \overline{P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha)} = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_0. \quad (1.108)$$

El caso de 3 sabores

En este caso los autoestados de sabor de neutrinos (aquí consideramos directamente los 3 sabores de neutrinos: e, μ y τ) y los autoestados de masa están relacionados a través de

$$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \\ \nu_{\tau L} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{1L} \\ \nu_{2L} \\ \nu_{3L} \end{pmatrix} \quad (1.109)$$

Es conveniente usar la parametrización de la matriz U que coincide con la parametrización estándar de la matriz de mezcla de quarks [17]:

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (1.110)$$

a menudo llamada la matriz de mezcla de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS). Aquí $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ y $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$. Como vimos anteriormente, las probabilidades de oscilaciones entre estados de varios sabores vienen dadas por la expresión (1.102), en el caso de dos sabores estas probabilidades tienen una forma muy simple, a diferencia del caso de tres sabores. Sin embargo, existen una variedad de casos límites en los cuales se pueden obtener expresiones mas simplificadas para las probabilidades de oscilaciones en términos de las de dos sabores. Con este fin, resulta conveniente asumir una jerarquía en el cuadrado de las masas

$$|\Delta m_{21}^2| \ll |\Delta m_{31}^2| \simeq |\Delta m_{32}^2|. \quad (1.111)$$

Esto implica que $m_1 \ll (\lesssim) m_2 \ll m_3$ (jerarquía directa) o $m_3 \ll m_1 \approx m_2$ (jerarquía invertida). Estos casos límites⁹ son de gran interés dado que, en el caso de los neutrinos solares, los datos que existen sobre ellos indican que se necesita una diferencia de la masa cuadrada del orden de $\Delta m_\odot^2 \sim 10^{-5} \text{eV}^2$ en oscilaciones en materia (en el vacío es del orden de $\Delta m_\odot^2 \sim 10^{-10} \text{eV}^2$) para resolver el problema de los neutrinos solares.

⁹Otro caso límite es el de los experimentos de neutrinos atmosféricos que requieren una diferencia de masas al cuadrado de $\Delta m_{\text{atm}}^2 \sim 10^{-3} \text{eV}^2$, mucho mas grande que Δm_\odot^2 .

Considerando el caso límite que es relevante para las oscilaciones de neutrinos solares—y también relevante para los experimentos de reactores de línea de base muy largas como KamLAND—se asume la jerarquía dada en (1.111) y además

$$\frac{\Delta m_{31}^2}{2E}L \simeq \frac{\Delta m_{32}^2}{2E}L \gg 1. \quad (1.112)$$

En este caso, las oscilaciones debidas a las diferencias de masas al cuadrado Δm_{31} y Δm_{32} son muy rápidas; la probabilidad de supervivencia ν_e es entonces

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \simeq c_{13}^4 P + s_{13}^4, \quad (1.113)$$

donde P es la probabilidad de supervivencia ν_e en el caso de dos sabores con la diferencia de masas al cuadrado $\Delta m^2 = \Delta m_{21}^2$ y ángulo de mezcla $\theta_0 = \theta_{12}$. En el caso de oscilaciones de neutrinos en el vacío uno tiene

$$P = 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2}{4E}L \right). \quad (1.114)$$

1.2.1.2. Oscilaciones de neutrinos en materia

Los neutrinos que se propagan en materia se encuentran sujetos a un potencial debido a la dispersión elástica coherente hacia adelante con las partículas en el medio (electrones y nucleones). Este potencial modifica la mezcla de neutrinos. También los neutrinos en materia se ven afectados por la dispersión incoherente con dichas partículas en el medio, pero la cantidad de dichas dispersiones es extremadamente pequeña la mayoría de las veces por lo que puede ser despreciada. Por ejemplo, en el caso de la mezcla de dos neutrinos, el ángulo de mezcla en el vacío es reemplazado por un ángulo de mezcla efectivo en materia, el cual puede llegar a ser grande en comparación al ángulo de mezcla en el vacío para densidades de materia adecuadas. En 1985 S. P. Mikheyev y A. Yu. Smirnov descubrieron que es posible obtener transiciones de sabor resonantes cuando los neutrinos se propagan en un medio con densidad de materia variable [28]. Este mecanismo se llama *mecanismo MSW*—Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein—y explica la conversión de sabor de los neutrinos solares durante su propagación fuera del Sol [28–30].

Caso de 3 sabores

Considerando un neutrino ultrarelativista levógiro con sabor α ($\alpha = e, \mu, \tau$) y momento \vec{p} su estado de sabor puede ser descrito como

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle, \quad (1.115)$$

donde $|\nu_k\rangle$ corresponde al estado masivo del neutrino con momento \vec{p} . Dicho autoestado corresponde a un autoestado del hamiltoniano del vacío H_0

$$H_0 |\nu_k\rangle = E_k |\nu_k\rangle, \quad (1.116)$$

con $E_k = \sqrt{\vec{p}^2 + m_k^2}$. El hamiltoniano total en materia es entonces

$$H = H_0 + H_I, \quad (1.117)$$

con $H_I |\nu_\alpha\rangle = V_\alpha |\nu_\alpha\rangle$, donde V_α corresponde al potencial efectivo sentido por un neutrino zurdo ultra relativista.

En el marco de Schrödinger, el estado inicial de un neutrino con un determinado sabor α obedece la ecuación de evolución

$$i \frac{d}{dt} |\nu_\alpha(t)\rangle = H |\nu_\alpha(t)\rangle, \quad (1.118)$$

con $|\nu_\alpha(0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle$. Asimismo, la amplitud de transición $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ después de un tiempo t viene dada por

$$\psi_{\alpha\beta}(t) = \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle, \quad (1.119)$$

con $\psi_{\alpha\beta}(0) = \delta_{\alpha\beta}$. Entonces, la probabilidad de encontrar un neutrino a $t = 0$ nacido con un sabor α que luego de un tiempo t tenga un sabor β es

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) = |\psi_{\alpha\beta}(t)|^2. \quad (1.120)$$

Con todo esto, se puede obtener la ecuación de evolución temporal para las amplitudes de transición de sabor

$$i \frac{d}{dt} \psi_{\alpha\beta}(t) = \sum_{\eta} \left(\sum_k U_{\beta k} E_k U_{\eta k}^* + \delta_{\beta\eta} V_\beta \right) \psi_{\alpha\eta}(t). \quad (1.121)$$

Para $\alpha = \beta$ se obtiene la ecuación de conservación de la probabilidad

$$\sum_{\beta} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) = \sum_{\beta} |\psi_{\alpha\beta}(t)|^2 = 1. \quad (1.122)$$

Es sabido que para neutrinos ultra relativistas se tiene

$$E_k \simeq E + \frac{m_k^2}{2E}, \quad p \simeq E, \quad t \simeq x, \quad (1.123)$$

con x la distancia desde la fuente. Así que, teniendo en cuenta estas aproximaciones, la ecuación (1.121) se convierte en una ecuación de evolución espacial tal que

$$i \frac{d}{dx} \psi_{\alpha\beta}(x) = \left(p + \frac{m_1^2}{2E} + V_{\text{NC}} \right) \psi_{\alpha\beta}(x) + \sum_{\eta} \left(\sum_k U_{\beta k} \frac{\Delta m_{k1}^2}{2E} U_{\eta k}^* + \delta_{\beta e} \delta_{\eta e} V_{\text{CC}} \right) \psi_{\alpha\eta}(x). \quad (1.124)$$

El primer término es separado de la ecuación dado que es irrelevante para las transiciones de sabor dado que genera una fase común para todos los sabores. A su vez, puede ser eliminado agregándole un shift a la fase el cual no afecta a la probabilidad de transiciones de $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ (con $t = x$). Por lo tanto, la ecuación de evolución para las amplitudes de transición de sabor es

$$i \frac{d}{dx} \psi_{\alpha\beta}(x) = \sum_{\eta} \left(\sum_k U_{\beta k} \frac{\Delta m_{k1}^2}{2E} U_{\eta k}^* + \delta_{\beta e} \delta_{\eta e} V_{CC} \right) \psi_{\alpha\eta}(x). \quad (1.125)$$

Esta expresión muestra que tanto las oscilaciones de neutrinos en el vacío como las oscilaciones de neutrinos en materia dependen de la diferencia al cuadrado de las masas de los neutrinos y no del valor absoluto de sus masas. También esta ecuación puede ser escrita matricialmente de la forma

$$i \frac{d}{dx} \Psi_\alpha = \mathcal{H}_F \Psi_\alpha, \quad (1.126)$$

la cual tiene la forma de una ecuación de Schrödinger con \mathcal{H}_F la matriz del hamiltoniano efectivo en la base de sabor dada por

$$\mathcal{H}_F = \frac{1}{2E} \left(U M^2 U^\dagger + \mathbb{A} \right). \quad (1.127)$$

Así, para el caso de la mezcla de tres neutrinos, se tiene

$$\Psi_\alpha = \begin{pmatrix} \psi_{\alpha e} \\ \psi_{\alpha \mu} \\ \psi_{\alpha \tau} \end{pmatrix}, \quad M^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta m_{21}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta m_{31}^2 \end{pmatrix}, \quad \mathbb{A} = \begin{pmatrix} A_{CC} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.128)$$

donde $A_{CC} \equiv 2EV_{CC} = 2\sqrt{2}EG_F N_e$, donde N_e corresponde a la densidad del número de electrones dentro del sol.

Caso de dos sabores: el efecto MSW

Dado que el caso de la mezcla de tres neutrinos es un poco más complicado y tal como fue mencionado anteriormente, para los neutrinos solares basta con considerar el caso de mezcla de dos sabores que es mucho más simple, se verá entonces la mezcla entre ν_e, ν_μ y ν_1, ν_2 . El caso de mezcla $\nu_e - \nu_\tau$ es idéntico dado que ν_μ y ν_τ tienen el mismo potencial en materia.

Para los neutrinos solares, que son creados y se propagan en el interior denso del sol, se asume que el neutrino inicial corresponde a un neutrino electrónico, es decir $\alpha = e$. Con esto en mente, la ecuación de evolución (1.126) puede ser escrita como

$$i \frac{d}{dx} \begin{pmatrix} \psi_{ee} \\ \psi_{e\mu} \end{pmatrix} = \frac{1}{4E} \begin{pmatrix} -\Delta m^2 \cos 2\vartheta + A_{CC} & \Delta m^2 \sin 2\vartheta \\ \Delta m^2 \sin 2\vartheta & \Delta m^2 \cos 2\vartheta - A_{CC} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{ee} \\ \psi_{e\mu} \end{pmatrix}, \quad (1.129)$$

donde $\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$ y ϑ es el ángulo de mezcla, definido por

$$\nu_e = \cos \vartheta \nu_1 + \sin \vartheta \nu_2, \quad \nu_\mu = -\sin \vartheta \nu_1 + \cos \vartheta \nu_2. \quad (1.130)$$

Para un neutrino electrónico ν_e inicial, la condición inicial de la ecuación de evolución (1.129) es

$$\Psi_e(0) = \begin{pmatrix} \psi_{ee}(0) \\ \psi_{e\mu}(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.131)$$

y las probabilidades de transiciones $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ y de supervivencia ν_e son, respectivamente,

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}(x) = |\psi_{e\mu}(x)|^2, \quad P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(x) = |\psi_{ee}(x)|^2 = 1 - P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}(x). \quad (1.132)$$

1.2.2. Neutrinos solares

El Sol es una enorme fuente de producción de neutrinos debido a las reacciones de fusión termonuclear que ocurren en su núcleo. La energía de estos neutrinos es del orden de 1 MeV y dado que sus interacciones con la materia son muy débiles, prácticamente todos los neutrinos producidos en el núcleo pasan a través del interior del Sol y fluyen en el espacio. El flujo de neutrinos solares que llegan a la Tierra es aproximadamente de $6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [31].

Los neutrinos solares fueron detectados por primera vez por Homestake [23], experimento ubicado en la mina Homestake en Estados Unidos, en el año 1970. Dicho experimento estuvo en concordancia con los cálculos matemáticos implementados por dos astrofísicos: Raymond Davis Jr. y John N. Bahcall quienes tenían por objetivo recolectar y contar los neutrinos emitidos por la fusión nuclear solar [32]. Luego a finales de 1980 el experimento de Kamiokande, ubicado en la mina Kamioka, Japón, a 2,03 km de profundidad obtuvo por primera vez una imagen de neutrinos en tiempo real del sol [33]. Ya a partir de 1990, diversos experimentos en el mundo como GALLEX/GNO (*Galio Neutrino Observatory*) [34, 35] que se encuentran ubicados en el Laboratorio Nacional Gran Sasso en Italia y SAGE (*Sovietic-American Galio Experiment*) [36] ubicado en el Observatorio de Neutrinos de Baksan en Rusia a 2000 metros de profundidad bajo el monte Andrychi, midieron neutrinos de baja energía producidos en la cadena *pp*. Ya para finales de 1990, el experimento Super-Kamiokande [37, 38] (también ubicado en Japón) y el experimento SNO (*Sudbury Neutrino Observatory*) [39, 40] ubicado en la mina Creighton en Canadá a dos kilómetros de profundidad lograron proveer de una importante cantidad de datos de alta precisión de la parte de altas energías del flujo de neutrinos solares.

Dos grandes éxitos de los experimentos de neutrinos solares son:

- La detección de los neutrinos solares y con ello la prueba de que la generación de energía termonuclear en las estrellas es correcta,

- El descubrimiento (Homestake), la confirmación (Kamiokande, GALLEX/GNO, SAGE, Super-Kamiokande), y la solución (SNO) [27] del *problema de los neutrinos solares (SNP)* en favor de las oscilaciones de neutrinos.

1.2.2.1. Modelo Estándar Solar

En palabras de John Bahcall, el modelo estándar solar MES es un «*modelo solar construido con la mejor física y data disponible*» y donde «*se requiere que se ajuste a la luminosidad y el radio observados del sol en la época actual, así como la relación de los elementos pesados al hidrógeno observada en la superficie del sol*» [41].

La ciencia que estudia las oscilaciones en el Sol se llama *heliosismología* y es vital para entender la física del Sol ya que se estudian y miden dichas oscilaciones a través de los modos p , donde p se refiere a *presión*. Estas observaciones heliosismológicas otorgan información muy detallada sobre la velocidad del sonido y la densidad de materia en el interior del Sol. Es decir, el MES lo que busca es describir la estructura y la evolución del Sol basado tanto en la heliosismología como en el estudio de muchos otros parámetros físicos como lo son la masa, la luminosidad, el radio, la temperatura de la superficie solar, la edad del Sol, y la abundancia de elementos en la superficie. Algunas de estas características fundamentales del Sol pueden verse en la tabla 1.3. Dicho esto, el MES que ha jugado un mayor rol en desarrollar la física de neutrinos solares es el desarrollado por John Bahcall y sus colaboradores donde sus estudios sobre esta materia comenzaron en el año 1962 [42] (otras referencias a tener en cuenta [41, 43–45]) y continuamente fueron actualizando los cálculos de dichos modelos [32, 46]. La imagen 1.11 muestra el espectro de energía de los flujos de neutrinos predichos por el MES BS05(OP) [46].

Luminosidad solar	L_{\odot}	=	$(3.846 \pm 0.008) \times 10^{26} \text{ W}$
		=	$(2.400 \pm 0.005) \times 10^{39} \text{ MeV s}^{-1}$
Radio solar	R_{\odot}	=	$6.961 \times 10^{10} \text{ cm}$
Masa solar	M_{\odot}	=	$(1.98844 \pm 0.00030) \times 10^{33} \text{ g}$
Unidad astronómica	1ua	=	$(149.597870660 \pm 0.000000020) \times 10^6 \text{ km}$
Constante solar	K_{\odot}	\equiv	$L_{\odot}/4\pi(1\text{ua})^2 \simeq 8.534 \times 10^{11} \text{ MeV cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Año	1 año	=	$3.15569252 \times 10^7 \text{ s}$

Tabla 1.3: Características fundamentales del sol y del sistema tierra-sol. Datos extraídos de la referencia [47].

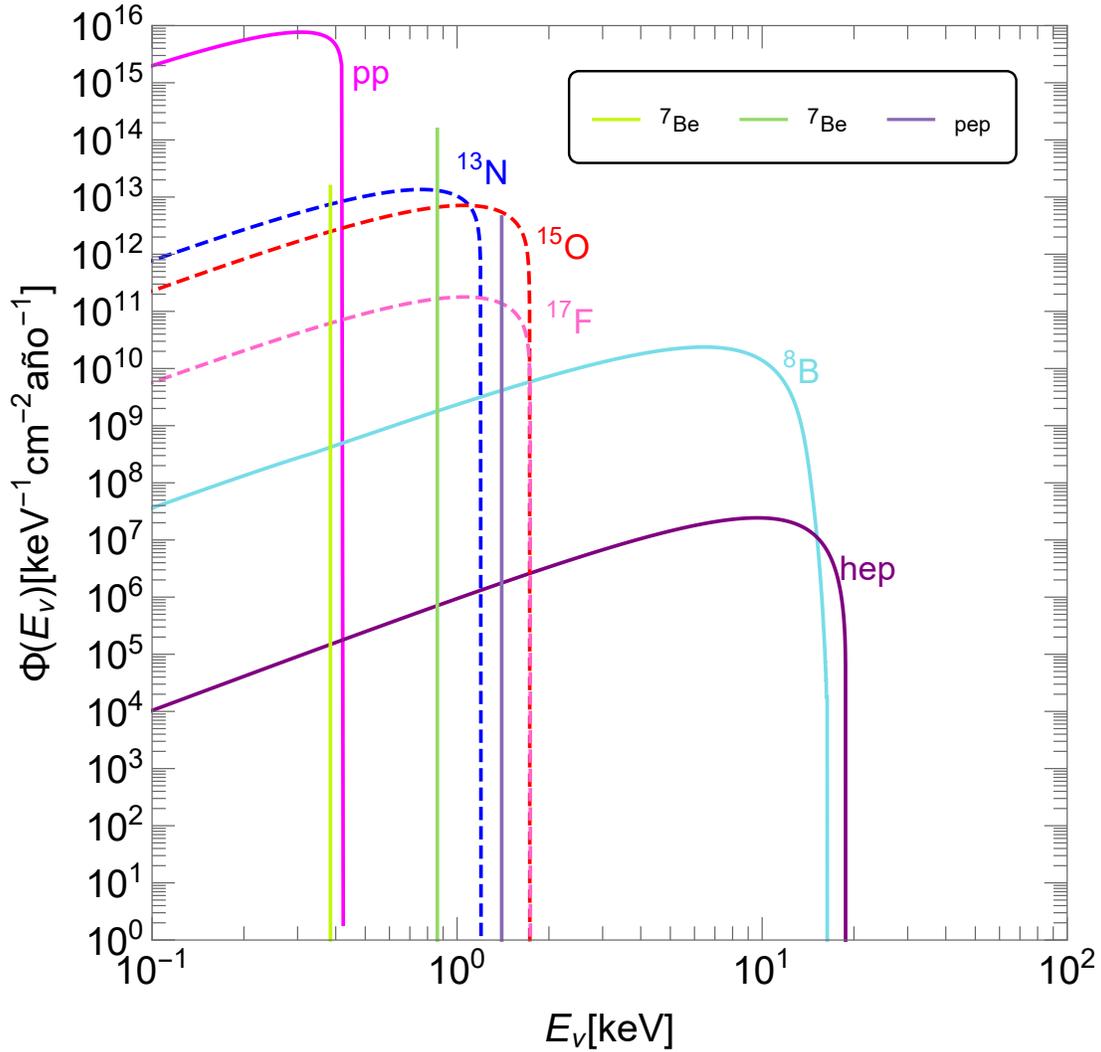


Figura 1.11: Espectro de energía de los flujos de neutrinos solares de las cadenas pp y CNO predichas por el MES (Modelo Estándar Solar) específicamente el modelo BS05(OP) [46]. Las curvas sólidas corresponden a los elementos del ciclo pp junto a las líneas espectrales de pep y ${}^7\text{Be}$. Las líneas punteadas corresponden a los elementos químicos del ciclo CNO. El flujo está en unidades de $\text{cm}^{-2} \text{año}^{-1} \text{keV}^{-1}$.

Los flujos de neutrinos solares principalmente se producen en dos procesos de reacciones termonucleares: la cadena pp y el ciclo CNO. La cadena pp incluye reacciones $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$ (pp), $p + e^- + p \rightarrow d + \nu$ (pep), ${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu$ (hep), ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu(+\gamma)$ (${}^7\text{Be}$), y ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu$ (${}^8\text{B}$). El ciclo CNO involucra reacciones ${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu$ (${}^{13}\text{N}$), ${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu$ (${}^{15}\text{O}$), y ${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O} + e^+ + \nu$ (${}^{17}\text{F}$). Estas reacciones, que pueden ser vistas en la imagen 1.12, además dan como resultado una fusión general de protones en ${}^4\text{He}$, $4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$ donde la energía liberada en la reacción, $Q = 4m_p - m_{{}^4\text{He}} - 2m_e \sim 26 \text{ MeV}$, —con m_p la masa del protón¹⁰ y m_e la masa del electrón¹¹— es mayormente transportada por los fotones y sólo una pequeña fracción es transportada por los neutrinos, $\langle E_{2\nu_e} \rangle = 0.59 \text{ MeV}$ [17]. En las imágenes 1.13 y 1.14 se puede apreciar la distribución de la producción de neutrinos como función del radio para cada flujo de neutrinos solares y en la tabla 1.4 se puede observar el flujo promedio de cada fuente de neutrinos así como la reacción termonuclear donde dichos neutrinos se producen. Tanto la distribución como los valores promedios del flujo son extraídos del MES BS05 [46].

Fuente r	Flujo Φ_r [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	Reacción
pp	5.99×10^{10}	$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$
pep	1.42×10^8	$p + e^- + p \rightarrow d + \nu_e$
hep	7.93×10^3	${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$
${}^7\text{Be}$	4.84×10^9	$e^- + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$
${}^8\text{B}$	5.69×10^6	${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$
${}^{13}\text{N}$	3.07×10^8	${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$
${}^{15}\text{O}$	2.33×10^8	${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$
${}^{17}\text{F}$	5.84×10^6	${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O} + e^+ + \nu_e$
Total	6.54×10^{10}	-

Tabla 1.4: Valores de los flujos de neutrinos solares para las distintas fuentes y su reacción termonuclear según el modelo BS05 [46].

¹⁰ $m_p = 938.272 \text{ MeV}$ según [17].

¹¹ $m_e = 0.5109 \text{ MeV}$, es decir, $\sim 0.511 \text{ MeV}$ según [17].

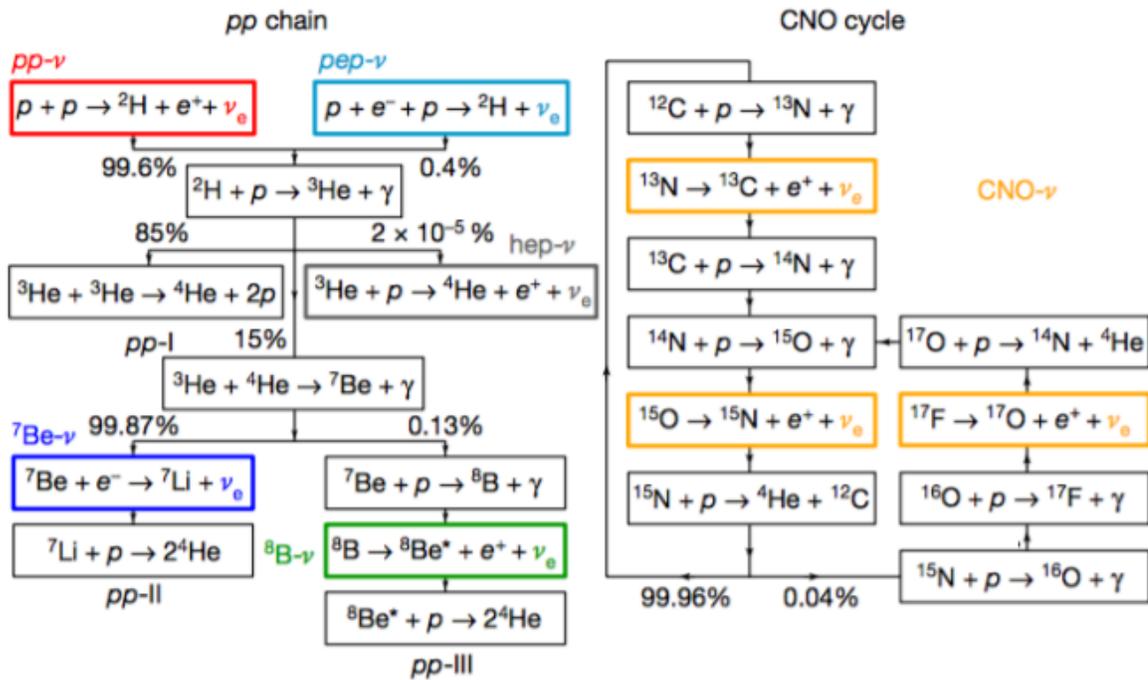


Figura 1.12: Generación de energía en el Sol vía cadena *pp* (lado izquierdo) y ciclo CNO (lado derecho). Los recuadros de colores rojo, celeste, azul y verde remarcan las reacciones termonucleares que producen neutrinos en la cadena *pp*, mientras que los recuadros amarillos remarcan la producción de neutrinos en el ciclo CNO. Imagen tomada de [48].

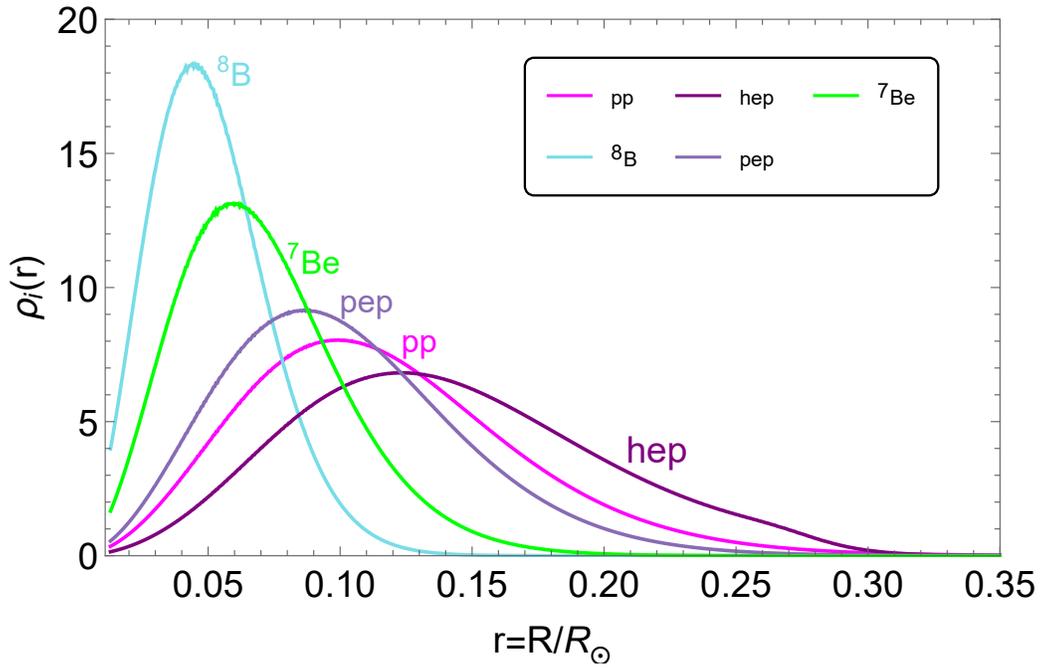


Figura 1.13: Distribución del flujo de neutrinos de la cadena pp en función del radio normalizado por el radio solar. Los datos fueron tomados del modelo BS05(OP) [46].

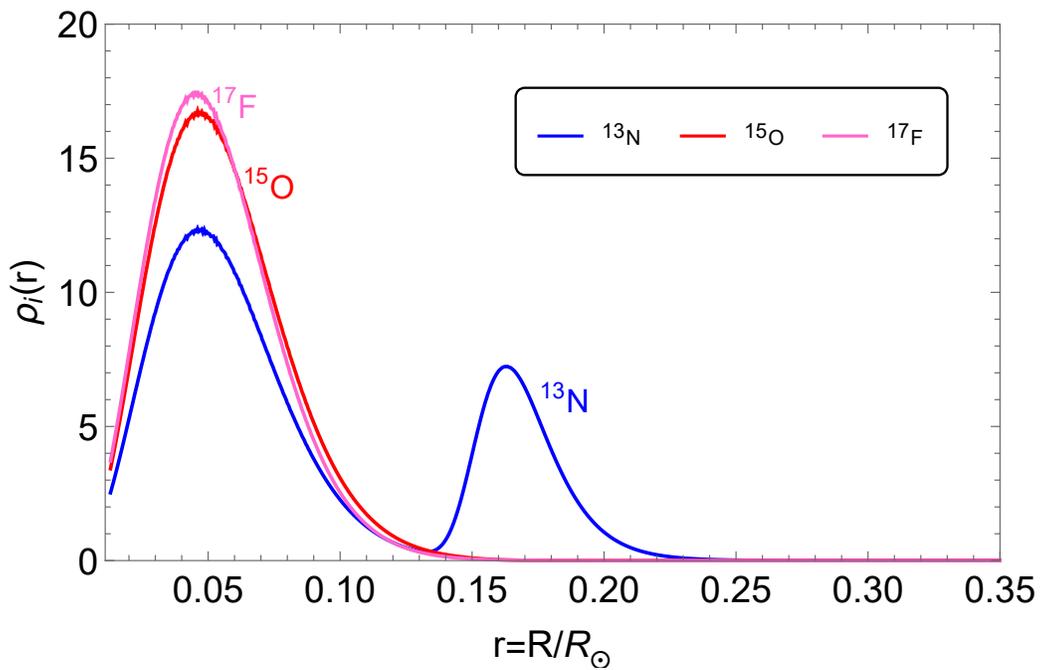


Figura 1.14: Distribución del flujo de neutrinos del ciclo CNO en función del radio normalizado por el radio solar. Los datos fueron tomados del modelo BS05(OP) [46].

Cinemática e interacciones de neutrinos

Para establecer la cinemática de una interacción neutrino-electrón o neutrino-núcleo, basta con estudiar la cinemática relativista de un proceso $2 \rightarrow 2$. Por lo mismo, conviene ver dicho proceso como si se estuviera observando una caja negra entre dos partículas incidentes y dos partículas resultantes tal como lo indica el dibujo (2.1). Dos partículas de momentum p_1 y p_2 y masas m_1 y m_2 se dispersan en dos partículas de momentum p_3 y p_4 y sus correspondientes masas m_3 y m_4 . Las variables de Mandelstam (invariantes de Lorentz) se definen por

$$\begin{aligned}
 s &= (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 \\
 &= m_1^2 + 2E_1E_2 - 2\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2 + m_2^2, \\
 t &= (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2 = q^2 \equiv -Q^2 \\
 &= m_1^2 - 2E_1E_3 + 2\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_3 + m_3^2, \\
 u &= (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2 \\
 &= m_1^2 - 2E_1E_4 + 2\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_4 + m_4^2,
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

lo cual satisface que

$$s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2. \tag{2.2}$$

La sección transversal para dos cuerpos puede ser escrita como

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi s} \frac{1}{|p_{1 \text{ cm}}|^2} |M|^2. \tag{2.3}$$

Para el caso de las secciones transversales $2 \rightarrow 2$ estas deben ser proporcionales a la constante de Fermi G_F^2 . Dado que la sección transversal tiene dimensión de

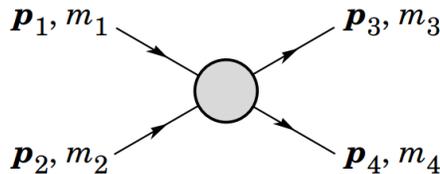


Figura 2.1: Definición de las variables para un estado final de dos cuerpos.

[longitud]² ~ [energía]⁻² y G_F^2 posee dimensión [energía]⁻⁴ es necesario introducir un factor con dimensión [energía]². En el marco del centro de masa de un sistema $2 \rightarrow 2$, el único factor con dimensión de energía al cuadrado y que además depende solo del estado inicial es la variable s de las variables de Mandelstam $s = (E_{\nu_i} + E_{e_i})$. Así, en cualquier marco de referencia la sección transversal para un proceso, por ejemplo el de neutrino-electrón, viene dado por

$$\sigma \propto G_F^2 s. \quad (2.4)$$

2.1. Interacciones de neutrinos

En el Modelo Estándar las interacciones de neutrinos son descritas con una precisión importante y hasta el momento no se han encontrado desviaciones en los datos experimentales.

Las interacciones de neutrinos vienen dadas por dos componentes: la corriente cargada leptónica y la corriente neutra leptónica

$$j_{W,L}^\rho = 2 \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_{\alpha L} \gamma^\rho l_{\alpha L} = \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_{\alpha} \gamma^\rho (1 - \gamma^5) l_{\alpha}, \quad (2.5)$$

y

$$j_{Z,\nu}^\rho = \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_{\alpha L} \gamma^\rho \nu_{\alpha L} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_{\alpha} \gamma^\rho (1 - \gamma^5) \nu_{\alpha}, \quad (2.6)$$

respectivamente. Ambas corrientes integran el lagrangiano de interacción débil para la corriente cargada leptónica

$$L_{1,L}^{(CC)} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \left(j_{W,L}^\rho W_\rho + j_{W,L}^{\rho \dagger} W_\rho^\dagger \right) \quad (2.7)$$

y la parte correspondiente a la corriente neutra leptónica del lagrangiano

$$L_{1,\nu}^{(CN)} = -\frac{g}{2 \cos \vartheta_W} j_{Z,\nu}^\rho Z_\rho. \quad (2.8)$$

2.1.1. Interacción neutrino-electrón

La interacción mas simple de neutrinos con alguna componente de materia es la interacción neutrino-electrón. A orden mas bajo, dichas interacciones involucran solo leptones libres y su amplitud de interacción puede ser calculada de manera exacta utilizando las reglas de Feynman del Modelo Estándar.

2.1.1.1. Dispersión elástica de neutrino-electrón

El proceso de dispersión elástica no posee umbral, dado que el estado final es el mismo que el estado inicial, así el único efecto de un proceso de dispersión elástica es la redistribución de energía y momentum entre las dos partículas que participan. De esta forma, los neutrinos (y antineutrinos) de bajas energías con sabor $\alpha = e, \mu, \tau$ interactúan con los electrones a través del siguiente esquema del proceso de dispersión elástica

$$\bar{\nu}_\alpha + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\alpha + e^- . \quad (2.9)$$

En la figura 2.2 se pueden ver los dos diagramas de Feynman a nivel de árbol que contribuyen a la dispersión elástica de

$$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^- . \quad (2.10)$$

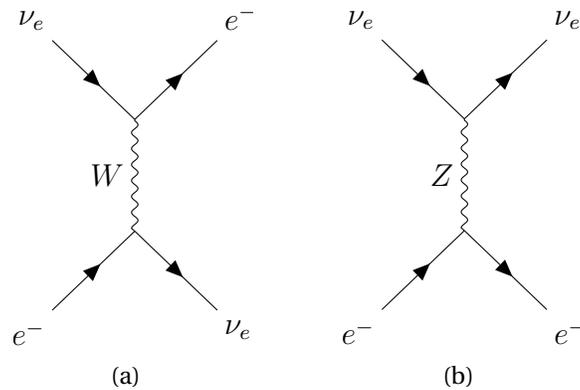


Figura 2.2: Diagramas de Feynman a nivel árbol para el proceso de dispersión elástica neutrino-electrón: corriente cargada (a) y corriente neutra (b).

En el caso de la dispersión elástica

$$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^- , \quad (2.11)$$

ocurre que el diagrama en el canal t de la corriente cargada mostrado en la figura 2.2a es reemplazado por un diagrama en el canal s como puede ser visto en la figura 2.3.

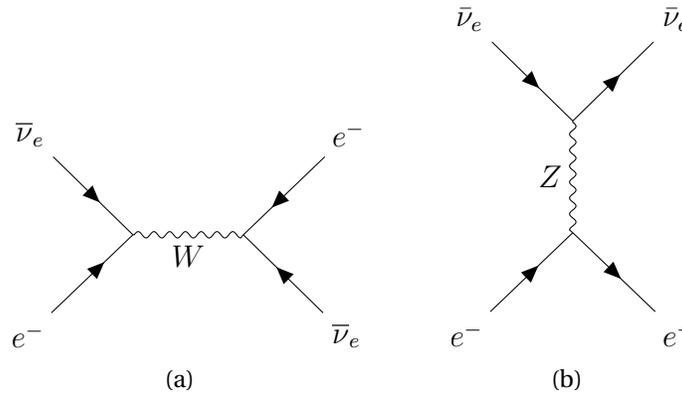


Figura 2.3: Diagramas de Feynman a nivel árbol para el proceso de dispersión elástica antineutrino-electrón: corriente cargada (a) y corriente neutra (b).

A nivel árbol, la dispersión elástica para

$$\nu_{\mu,\tau}^{(-)} + e^{-} \rightarrow \nu_{\mu,\tau}^{(-)} + e^{-} \quad (2.12)$$

recibe sólo la contribución de la corriente neutra como lo indica figura 2.4.

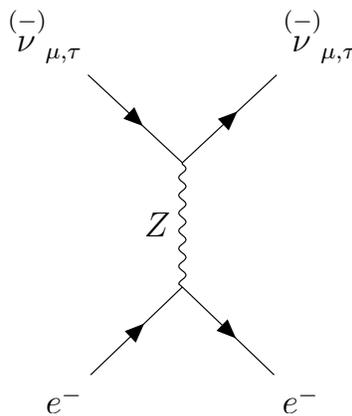


Figura 2.4: Diagrama de Feynman para el proceso de dispersión elástica neutrino (antineutrino) muón y tau-electrón.

Para neutrinos de bajas energías, los efectos de los propagadores Z y W pueden despreciarse, de esa forma los procesos mencionados anteriormente son descritos por los lagrangianos efectivos de corriente cargada y corriente neutra vistos en el primer capítulo. Por ejemplo, el lagrangiano para los procesos de dispersión elásti-

cas descritos en las figuras 2.2 y 2.3 viene dado por

$$L_{\text{eff}}(\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-) = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left\{ [\bar{\nu}_e \gamma^\rho (1 - \gamma^5) e] [\bar{e} \gamma_\rho (1 - \gamma^5) \nu_e] \right. \\ \left. + [\bar{\nu}_e \gamma^\rho (1 - \gamma^5) \nu_e] [\bar{e} \gamma_\rho (g_V^l - g_A^l \gamma^5) e] \right\}, \quad (2.13)$$

donde el primer término a la derecha de la ecuación corresponde a la contribución de la corriente cargada mientras que el segundo término corresponde a la contribución de la corriente neutra. Haciendo uso de la transformación de Fierz:

$$[\bar{e} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_e] [\bar{\nu}_e \gamma_\mu (1 - \gamma^5) e] = [\bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_e] [\bar{e} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) e], \quad (2.14)$$

la contribución de la corriente cargada puede ser reescrita y de esa forma ser reescrito el lagrangiano efectivo en una forma mas compacta

$$L_{\text{eff}}\left(\overset{(-)}{\bar{\nu}}_e e^- \rightarrow \overset{(-)}{\bar{\nu}}_e e^-\right) = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{\nu}_e \gamma^\rho (1 - \gamma^5) \nu_e] \left[\bar{e} \gamma_\rho \left((1 + g_V^l) - (1 + g_A^l) \gamma^5 \right) e \right]. \quad (2.15)$$

Para el proceso descrito en la ecuación (2.12), el lagrangiano efectivo contiene solo un término de corriente neutra y viene dado por

$$L_{\text{eff}}\left(\overset{(-)}{\bar{\nu}}_\alpha e^- \rightarrow \overset{(-)}{\bar{\nu}}_\alpha e^-\right) = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{\nu}_\alpha \gamma^\rho (1 - \gamma^5) \nu_\alpha] \left[\bar{e} \gamma_\rho (g_V^l - g_A^l \gamma^5) e \right] \quad (\alpha = \mu, \tau). \quad (2.16)$$

Como fue revisado anteriormente, las secciones transversales para un proceso del tipo neutrino-electrón viene dado por la ecuación (2.4). Así, en la tabla 2.1 es posible ver los distintos valores de las secciones transversales totales para $\sqrt{s} \gg m_e$. Tener en cuenta que en el marco del laboratorio (*lab-frame*), el electrón inicial se encuentra en reposo, y si se desprecia la masa del neutrino, se tiene que

$$s = 2m_e E_\nu, \quad (2.17)$$

donde $E_\nu \equiv E_{\nu_i}$ es la energía del neutrino entrante.

Por otro lado, la sección transversal diferencial de estos procesos, viene dada por

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{G_F^2}{\pi} \left[g_1^2 + g_2^2 \left(1 - \frac{Q^2}{2p_{\nu_1} \cdot p_{e_1}} \right)^2 - g_1 g_2 m_e^2 \frac{Q^2}{2(p_{\nu_1} \cdot p_{e_1})^2} \right], \quad (2.18)$$

donde las cantidades g_1 y g_2 dependen del sabor de los neutrinos:

- para ν_e y $\bar{\nu}_e$

$$g_1^{(\nu_e)} = g_2^{(\bar{\nu}_e)} = 1 + \frac{g_V^l + g_A^l}{2} = 1 + g_L^l = \frac{1}{2} + \sin^2 \vartheta_W \simeq 0,73, \quad (2.19)$$

y

$$g_2^{(\nu_e)} = g_1^{(\bar{\nu}_e)} = \frac{g_V^l - g_A^l}{2} = g_R^l = \sin^2 \vartheta_W \simeq 0,23, \quad (2.20)$$

- para $\nu_{\mu,\tau}$ y $\bar{\nu}_{\mu,\tau}$

$$g_1^{(\nu_{\mu,\tau})} = g_2^{(\bar{\nu}_{\mu,\tau})} = \frac{g_V^l + g_A^l}{2} = g_L^l = -\frac{1}{2} + \sin^2 \vartheta_W \simeq -0,27, \quad (2.21)$$

y

$$g_2^{(\nu_{\mu,\tau})} = g_1^{(\bar{\nu}_{\mu,\tau})} = \frac{g_V^l - g_A^l}{2} = g_R^l = \sin^2 \vartheta_W \simeq 0,23. \quad (2.22)$$

Proceso	Sección transversal total
$\nu_e + e^-$	$(G_F^2 s / 4\pi) \left[(1 + 2 \sin^2 \vartheta_W)^2 + \frac{4}{3} \sin^4 \vartheta_W \right] \simeq 93 s / \text{MeV}^2$
$\bar{\nu}_e + e^-$	$(G_F^2 s / 4\pi) \left[\frac{1}{3} (1 + 2 \sin^2 \vartheta_W)^2 + 4 \sin^4 \vartheta_W \right] \simeq 39 s / \text{MeV}^2$
$\nu_{\mu,\tau} + e^-$	$(G_F^2 s / 4\pi) \left[(1 - 2 \sin^2 \vartheta_W)^2 + \frac{4}{3} \sin^4 \vartheta_W \right] \simeq 15 s / \text{MeV}^2$
$\bar{\nu}_{\mu,\tau} + e^-$	$(G_F^2 s / 4\pi) \left[\frac{1}{3} (1 - 2 \sin^2 \vartheta_W)^2 + 4 \sin^4 \vartheta_W \right] \simeq 13 s / \text{MeV}^2$

Tabla 2.1: Secciones transversales totales para la dispersión elástica de neutrino-electrón con $\sqrt{s} \gg m_e$. Los valores numéricos están en unidades de 10^{-46} cm^2 .

Energía de retroceso

Una cantidad interesante e importante en el estudio de las colisiones de neutrinos con algún blanco, es el concepto de energía de retroceso. En el *lab-frame*, cuando el momentum $\vec{p}_{e_i} = 0$, se obtiene

$$Q^2 = 2m_e T_e, \quad (2.23)$$

donde $T_e \equiv T_{e_f}$ es la energía cinética de retroceso del electrón. Así, la sección transversal diferencial como función de T_e en el sistema de laboratorio viene dada por

$$\frac{d\sigma}{dT_e}(E_\nu, T_e) = \frac{\sigma_0}{m_e} \left[g_1^2 + g_2^2 \left(1 - \frac{T_e}{E_\nu} \right)^2 - g_1 g_2 \frac{m_e T_e}{E_\nu^2} \right], \quad (2.24)$$

donde

$$\sigma_0 = \frac{2G_F^2 m_e^2}{\pi} \simeq 88,06 \times 10^{-46} \text{ cm}^2. \quad (2.25)$$

Además, haciendo uso de la conservación de la energía-momentum es posible obtener T_e como función del ángulo de dispersión θ

$$T_e = \frac{2m_e E_\nu^2 \cos^2 \theta}{(m_e + E_\nu)^2 - E_\nu^2 \cos^2 \theta}, \quad (2.26)$$

que puede ser visto en la figura 2.5.

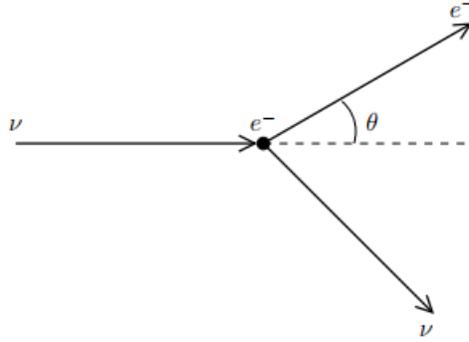


Figura 2.5: Dispersión elástica neutrino-electrón en el *lab-frame*.

Dado que

$$T_e = \frac{2m_e E_\nu^2 \cos^2 \theta}{(m_e + E_\nu)^2 - E_\nu^2 \cos^2 \theta}, \quad (2.27)$$

es posible obtener una expresión para la sección transversal diferencial en función del ángulo de dispersión del electrón tal que

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \sigma_0 \frac{4E_\nu^2 (m_e + E_\nu)^2 \cos\theta}{[(m_e + E_\nu)^2 - E_\nu^2 \cos^2 \theta]^2} \left[g_1^2 + g_2^2 \left(1 - \frac{2m_e E_\nu \cos^2 \theta}{(m_e + E_\nu)^2 - E_\nu^2 \cos^2 \theta} \right)^2 - g_1 g_2 \frac{2m_e^2 \cos^2 \theta}{(m_e + E_\nu)^2 - E_\nu^2 \cos^2 \theta} \right]. \quad (2.28)$$

De la ecuación (2.26) es posible deducir una cota máxima para la energía cinética de retroceso del electrón en términos de la energía del neutrino E_ν dado que el

ángulo posee la siguiente restricción $\cos \theta \leq 1$, de esa forma se tiene

$$T_e^{\text{máx}}(E_\nu) = \frac{2E_\nu^2}{m_e + 2E_\nu}. \quad (2.29)$$

Este valor máximo corresponde a un movimiento hacia adelante del electrón. Así mismo es posible encontrar un valor mínimo para la energía del neutrino a partir de la ecuación (2.26)

$$E_\nu^{\text{mín}}(T_e) = \frac{T_e}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2m_e}{T_e}} \right) = \frac{T_e + |\vec{p}_e|}{2} \simeq \begin{cases} \sqrt{m_e T_e/2} & \text{for } T_e \ll m_e \\ T_e + m_e/2 & \text{for } T_e \gg m_e \end{cases} \quad (2.30)$$

2.1.2. Interacción neutrino-núcleo: CE ν NS

Dentro del Modelo Estándar, la dispersión elástica coherente neutrino-núcleo CE ν NS, por sus siglas en inglés, es un proceso de corriente neutra [49, 50] en el cual la energía del neutrino involucrado es del orden de 100 MeV. Este proceso ocurre cuando la longitud de onda de De Broglie λ del proceso de dispersión resulta ser mayor que el radio nuclear. En otras palabras, esto significa que cuando $q \leq h/r_N \simeq 100\text{MeV}$ que es el momentum transferido del proceso, las amplitudes individuales de los núcleos se suman coherentemente. Esto es crucial dado que la amplitud total aumenta directamente con el número de nucleones, haciendo que la sección transversal posea un tamaño considerable.

La primera vez que se logró medir CE ν NS fue en el año 2017 en el experimento COHERENT en el cual se pudo observar el proceso con $6,7\sigma$ de nivel de confianza (CL) utilizando neutrinos producidos en el Laboratorio Nacional Oak Ridge en Tennessee, EE.UU. [51].

En el ME, el lagrangiano que mejor describe este proceso es el lagrangiano efectivo

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{ME}} = -\sqrt{2}G_F \sum_{q=u,d} (\bar{\nu}_i \gamma_\mu P_L \nu_i) \bar{q} \gamma^\mu (g_V^q + g_A^q \gamma_5) q \quad (2.31)$$

donde su sección transversal diferencial es [49]

$$\frac{d\sigma_{\nu-N}}{dE_r} = \frac{G_F^2}{2\pi} m_N g_N^2 \left(2 - \frac{m_N E_r}{E_\nu^2} \right) F^2(E_r), \quad (2.32)$$

la cual involucra un factor de forma que da cuenta de la estructura nuclear y también una componente cero del momento transferido. Aquí, se tiene que $g_N = (A - Z)g_N^n + Zg_N^p$ donde A es el número másico del núcleo y Z el número atómico y además de los siguientes valores para la constante de acoplamiento nuclear

$$g_N^n = 2g_N^d + g_N^u \quad \text{y} \quad g_N^p = g_N^d + 2g_N^u, \quad (2.33)$$

con los siguientes acoplamientos electrodébiles para los quarks

$$g_N^d = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \vartheta_W \quad \text{y} \quad g_N^u = \frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \vartheta_W, \quad (2.34)$$

utilizando el siguiente valor para el ángulo de mezcla débil $\sin^2 \vartheta_W = 0.23122$ [52].

Dicha sección transversal también presenta un valor máximo para la energía de retroceso nuclear

$$T_r^{\text{máx}} = \frac{2E_\nu^2}{m_N + 2E_\nu} \simeq \frac{2E_\nu^2}{m_N}, \quad (2.35)$$

siendo bastante buena la aproximación para todos los isótopos, en especial para el xenón.

2.2. Propiedades electromagnéticas de los neutrinos

Wolfgang Ernst Pauli en el año 1930 fue el primero en mencionar la importancia de las propiedades electromagnéticas de los neutrinos, donde él postulaba la existencia de dicha partícula y mencionaba la posibilidad de que el neutrino podría tener momento magnético [53]. Es mas, el estudio sistemático de las propiedades electromagnéticas de los neutrinos comenzó luego de que en la versión extendida del Modelo Estándar con neutrinos diestros se demostrara que el momento magnético de un neutrino masivo es distinto de cero y su valor está determinado por la masa del neutrino [54–59].

Las propiedades electromagnéticas de los neutrinos son muy importantes porque están directamente conectadas a las bases de la física de partículas. De hecho, se desprende que:

- Las propiedades electromagnéticas de los neutrinos pueden ser utilizadas para distinguir entre neutrinos de Dirac y Majorana [58, 60–62],
- Bajo esta misma idea, la precesión del sabor del espín en un campo magnético externo entrega efectos observables muy diferentes si se trata de un neutrino de Dirac o neutrino de Majorana [63, 64],
- Además, en el Modelo Estándar los neutrinos sólo tienen un radio de carga, por lo que las propiedades electromagnéticas de los neutrinos son una prueba directa de nueva física mas allá del Modelo Estándar [65–68].

En extensiones del ME, a nivel árbol el neutrino no posee interacciones electromagnéticas, por ejemplo, este no posee carga eléctrica—carga eléctrica cero—. Sin

embargo, estas interacciones pueden emerger a nivel cuántico a partir de expansiones de mayor orden en teoría de perturbaciones de la interacción. En la aproximación de un fotón, las interacciones electromagnéticas del campo neutrino $\nu(x)$ pueden ser descritas por el hamiltoniano de interacción efectivo [69]

$$\mathcal{H}_{\text{EM}}^{(\nu)}(x) = j_{\mu}^{(\nu)}(x)A^{\mu}(x) = \bar{\nu}(x)\Lambda_{\mu}\nu(x)A^{\mu}(x), \quad (2.36)$$

donde $j_{\mu}^{(\nu)}(x)$ es el cuadrivector de la corriente efectiva electromagnética de neutrinos y Λ_{μ} es una matriz 4×4 en el espacio espinorial que contiene derivadas espacio-temporales, tal que $j_{\mu}^{(\nu)}(x)$ transforma como un cuadrivector. La figura 2.6 corresponde al diagrama de la interacción entre el neutrino con un fotón, donde la región circular sombreada representa el bucle de las contribuciones cuánticas. El diagrama 2.6 contiene factores de forma magnéticos y de carga. Estas propiedades electromagnéticas de los neutrinos pueden existir incluso si los neutrinos son partículas elementales, es decir, que no poseen estructura interna, ya que estas son generadas por los efectos cuánticos del bucle. Por ejemplo, el momento magnético del neutrino (el cual corresponde al factor de forma magnético para interacciones con fotones reales, es decir, $q^2 = 0$) posee el mismo origen que el momento anómalo magnético del electrón [70]. Específicamente, dichas contribuciones cuánticas se encuentran encarnadas en la función del vértice Λ_{μ} , la cual puede ser descompuesta en términos de los productos linealmente independientes de las matrices de Dirac y de los cuadrivectores cinemáticos. Para el acoplamiento con un fotón real ($q^2 = 0$), el vértice otorga cuatro factores de forma electromagnéticos: la carga eléctrica, el momento dipolar magnético [56, 57, 60–62, 71], momento dipolar eléctrico y momento toroidal [62].

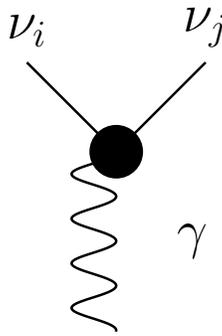


Figura 2.6: Vértice efectivo para interacciones electromagnéticas de los neutrinos.

Dependiendo de que tipo de neutrinos son, Dirac o Majorana¹, y de si las simetrías CP o CPT son simetrías exactas en el nuevo sector de la física, algunos de los

¹Para mas detalles sobre los acoplamientos electromagnéticos de los neutrinos de Dirac y neutrinos de Majorana, revisar [69].

acoplamientos que el neutrino pudiera tener desaparecen [61, 62]. A nivel efectivo, los acoplamientos magnéticos/dipolares pueden ser escritos como

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}^D &= \frac{1}{2} \bar{\nu}_{L_i} \sigma_{\mu\nu} \left(\mu_{ij}^D + \gamma_5 \varepsilon_{ij}^D \right) \nu_{R_j} F^{\mu\nu} + \text{H.c.}, \\ -\mathcal{L}^M &= \frac{1}{2} \bar{\nu}_{L_i} \sigma_{\mu\nu} \left(\mu_{ij}^M + \gamma_5 \varepsilon_{ij}^M \right) \nu_{L_j} F^{\mu\nu} + \text{H.c.} \end{aligned} \quad (2.37)$$

Es importante remarcar que los experimentos de retroceso electrónico no pueden diferenciar entre un acoplamiento de Dirac de uno de Majorana, así como tampoco pueden diferenciar entre momentos o transiciones magnéticas/eléctricas. En la base de los autoestados de masa, los procesos a través de las interacciones (2.37) son sensibles al parámetro efectivo [72]

$$\mu_{\nu\text{eff}}^2 = \sum_j \left| \sum_k A_k(E_\nu, L) (\mu_{kj} - i\varepsilon_{kj}) \right|^2, \quad (2.38)$$

donde $A_k(E_\nu, L)$ corresponde a la amplitud del k -ésimo estado del neutrino masivo en el punto de detección. El acoplamiento efectivo toma diferentes formas dependiendo de si los neutrinos son de Dirac o de Majorana, así como del esquema de sabor adoptado, por lo tanto, desde el punto fenomenológico resulta súper útil usar este acoplamiento en los siguientes cálculos. Por ejemplo, para ilustrar lo mencionado, se puede considerar el caso de los acoplamientos diagonales μ_e y μ_a . En la aproximación de dos sabores y para parámetros de oscilación requeridos por la solución LMA-MSW, el acoplamiento efectivo toma la forma [73]

$$\mu_{\nu\text{eff}}^2 \simeq P_{ee} \mu_e^2 + (1 - P_{ee}) \mu_a^2. \quad (2.39)$$

Aquí P_{ee} es la probabilidad de supervivencia del neutrino electrónico donde además hemos usado $\sin^4 \theta_{13} \ll 1$. El análisis de las interacciones magnéticas de los neutrinos resulta en un problema multiparamétrico que puede ser reducido a un problema de un solo parámetro con la ayuda de (2.38). Usando esta parametrización, la sección transversal diferencial $\nu - e$ es [74]

$$\frac{d\sigma_\nu}{dE_r} = \pi \alpha^2 \frac{\mu_{\nu\text{eff}}^2}{m_e^2} \left(\frac{E_\nu - E_r}{E_\nu E_r} \right), \quad (2.40)$$

donde $\mu_{\nu\text{eff}}$ se ha normalizado al magnetón de Bohr. Para CEvNS la sección transversal diferencial tiene la misma estructura pero con la diferencia de que viene de la mano con el número de protones objetivos al cuadrado Z^2 y un factor de forma nuclear. Debido a la divergencia de Coulomb la sección transversal tiene un pico hacia adelante, un comportamiento que se vuelve bastante pronunciado a bajas

energías de retroceso. La característica más destacada de las interacciones de momento magnético de neutrinos son, por lo tanto, las distorsiones espectrales.

Los acoplamientos electromagnéticos del neutrino están sujetos a una variedad de límites de experimentos de laboratorio [75] que incluyen PVLAS [76], desintegración β de neutrones [77], TRISTAN, LEP y CHARM-II [78], MUNU [79], SuperKamioKande [80], TEXONO [81], GEMMA [82] y Borexino Phase-II [73]. También están limitados por la cosmología y las observaciones astrofísicas, incluida la nucleosíntesis primordial [83], el giro de estrellas de neutrinos [84], supernovas y enfriamiento estelar [85–88].

Algunos de los límites actuales pueden ser vistos en la figura 2.7 donde se muestran cotas superiores dadas por cuatro de los experimentos de neutrinos más relevantes. El límite más estricto para el $\mu_{\nu\text{eff}}$ derivado de las medidas de la energía del retroceso electrónico viene dado por la colaboración GEMMA [82]. El experimento utiliza antineutrinos electrónicos de la Central Nuclear Kalinin y un detector de germanio de 1.5 kg de alta pureza con un umbral de 3 keV para la energía de retroceso electrónico. El valor para el límite dado por GEMMA es

$$\text{GEMMA: } \mu_{\nu\text{eff}} \lesssim 3,2 \times 10^{-11} \mu_B \quad \text{al } 90\% \text{CL.} \quad (2.41)$$

TEXONO [81] por su parte utiliza antineutrinos electrónicos producidos en la Central Nuclear Kuo-Sheng en Taiwán y un detector centelleante de cristal CsI(Tl) con un umbral de 100 keV (para el período II) y 500 keV por los demás períodos. El límite para el $\mu_{\nu\text{eff}}$ es aproximadamente un orden de magnitud menos estricto que GEMMA y viene dado por

$$\text{TEXONO: } \mu_{\nu\text{eff}} \lesssim 2,2 \times 10^{-10} \mu_B \quad \text{al } 90\% \text{CL.} \quad (2.42)$$

Otro experimento que utiliza antineutrinos electrónicos es KamLAND [80], detector ubicado en el Observatorio Kamioka en Japón y consiste de un líquido centelleante compuesto de aceite mineral, benceno y productos químicos fluorescentes. El límite para el $\mu_{\nu\text{eff}}$ también es aproximadamente un orden de magnitud menos estricto que GEMMA, dado por

$$\text{KamLAND: } \mu_{\nu\text{eff}} \lesssim 1,1 \times 10^{-10} \mu_B \quad \text{al } 90\% \text{CL.} \quad (2.43)$$

Borexino, en cambio, utiliza neutrinos solares sub-MeV y un detector centelleante líquido ultra puro con una energía de retroceso electrónico de 200 keV [89]. Utilizando datos de Borexino Fase-I [75], el límite para el $\mu_{\nu\text{eff}}$ es

$$\text{Borexino: } \mu_{\nu\text{eff}} < 3,1 \times 10^{-11} \mu_B \quad \text{al } 90\% \text{CL.} \quad (2.44)$$

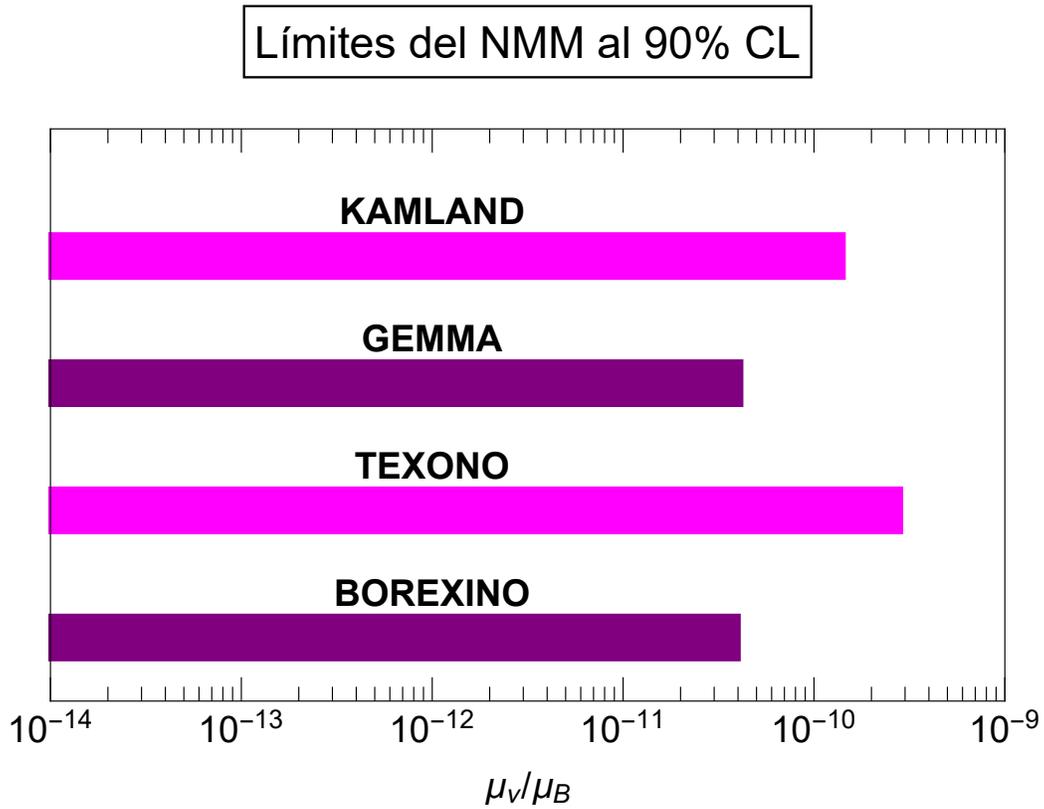


Figura 2.7: Límites del momento magnético del neutrino al 90% de nivel de confianza para los experimentos KamLAND, GEMMA, TEXONO y Borexino.

Resultados

El objetivo de este capítulo es mostrar los resultados obtenidos con respecto a las sensibilidades que tendrían los experimentos de detección directa de materia oscura como XENON1T, XENONnT y DARWIN, asumiendo distintas configuraciones de los mismos para encontrar un valor para el momento magnético dipolar del neutrino.

3.1. Detectores de detección directa

Más del 95% de la materia y la energía contenida en el Universo es oscura [90], esto quiere decir que no interactúa—o si lo hace es muy débilmente—con fotones ni con materia bariónica ordinaria. Del total de ese porcentaje un 25.9% corresponde a un tipo de materia que aun no ha sido identificada, llamada materia oscura (MO) la cual es responsable de la construcción de estructuras a gran escala en el universo. Dicha materia sería no bariónica, no disipativa y fría. Por otro lado, el 69.1% corresponde a energía oscura, la responsable de la expansión acelerada del universo. La existencia de MO como ha sido evidenciada por numerosas observaciones astronómicas y cosmológicas de manera indirecta es posiblemente, la indicación más importante de que debe existir nueva física más allá del Modelo Estándar de física de partículas.

Dentro de las muchas partículas—y no partículas—candidatas a resolver el misterio de la MO dos de ellas han sido las que han atraído la mayor atención de la comunidad científica teórica y experimental durante las últimas décadas. El axión, y también partículas similares a axiones¹, es considerado uno de los candidatos a resolver el problema de la MO. Dicha partícula es producida no térmicamente y su búsqueda se basa principalmente en su acoplamiento a fotones en presencia de un fuerte campo magnético aunque también se usa el acoplamiento a electrones y núcleos. La otra partícula candidata a MO es una partícula masiva débilmente interactuante llamada WIMP^{2,3}, y es producida térmicamente vía *freeze out*. Los WIMPs han sido buscados a través de tres técnicas experimentales que buscan medir su

¹Axion-like particles ALPs por sus siglas en inglés.

²Weakly interacting massive particle WIMPs por sus siglas en inglés.

³La noción de WIMP en la literatura no se refiere a un solo tipo de partículas sino a una categoría

masa y su acoplamiento a bariones (protones, neutrones): producción directa en experimentos o aceleradores de partículas como el gran colisionador de hadrones LHC [91]; en detección indirecta (DI) la cual abarca varias formas de detectar algunos productos exóticos de la aniquilación (o desintegración) de pares de materia oscura en regiones de alta densidad de materia oscura como lo es el halo galáctico de la Vía Láctea, el sol o galaxias enanas [92] y la detección directa (DD) en la cual se intenta medir la dispersión de una partícula WIMP con un núcleo en experimentos ultrasensibles con un ruido de fondo muy bajo. Es este último proceso de nuestro interés dado que muchos de los experimentos y/o detectores directos de MO son utilizados para estudiar otros fenómenos de física mas allá del modelo estándar como lo son nuevas interacciones en el sector de neutrinos.

Los experimentos de detección directa, dada la naturaleza de la señal que se busca, requieren un ruido de fondo extremadamente bajo en la región de interés (ROI)⁴. Usualmente, se tiene por objetivo alcanzar un «ruido de fondo cero» de modo tal que la observación de unos pocos eventos de la señal tendría una alta significancia estadística. Es por esto que caracterizar y minimizar el ruido de fondo ha sido, y sigue siendo un desafío constante en los experimentos de detección directa de materia oscura. Las principales fuentes de ruido de fondo son: la radioactividad medioambiental, radio-impurezas en la construcción del detector y del material de protección, reacciones de neutrones (α, n), reacciones de fisión (también llamados neutrones radiogénicos), rayos cósmicos y activación de los materiales del detector durante la exposición en la superficie de la tierra [93].

La señal que se logra medir en un detector producida por la dispersión del núcleo que lleva consigo energía cinética, es transformada en una señal medible como la ionización, luz centelleante o en cuantos de vibración de una red. La detección simultánea de dos observables otorga una poderosa discriminación contra los eventos del ruido de fondo. Algunas de las técnicas utilizadas para observar dichas señales son:

- Detectores de estado sólido criogénicos, tales como los utilizados por CDMS [94], CRESST [95] y EDELWEISS [96],
- Cristales centelleantes, tales como los utilizados por DAMA/LIBRA [97],
- Detectores de líquido sobrecalentado, como en el caso de PICASSO [98], COUPP [99] y SIMPLE [100],

de partículas. Su característica común es aquella de producción térmica en el universo primitivo y su posterior desacoplamiento del plasma primigenio «*freeze out*».

⁴ROI: region of interest, por sus siglas en inglés.

- Detectores de líquido noble [101], tales como los que se utilizarán en DARWIN [3] o los utilizados por la colaboración XENON [1, 6].

Los experimentos de detección directa que nos interesa para efectos de este trabajo son los de líquido noble, específicamente los de xenón líquido (LXe) ya que son detectores de fase dual, es decir, logran medir simultáneamente la señal emitida por fotones (centelleo) y la señal emitida por los electrones (ionización) [1, 3]. Los fotones se detectan a través de fotosensores que producen una señal S1 rápida. Los electrones, en cambio, se desplazan hacia arriba con la ayuda de un campo eléctrico, lo que resulta en una señal S2 retardada. Las señales S1 y S2 a su vez permiten la reconstrucción de la posición radial y la profundidad de una interacción dada, junto con la reconstrucción energética de un evento. La razón S2/S1, proporciona una forma de discriminar entre retrocesos de electrones y nucleares. Además, la tecnología bifásica, permite obtener más información sobre la señal S2 mejorando la potencia de resolución de estos detectores. La combinación de estas características proporciona una poderosa herramienta para la selección de eventos sobre el fondo y esto eventualmente permite la reconstrucción de señales de nueva física, si las hay, a través de la discriminación de señales electrónicas y nucleares.

3.2. Espectro de retroceso

El espectro de retroceso para retrocesos nucleares y electrónicos procede de una convolución de flujos de neutrinos y secciones transversales de neutrinos. En el caso de retrocesos nucleares, es sensible a todos los sabores de neutrinos en pie de igualdad. Para retrocesos de electrones la situación es diferente ya que los neutrinos electrónicos también están sujetos a procesos de corriente cargada, mientras que los otros sabores no. Los flujos, por su parte, deben ser pesados por la probabilidad de supervivencia de la oscilación del neutrino P_{ee} , la cual procede de un promedio sobre la trayectoria de los neutrinos, incluyendo todos los flujos de neutrinos $d\Phi/dE_\nu$ (ciclo pp y CNO) e involucrando la distribución de la producción de neutrinos predicha por el modelo estándar solar (ver por ejemplo [102]). Para efectos de este trabajo, se han utilizado los datos del modelo BS05(OP) [46] y los valores que mejor fit otorgan con respecto a los parámetros de oscilación del neutrino dados en [103]. La inclusión del momento magnético del neutrino involucra a su vez las probabilidades de oscilación del neutrino, dependiendo de si los nuevos acoplamientos son o no dependientes del sabor.

Para umbrales sobre 0.1 keV, CEvNS solo es sensible el flujo del neutrino proveniente del ^8B (el flujo hep está demasiado suprimido para dar una señal significativa). Por otro lado, la dispersión elástica de neutrino-electrón es sensible a todos los flujos solares y es dominada por los neutrinos pp . La contribución de los otros

flujos es pequeña, siendo la línea del ${}^7\text{Be}$ con 0.86 MeV la principal contribución. El espectro de retroceso se escribe como

$$\frac{dR_{\nu-N}}{dE_r} = N_N \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{d\Phi_{8\text{B}}}{dE_\nu} \left[\frac{d\sigma_{\nu-N}}{dE_r} + \frac{d\sigma_\nu}{dE_r} \right] dE_\nu \quad (3.1)$$

en el caso de CEvNS y

$$\begin{aligned} \frac{dR_{\nu-e}}{dE_r} = N_e \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sum_{\alpha} \frac{d\Phi_{\alpha}}{dE_\nu} \left[P_{ee} \frac{d\sigma_{\nu-e}}{dE_r} \right. \\ \left. + (1 - P_{ee}) \frac{d\sigma_{\nu a}}{dE_r} + \frac{d\sigma_\nu}{dE_r} \right] dE_\nu \end{aligned} \quad (3.2)$$

en el caso del retroceso neutrino-electrón. Aquí N_N y N_e se refieren a los números de núcleos y electrones en el detector, respectivamente, $E_\nu^{\min} = \sqrt{m_N E_r / 2}$ para CEvNS y $E_\nu^{\min} = [E_r + (E_r^2 + 2E_r m_e)^{1/2}] / 2$ para dispersión $\nu - e$. El índice α corre sobre los siguientes flujos: pp , ${}^8\text{B}$, hep , ${}^7\text{Be}$, pep , N, O y F. E_ν^{\max} está determinada por la cola cinemática del flujo correspondiente mostrado en la tabla 3.1. En las ecuaciones (3.1) y (3.2) aparece también la contribución que nos interesa, la de la dispersión $\nu - e$ inducida por la interacción electromagnética en cuestión (ver ecuación (2.40)).

Componente	Límite cinemático [keV]
pp	2.64×10^2
${}^7\text{Be}(E_\nu = 0.3 \text{ MeV})$	2.31×10^2
${}^7\text{Be}(E_\nu = 0.8 \text{ MeV})$	6.64×10^2
pep	1.18×10^3
hep	1.85×10^4
${}^8\text{B}$	1.63×10^4 (4.48)
${}^{13}\text{N}$	9.88×10^2
${}^{15}\text{O}$	1.51×10^3
${}^{17}\text{F}$	1.52×10^3

Tabla 3.1: Límite cinemático de las energías de retroceso para las diferentes componentes de neutrinos de los ciclos solares pp y CNO en la dispersión neutrino-electrón. También se incluye entre paréntesis el límite cinemático para ${}^8\text{B}$ en CEvNS. Los valores mostrados se derivan del modelo estándar solar BS05(OP) [46].

3.3. Análisis de las señales del *experimento de juguete*

Para evaluar la sensibilidad de los experimentos de detección directa a los momentos magnéticos de neutrinos, utilizamos una función espectral χ^2 asumiendo varias configuraciones de detector de la siguiente manera. Tamaños de volumen activo de una, diez y cuarenta toneladas, umbrales de 0.3 keV y 1 keV. Para CE ν NS adoptamos dos hipótesis de fondo, 68 % y 25 % de la tasa de señal. En cambio, para la dispersión elástica $\nu - e$ usamos los fondos esperados en XENON1T, XENONnT y DARWIN tomados de las referencias [4, 6, 7]. Incluyen radiactividad del material, desintegraciones beta dobles de ^{136}Xe y ^{124}Xe a través de la captura de electrones, entre otros.

Bajo los criterios mencionados anteriormente primero calculamos las señales que definen nuestro *experimento de juguete* para CE ν NS y para la dispersión elástica $\nu - e$, considerando en todos los casos la predicción del ME ($\mu_{\nu\text{eff}} = 0$). Para CE ν NS, las energías de retroceso son tomadas hasta el umbral cinemático del ^8B , alrededor de 4.5 keV. Mientras que para la dispersión $\nu - e$ la señal inducida por pp se extiende hasta los 246 keV (ver tabla 3.1). Sin embargo, consideramos energías de retroceso solo hasta 105 keV, punto en el que cae la señal. Cubrir hasta los límites cinemáticos no tiene un impacto sustancial en nuestros resultados.

Los resultados obtenidos para la señal en el *experimento de juguete* para CE ν NS son mostrados en las figuras 3.1 y 3.2 y para la dispersión $\nu - e$ se puede ver en la figura 3.3. Notar que sólo para el caso de CE ν NS hemos tomado umbrales diferentes ya que encontramos que para la dispersión $\nu - e$, el cambio de 0.3 keV a 1 keV muestra efectos insignificantes. Esto significa que los *experimentos de juguetes*, para cualquiera de esos umbrales producen, en la práctica, la misma señal. Esto se justifica por el hecho de que la diferencia de 0.7 keV en el umbral energético para la dispersión $\nu - e$ en la región de interés, reduce el rango de la energía en un 0.7 % mientras que para CE ν NS es de un 15 %.

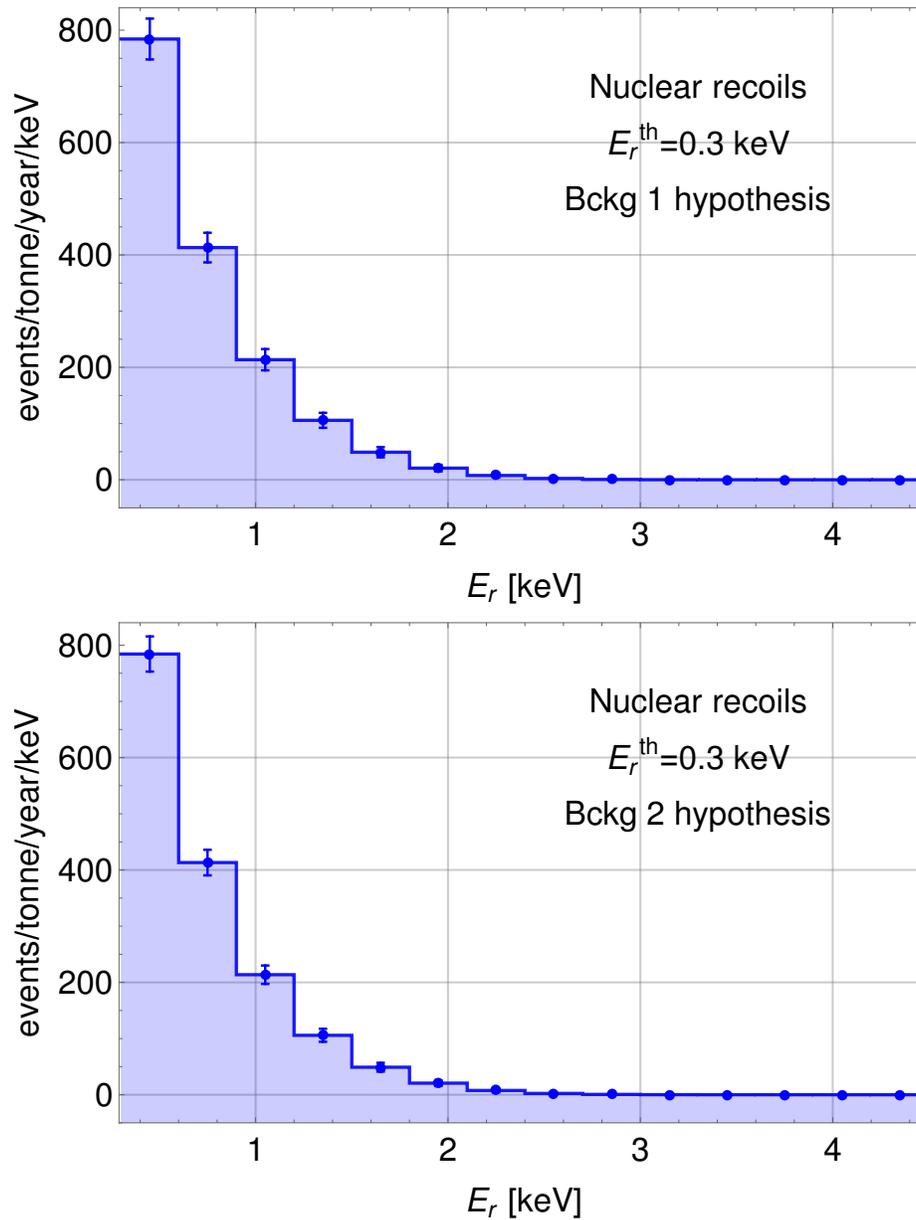


Figura 3.1: Señales del *toy experiment* para CEvNS para un umbral de 0.3 keV con un background que asciende al 68 % (arriba) y al 25 % (abajo) de la tasa de la señal, Bckg 1 y Bckg 2 respectivamente. El resultado asume 100% de eficiencia del detector y una exposición de una tonelada por año.

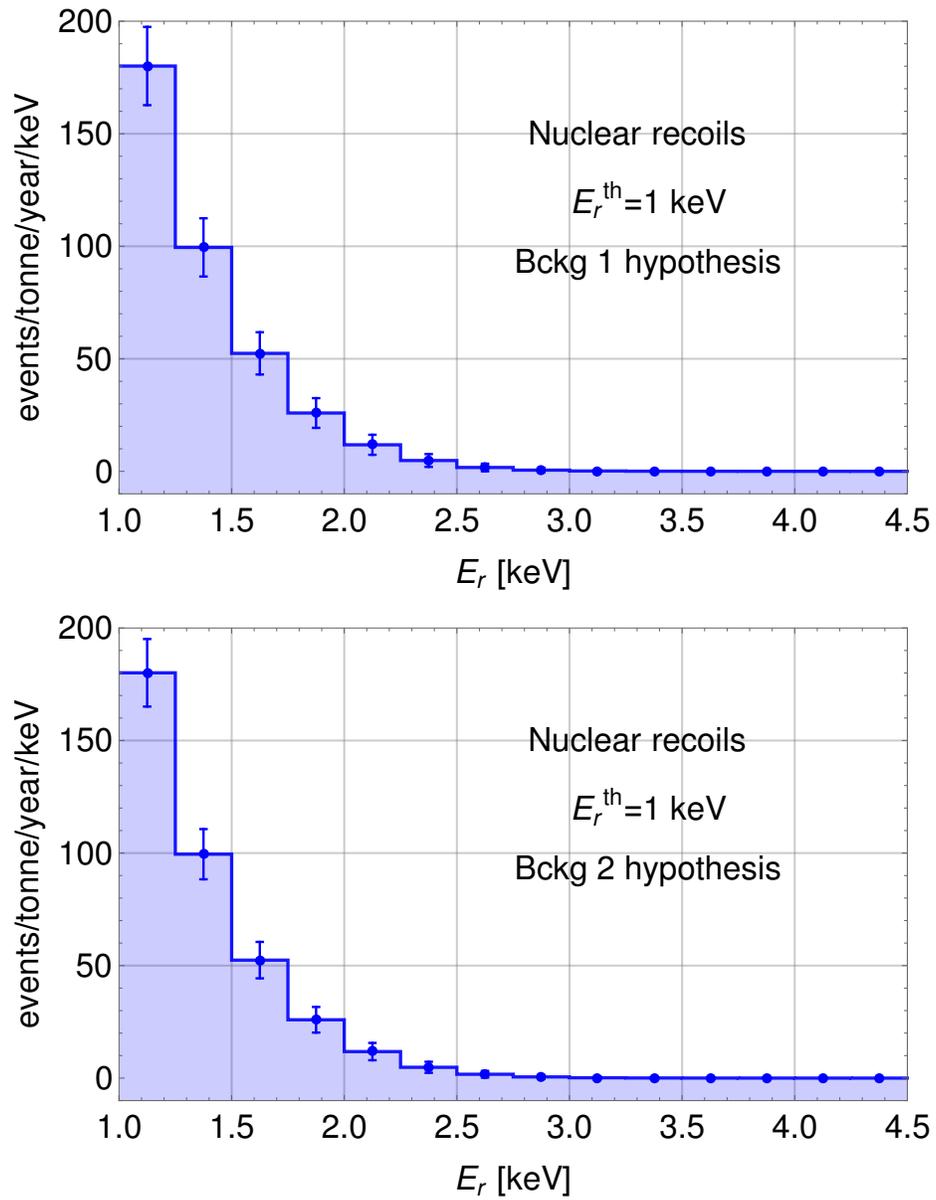


Figura 3.2: Señales del *toy experiment* para CEvNS para un umbral de 1 keV con un background que asciende al 68% (arriba) y al 25% (abajo) de la tasa de la señal, Bckg 1 y Bckg 2 respectivamente. El resultado asume 100% de eficiencia del detector y una exposición de una tonelada por año.

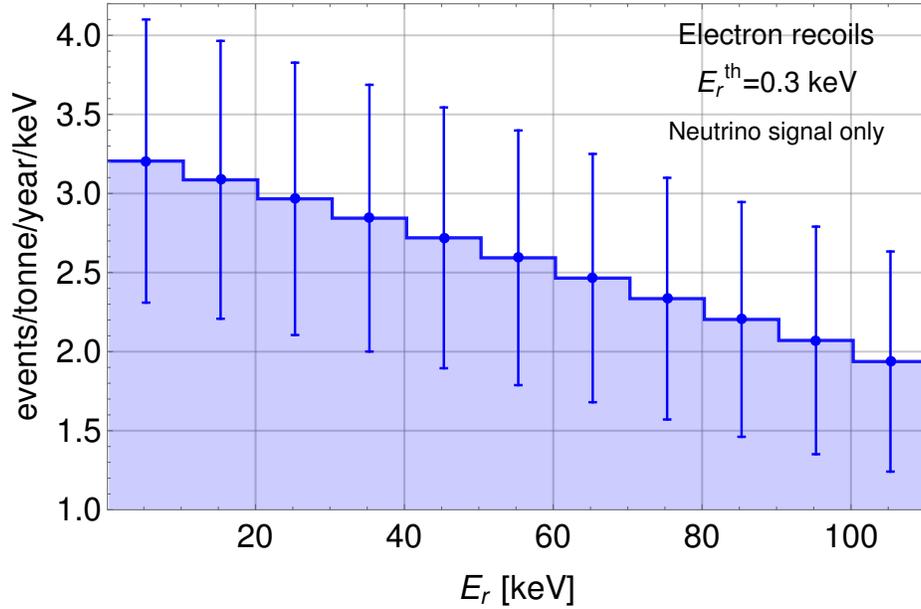


Figura 3.3: Señal neutrino-electrón para un umbral de 0.3 keV con barras de error de un 68% de la tasa de la señal. El cálculo asume un 100% de eficiencia del detector y una exposición de una tonelada por año. Los resultados son insensibles al cambio de 0.3 keV a 0.7 keV.

3.4. Análisis estadístico χ^2

Definimos nuestra distribución χ^2 como

$$\chi^2 = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \left(\left. \frac{dR_i}{dE_r} \right|_{\text{ME}} - \left. \frac{dR_i}{dE_r} \right|_{\mu_{\text{v,eff}}} \right)^2, \quad (3.3)$$

donde la energía de retroceso en el segundo término incluye las contribuciones a la señal del Modelo Estándar y el momento magnético del neutrino. Para nuestro análisis probamos valores de $\mu_{\text{v,eff}}$ desde $10^{-9}\mu_B$ a valores tan bajos como $10^{-13}\mu_B$ para ambos canales de dispersión CE ν NS y $\nu - e$. En el caso de CE ν NS los resultados de este análisis pueden verse en las figuras 3.4 y 3.5, los cuales muestran la distribución $\Delta\chi^2$ versus $\mu_{\text{v,eff}}$ (en unidades de μ_B) calculados para las cuatro combinaciones diferentes presentes en las figuras 3.1 y 3.2. Los resultados para diferentes tamaños de volumen activo se muestran en cada gráfico, probando que un incremento o mejora de 1 a 40 toneladas (XENON1T a DARWIN) mejoraría la sensibilidad por un factor de ~ 2.5 con un 90% CL. Como es posible apreciar, esta mejora del factor de la sensibilidad es independiente de las condiciones del fondo y del umbral dado.

Podemos concluir que al disminuir el ruido de fondo esto puede permitir una mejora de la sensibilidad del orden de un 15% al 90% CL. Claramente, nuestras hipótesis de fondos son de cierta forma arbitrarias. Si las cambiamos afectaría de manera cuantitativa nuestra conclusión, pero la característica cualitativa no cambiaría. Si cambiamos el umbral, como se esperaba, tiene un impacto similar en las sensibilidades, estas se degradan al pasar de 0.3 keV a 1 keV. En general, la mejor sensibilidad se obtiene con un volumen activo de 40 toneladas con un ruido de fondo y umbral bajos que puede ser visto en la figura 3.4 la gráfica de abajo donde podemos ver que es posible explorar valores tan pequeños como $8.0 \times 10^{-11} \mu_B$ con 90%CL. Este resultado es notable ya que muestra que si un umbral de 0.3 keV es alcanzable, entonces experimentos con características como DARWIN serían capaces de explorar regiones en el espacio de parámetros comparados a los explorados por Borexino, TEXONO y GEMMA [73, 81, 82] incluso en mediciones de retroceso nuclear. Además, esto demuestra que incluso con los conjuntos de datos de retroceso nuclear de DARWIN éste podría ser capaz de testear regiones cercanas a esas que aún no han sido descartadas por argumentos astrofísicos, del orden de $\mu_{\nu}|_{\text{astro}} \lesssim 3 \times 10^{-12} \mu_B$ [104]. Si dicho umbral no es alcanzable, y las mediciones están «limitadas» a un umbral de 1 keV en su lugar, con un bajo ruido de fondo aún sensibilidades como las de Borexino, TEXONO y GEMMA estarán al alcance en el canal de retroceso nuclear como lo muestra la gráfica de abajo de la figura 3.5.

Para el caso de la dispersión neutrino-electrón las sensibilidades son mucho mejor, como se esperaba. El resultado de esto se puede ver en la figura 3.6 donde también se graficó $\Delta\chi^2$ versus $\mu_{\nu\text{eff}}$. Esta figura se obtuvo usando la misma señal del *experimento de juguete* de la figura 3.3 y muestreando sobre $\mu_{\nu\text{eff}}$ en el mismo rango que en el análisis de CEvNS.

Gracias a los umbrales bajos y los tamaños de volumen grandes, las sensibilidades superarán las logradas en Borexino, TEXONO y GEMMA incluso en el caso del detector de 1 tonelada (representante de XENON1T). Al 90% de CL, las sensibilidades alcanzan valores del orden de $2.3 \times 10^{-11} \mu_B$. En cambio, si se considera el detector de 40 toneladas, las sensibilidades mejoran a valores de aproximadamente $4 \times 10^{-12} \mu_B$ al 90% de CL.

Estos valores son del mismo orden y pueden llegar a ser más competitivos que los derivados de argumentos astrofísicos, lo que plantea la cuestión de las sensibilidades que podrían alcanzarse con otras configuraciones de detectores. Esta pregunta es particularmente relevante a la luz de los límites teóricos existentes derivados del uso de teorías efectivas o modelos renormalizables, que conducen a valores de alrededor de $10^{-14} \mu_B$ [65, 105–108]. Si se toma el límite de los argumentos astrofísicos al pie de la letra⁵, la región de interés abarca aproximadamente dos órdenes

⁵Tenga en cuenta que los límites astrofísicos pueden estar sujetos a incertidumbres sustancial-

de magnitud.

Para determinar el grado en el cual la región completa puede ser cubierta hemos calculado la sensibilidad en retroceso de electrones que pueda ser lograda en un detector hipotético de xenón líquido de 200 toneladas bajo las condiciones más favorables en 10 años de toma de datos. Nosotros consideramos este caso como el más optimista y fija la sensibilidad más ambiciosa que uno podría esperar. El resultado se visualiza en la fig. 3.7, la cual muestra $\Delta\chi^2$ versus $\mu_{\nu_{\text{eff}}}$ para las configuraciones asumidas. El resultado incluye un ruido de fondo adicional que asciende al 5% de la tasa de la señal, llamada hipótesis de ruido de fondo 3. Este resultado muestra que si se logran umbrales bajos en este tipo de detectores, la sensibilidad final del momento dipolar magnético del neutrino sería del orden de $0^{-12}\mu_B$ con muy poca dependencia del ruido de fondo. Bajo la hipótesis del ruido de fondo número 2 la mejor sensibilidad que puede ser lograda es del orden de $1.9 \times 10^{-12}\mu_B$ con un 90% de CL, mientras que con la hipótesis del ruido de fondo número 3 este valor mejora a $1.8 \times 10^{-13}\mu_B$ con un 90% de CL. Finalmente, hemos comprobado si la reducción de las incertidumbres estadísticas podría permitir mejoras adicionales de estas sensibilidades. Suponiendo la hipótesis de fondo 3 y reduciendo σ_a en la ecuación (3.3) por un factor de 0.1 hemos encontrado que las sensibilidades podrían mejorar cerca de los valores del orden $10^{-13}\mu_B$.

En resumen, uno puede decir con justicia que no se puede cubrir toda la región de interés, pero tal vez se podría cubrir una fracción razonable. Que este sea el caso dependerá en gran medida del tamaño de las incertidumbres estadísticas. Si se reducen sustancialmente, estos detectores podrían eventualmente probar regiones del espacio de parámetros donde momentos magnéticos de neutrinos distintos de cero podrían inducir señales considerables.

mente grandes. Por lo tanto, el límite inferior de la región permitida debe entenderse como algo difuso. Este es posiblemente el enfoque adoptado en la ref. [4] al interpretar el exceso de electrones en términos de momentos magnéticos de neutrinos.

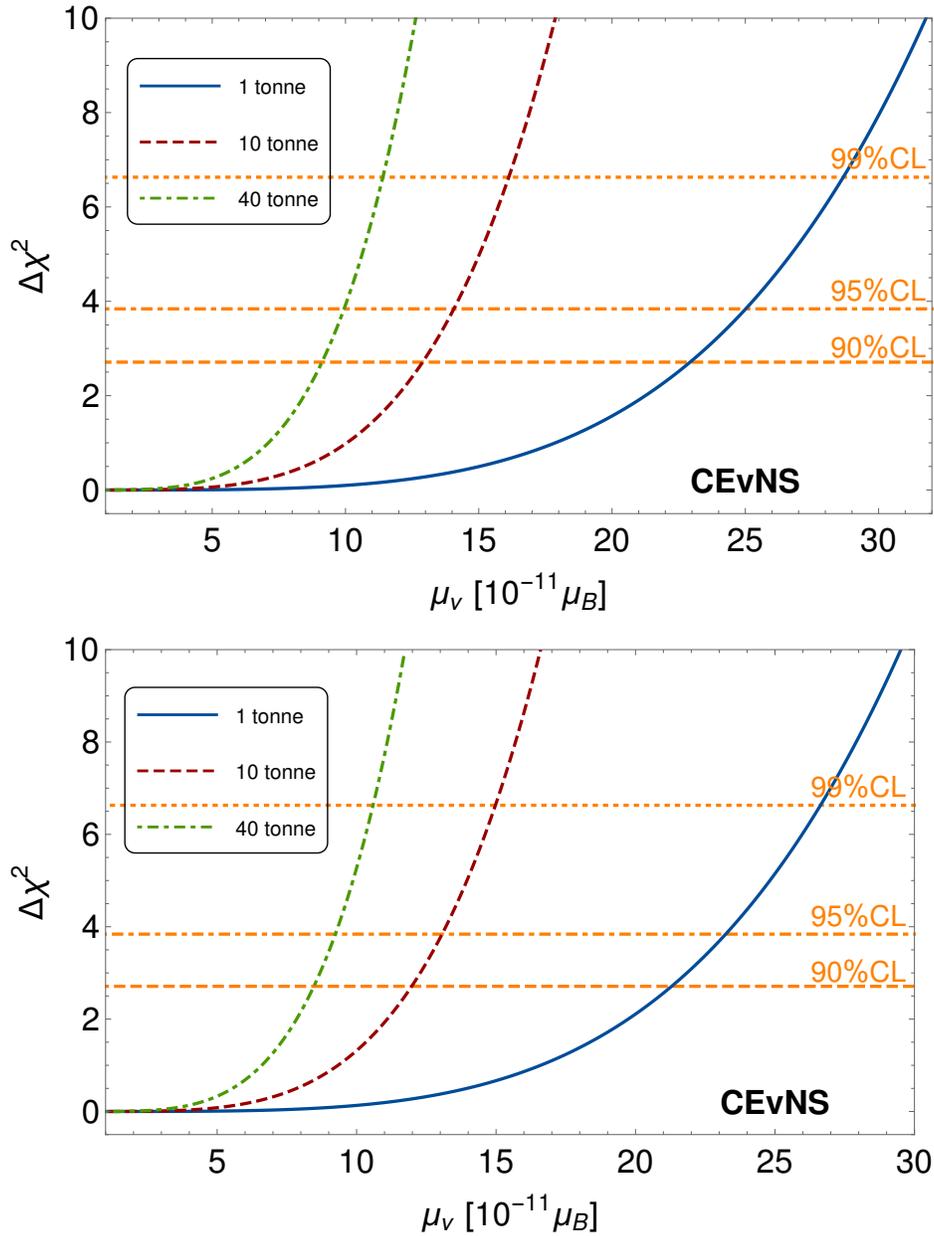


Figura 3.4: Sensibilidades del retroceso nuclear a momentos magnéticos de neutrinos en detectores de volumen activo de 1, 10 y 40 toneladas durante una toma de datos de un año. Los resultados asumen un umbral de 0.3 keV, 100% de eficiencia del detector y ruido de fondo de 68% (arriba) y 25% (abajo) de la tasa de la señal, Bckg 1 y Bckg 2 respectivamente.

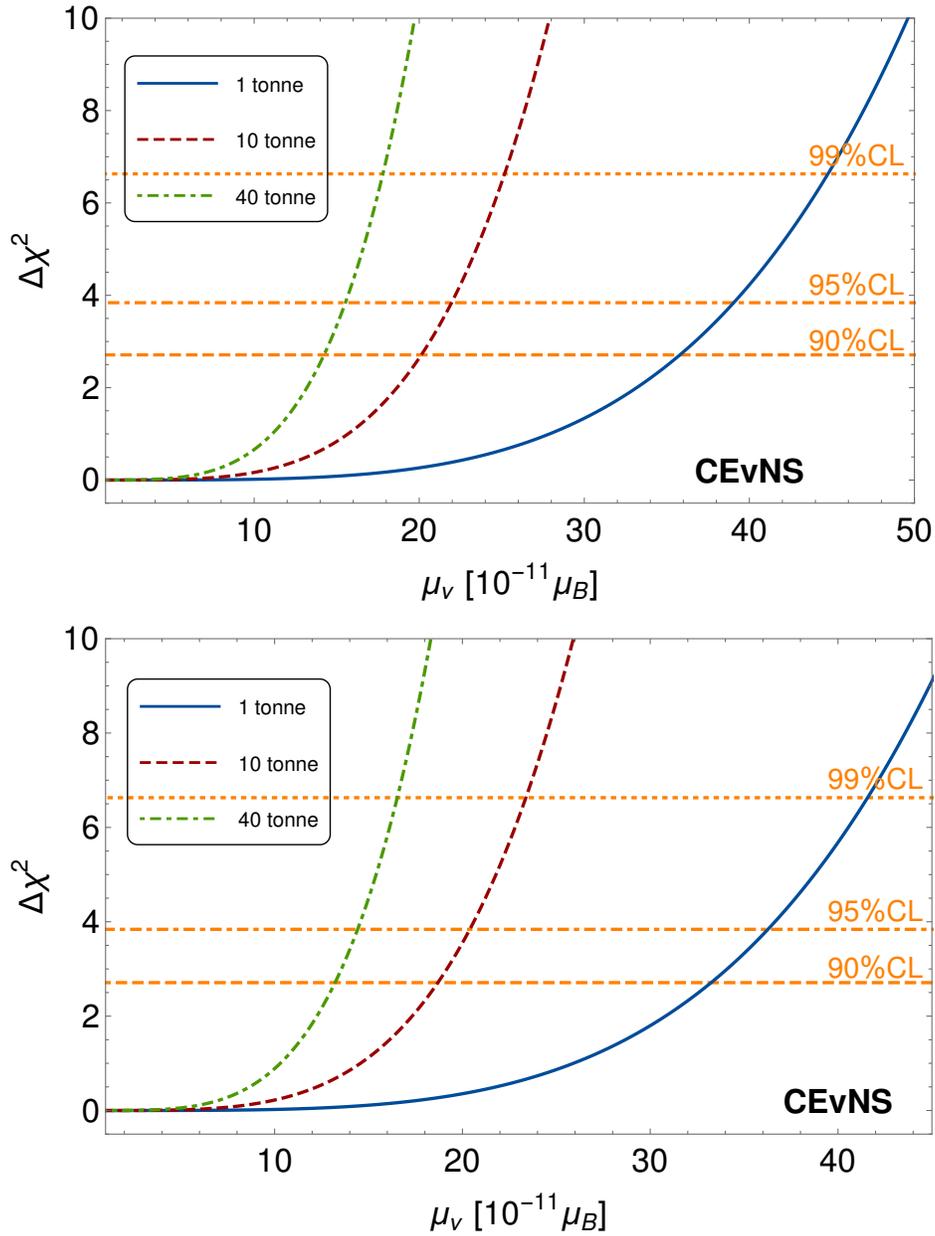


Figura 3.5: Sensibilidades del retroceso nuclear a momentos magnéticos de neutrinos en detectores de volumen activo de 1, 10 y 40 toneladas durante una toma de datos de un año. Los resultados asumen un umbral de 1 keV, 100% de eficiencia del detector y ruido de fondo de 68% (arriba) y 25% (abajo) de la tasa de la señal, Bckg 1 y Bckg 2 respectivamente.

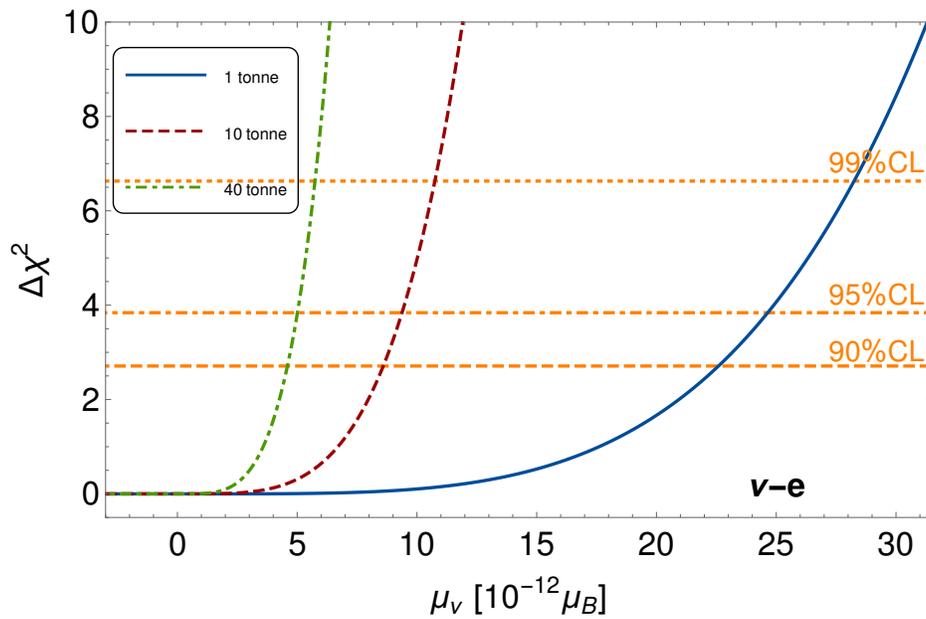


Figura 3.6: Sensibilidades del retroceso electrónico para momentos dipolares magnéticos del neutrino en detectores de 1, 10 y 40 toneladas de volumen activo durante una toma de datos de un año. Los resultados asumen un umbral de 0.3 keV, 100% de eficiencia del detector y los ruidos de fondo de XENON1T, XENONnT y DARWIN dados en las refs. [4, 6, 7]. El resultado es bastante insensible al cambio de umbral (0.1 keV a 1 keV).

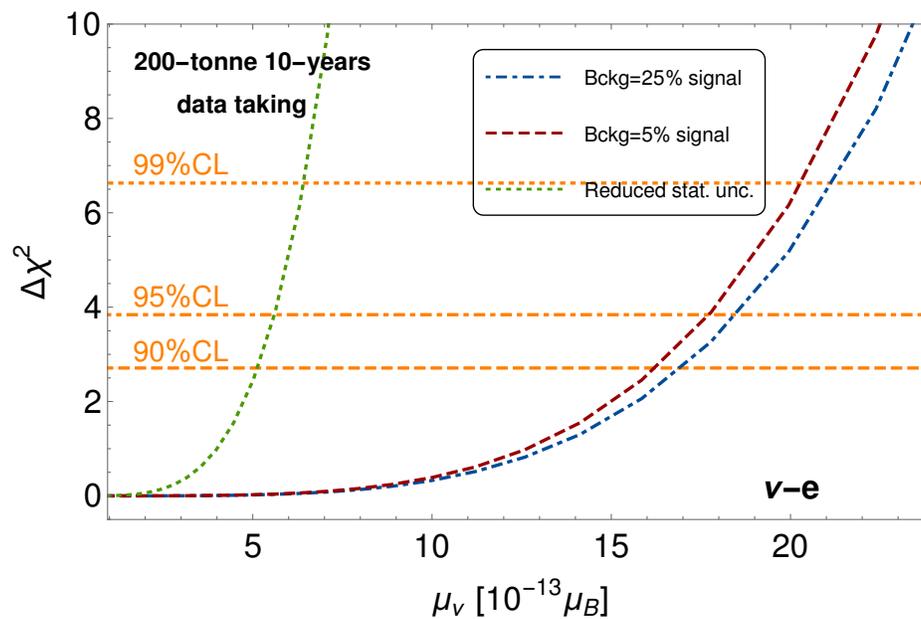


Figura 3.7: Sensibilidades del retroceso electrónico para momentos dipolares magnéticos del neutrino en un detector de xenón líquido de 200 toneladas bajo las hipótesis de ruido de fondo 2 y ruido de fondo 3 (25% y 5% de la tasa de la señal) asumiendo un 100% de eficiencia del detector. Los resultados de un análisis con una incertidumbre estadística reducida se dan mediante la curva verde punteada. El resultado se obtiene durante 10 años de toma de datos.

Conclusiones

Los experimentos de detección directa de MO con grandes volúmenes fiduciales, son sensibles a los flujos de neutrinos solares. De hecho, se espera que las estadísticas tanto en retrocesos nucleares como electrónicos sean grandes. Este es el caso, por ejemplo, de XENON1T, que ya ha recopilado un número sustancial de eventos en ambos canales [4, 109]. Motivados por las grandes estadísticas esperadas, en este trabajo hemos estudiado la sensibilidad de esas mediciones a los momentos dipolares magnéticos de los neutrinos. Hemos considerado diferentes configuraciones de detectores, que aunque bastante genéricos son representativos de XENON1T, XENONnT y DARWIN. Al generar señales como un *experimento de juguete* dadas por la predicción del Modelo Estándar más dos hipótesis de fondo para retrocesos nucleares (68% y 25% de la tasa de señal) y fondo real para retrocesos de electrones, hemos realizado un análisis de prueba χ^2 para determinar el alcance que estos detectores tendrían. En el caso de CE ν NS hemos encontrado que las sensibilidades pueden ser comparables a las alcanzadas por los experimentos dedicados a la dispersión elástica de ν_e como Borexino, GEMMA y TEXONO [73, 81, 82]. La mejor sensibilidad se puede lograr con el detector de 40 toneladas, con un umbral de 0,3 keV y un fondo bajo. En un año de toma de datos, dicho detector podría explorar regiones en el espacio de parámetros hasta valores del orden $8.0 \times 10^{-11} \mu_B$ al 90% CL. El detector de 1 tonelada que funciona con el mismo umbral y bajo fondo también podría alcanzar valores de aproximadamente $21.5 \times 10^{-11} \mu_B$ al 90% de CL. Sin duda, estas sensibilidades pueden mejorarse con mayores tiempos de toma de datos, pero incluso asumiendo sólo un año ya es suficiente para que las mediciones de retroceso nuclear sean competitivas con los límites actuales.

Las sensibilidades con dispersión elástica de neutrino-electrones son mucho mejores. Además, son bastante insensibles a los umbrales de retroceso. El cambio de 0.3 keV a 1 keV cambia la tasa de eventos/tonelada/año en menos del 1%. En el caso ideal de un detector de 40 toneladas con un umbral de 0.3 keV, podrían explorarse regiones con valores tan pequeños como $4.0 \times 10^{-12} \mu_B$ al 90% de CL. Esto significa que utilizando mediciones de retroceso de electrones, estos detectores pueden explorar regiones del espacio de parámetros que aún no han sido descartadas por argumentos astrofísicos. Hemos encontrado que incluso el detector de 1 tonelada podría alcanzar valores del orden de $2.3 \times 10^{-11} \mu_B$ al 90% CL en sólo un

año de toma de datos. Se debe tener en cuenta que este resultado está en línea con la hipótesis magnética de neutrinos considerada por XENON1T en su análisis de exceso de electrones [4]. Estos resultados muestran que las búsquedas de señales magnéticas de neutrinos ya están dominadas por este tipo de detectores y lo seguirán siendo en el futuro.

Finalmente, hemos cuantificado el grado en el que estos detectores podrían cubrir la región de $10^{-14} \mu_B$ — $10^{-12} \mu_B$ con una mayor toma de datos. Para hacerlo, calculamos las sensibilidades para un detector hipotético de 200 toneladas bajo dos hipótesis de fondo, el 25% y el 5% de la tasa de señal y 10 años de toma de datos. Nuestros hallazgos muestran que bajo estas condiciones, algo extremas, las sensibilidades pueden alcanzar valores de orden $1.9 \times 10^{-12} \mu_B$ ($1.8 \times 10^{-12} \mu_B$) al 90% de CL para la hipótesis de fondo 2 (fondo 3). Parece poco probable cubrir la región de interés completa, pero una fracción razonable es potencialmente comprobable si se pueden suprimir aún más las incertidumbres estadísticas. Por tanto, estos detectores tienen la posibilidad de observar eventualmente señales inducidas por el momento magnético de los neutrinos [110].

A

A1

Dado el doblete de Higgs

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix}, \quad (\text{A.1})$$

donde $\phi^+(x)$ es el campo escalar complejo cargado y $\phi^0(x)$ el campo complejo escalar neutro, se puede realizar la siguiente transformación

$$\tilde{\Phi} = i\tau_2\Phi^*. \quad (\text{A.2})$$

De hecho, bajo una transformación de gauge del tipo

$$g(\theta_a(x), \eta(x)) \in SU(2)_L \times U(1)_Y \quad (\text{A.3})$$

donde g son los elementos del grupo local $SU(2)_L \times U(1)_Y$ con $\theta_a(x) = (\theta_1(x), \theta_2(x), \theta_3(x))$ y haciendo una transformación del tipo

$$\Phi \xrightarrow{g(\theta_a(x), \eta(x))} \Phi' = U(\theta_a(x), \eta(x))\Phi = e^{\frac{i}{2}\theta_a(x) \cdot \tau_a + \frac{i}{2}\eta(x)} \Phi \quad (\text{A.4})$$

se obtiene que

$$\begin{aligned} \tilde{\Phi} \xrightarrow{g(\theta_a(x), \eta(x))} i\tau_2 e^{-i\theta_a(x) \cdot \frac{\tau_a^*}{2} - i\frac{\eta(x)}{2}} \Phi^* &= \left(\tau_2 e^{-i\theta_a(x) \cdot \frac{\tau_a^*}{2} - i\frac{\eta(x)}{2}} \tau_2 \right) i\tau_2 \Phi^* \\ &= e^{\frac{i}{2}\theta_a(x) \cdot \tau_a - \frac{i}{2}\eta(x)} \tilde{\Phi}, \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

donde se hizo uso de la siguiente propiedad

$$\tau_2 \tau_a^* \tau_2 = -\tau_a. \quad (\text{A.6})$$

Así $\tilde{\Phi}$ transforma como un doblete de isospín débil con hipercarga $Y = -1$.



Bibliografía

- [1] E. Aprile et al. Physics reach of the XENON1T dark matter experiment. *JCAP*, 04:027, 2016.
- [2] D. S. Akerib et al. Projected WIMP sensitivity of the LUX-ZEPLIN dark matter experiment. *Phys. Rev. D*, 101(5):052002, 2020.
- [3] J. Aalbers et al. DARWIN: towards the ultimate dark matter detector. *JCAP*, 11:017, 2016.
- [4] E. Aprile et al. Excess electronic recoil events in XENON1T. *Phys. Rev. D*, 102(7):072004, 2020.
- [5] Brian Lenardo et al. Measurement of the ionization yield from nuclear recoils in liquid xenon between 0.3 - 6 keV with single-ionization-electron sensitivity. 8 2019.
- [6] E. Aprile et al. Projected WIMP sensitivity of the XENONnT dark matter experiment. *JCAP*, 11:031, 2020.
- [7] J. Aalbers et al. Solar neutrino detection sensitivity in DARWIN via electron scattering. *Eur. Phys. J. C*, 80(12):1133, 2020.
- [8] Sheldon L. Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, 22(4):579–588, 1961.
- [9] Abdus Salam. Weak and Electromagnetic Interactions. *Conf. Proc. C*, 680519:367–377, 1968.
- [10] Steven Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264–1266, 1967.
- [11] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani. Weak interactions with lepton-hadron symmetry. *Phys. Rev. D*, 2:1285–1292, Oct 1970.
- [12] C. N. Yang and R. L. Mills. Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance. *Phys. Rev.*, 96:191–195, Oct 1954.
- [13] Peter W. Higgs. Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons. *Phys. Rev.*, 145:1156–1163, May 1966.

- [14] M. Gell-Mann. The interpretation of the new particles as displaced charge multiplets. *Nuovo Cim.*, 4(S2):848–866, 1956.
- [15] T. Nakano and K. Nishijima. Charge Independence for V-particles. *Prog. Theor. Phys.*, 10:581–582, 1953.
- [16] José Ignacio Illana. El modelo estándar y su fenomenología. 2007.
- [17] Particle Data Group, PAea Zyla, RM Barnett, J Beringer, O Dahl, DA Dwyer, DE Groom, C-J Lin, KS Lugovsky, E Pianori, et al. Review of particle physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2020(8):083C01, 2020.
- [18] Bruno Pontecorvo. Mesonium and antimesonium. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 6:429, 1958.
- [19] Bruno Pontecorvo. Inverse β processes and nonconservation of lepton charge. *Zhur. Eksptl'. i Teoret. Fiz.*, 34, 1958.
- [20] Bruno Pontecorvo. Neutrino experiments and the problem of conservation of leptonic charge. *Sov. Phys. JETP*, 26(984-988):165, 1968.
- [21] Gaillard Danby, Jean Maurice Gaillard, Konstantin Goulianos, Leon M Lederman, Nariman Mistry, Melvin Schwartz, and Jack Steinberger. Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. *Physical Review Letters*, 9(1):36, 1962.
- [22] Ziro Maki, Masami Nakagawa, and Shoichi Sakata. Remarks on the unified model of elementary particles. *Progress of Theoretical Physics*, 28(5):870–880, 1962.
- [23] Raymond Davis, Don S. Harmer, and Kenneth C. Hoffman. Search for neutrinos from the sun. *Phys. Rev. Lett.*, 20:1205–1209, May 1968.
- [24] V Gribov and B Pontecorvo. Neutrino astronomy and lepton charge. *Physics Letters B*, 28(7):493–496, 1969.
- [25] S. Fukuda et al. Constraints on neutrino oscillations using 1258 days of Super-Kamiokande solar neutrino data. *Phys. Rev. Lett.*, 86:5656–5660, 2001.
- [26] S. Fukuda et al. Solar B-8 and hep neutrino measurements from 1258 days of Super-Kamiokande data. *Phys. Rev. Lett.*, 86:5651–5655, 2001.
- [27] B Aharmim, SN Ahmed, AE Anthony, N Barros, EW Beier, Alain Bellerive, B Beltran, M Bergevin, SD Biller, K Boudjemline, et al. Combined analysis of all three phases of solar neutrino data from the sudbury neutrino observatory. *Physical Review C*, 88(2):025501, 2013.

- [28] SP Mikheev and A Yu Smirnov. Resonance amplification of oscillations in matter and spectroscopy of solar neutrinos. *Yadernaya Fizika*, 42(6):1441–1448, 1985.
- [29] Lincoln Wolfenstein. Neutrino oscillations in matter. *Physical Review D*, 17(9):2369, 1978.
- [30] Tzee-Ke Kuo and James Pantaleone. Neutrino oscillations in matter. *Reviews of Modern Physics*, 61(4):937, 1989.
- [31] Carlo Giunti and Chung W. Kim. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. 2007.
- [32] John N Bahcall, Walter F Huebner, Stephen H Lubow, Peter D Parker, and Roger K Ulrich. Standard solar models and the uncertainties in predicted capture rates of solar neutrinos. *Reviews of Modern Physics*, 54(3):767, 1982.
- [33] K. S. Hirata, T. Kajita, T. Kifune, K. Kihara, M. Nakahata, K. Nakamura, S. Ohara, Y. Oyama, N. Sato, M. Takita, Y. Totsuka, Y. Yaginuma, M. Mori, A. Suzuki, K. Takahashi, T. Tanimori, M. Yamada, M. Koshihara, T. Suda, K. Miyano, H. Miyata, H. Takei, K. Kaneyuki, H. Nagashima, Y. Suzuki, E. W. Beier, L. R. Feldscher, E. D. Frank, W. Frati, S. B. Kim, A. K. Mann, F. M. Newcomer, R. Van Berg, and W. Zhang. Observation of ^8B solar neutrinos in the kamiokande-ii detector. *Phys. Rev. Lett.*, 63:16–19, Jul 1989.
- [34] Wolfgang Hampel, J Handt, G Heusser, J Kiko, T Kirsten, M Laubenstein, E Pernicka, W Rau, M Wojcik, Yu Zakharov, et al. Gallex solar neutrino observations: Results for gallex iv. *Physics Letters B*, 447(1-2):127–133, 1999.
- [35] M Altmann, M Balata, P Belli, E Bellotti, R Bernabei, E Burkert, C Cattadori, R Cerulli, Marco Chiarini, M Cribier, et al. Complete results for five years of gno solar neutrino observations. *Physics Letters B*, 616(3-4):174–190, 2005.
- [36] Johnrid N Abdurashitov, EP Veretenkin, VM Vermul, VN Gavrin, SV Girin, VV Gorbachev, PP Gurkina, GT Zatsepin, TV Ibragimova, AV Kalikhov, et al. Solar neutrino flux measurements by the soviet-american gallium experiment (sage) for half the 22-year solar cycle. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 95(2):181–193, 2002.
- [37] Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara, K. Inoue, K. Ishihara, H. Ishino, Y. Itow, T. Kajita, J. Kameda, S. Kasuga, and et al. Measurements of the solar neutrino flux from super-kamiokandes first 300 days. *Physical Review Letters*, 81(6):11581162, Aug 1998.

- [38] Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara, K. Inoue, K. Ishihara, H. Ishino, Y. Itow, T. Kajita, J. Kameda, S. Kasuga, and et al. Measurement of the solar neutrino energy spectrum using neutrino-electron scattering. *Physical Review Letters*, 82(12):24302434, Mar 1999.
- [39] Q. R. Ahmad, R. C. Allen, T. C. Andersen, J. D. Anglin, G. Bühler, J. C. Barton, E. W. Beier, M. Bercovitch, J. Bigu, S. Biller, and et al. Measurement of the rate of $e+dp+p+e$ interactions produced by ^8B solar neutrinos at the sudbury neutrino observatory. *Physical Review Letters*, 87(7), Jul 2001.
- [40] Q. R. Ahmad, R. C. Allen, T. C. Andersen, J. D. Anglin, J. C. Barton, E. W. Beier, M. Bercovitch, J. Bigu, S. D. Biller, R. A. Black, and et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the sudbury neutrino observatory. *Physical Review Letters*, 89(1), Jun 2002.
- [41] John N. Bahcall, M. H. Pinsonneault, and Sarbani Basu. Solar models: Current epoch and time dependences, neutrinos, and helioseismological properties. *Astrophys. J.*, 555:990–1012, 2001.
- [42] JN Bahcall, William A Fowler, I Iben Jr, and RL Sears. Solar neutrino flux. *The Astrophysical Journal*, 137:344–346, 1963.
- [43] John N. Bahcall. *Neutrino Astrophysics*. 1989.
- [44] John N. Bahcall and M. H. Pinsonneault. What do we (not) know theoretically about solar neutrino fluxes? *Phys. Rev. Lett.*, 92:121301, 2004.
- [45] John N. Bahcall, Aldo M. Serenelli, and Sarbani Basu. 10,000 standard solar models: a Monte Carlo simulation. *Astrophys. J. Suppl.*, 165:400–431, 2006.
- [46] John N. Bahcall, Aldo M. Serenelli, and Sarbani Basu. New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes. *Astrophys. J. Lett.*, 621:L85–L88, 2005.
- [47] Carlo Giunti and Chung W Kim. *Fundamentals of neutrino physics and astrophysics*. Oxford university press, 2007.
- [48] M Agostini, K Altenmüller, S Appel, D Jeschke, B Neumair, L Oberauer, L Papp, S Schönert, F von Feilitzsch, V Atroshchenko, et al. Comprehensive measurement of pp-chain solar neutrinos. *Nature*, 562(7728):505–510, 2018.
- [49] Daniel Z. Freedman. Coherent Neutrino Nucleus Scattering as a Probe of the Weak Neutral Current. *Phys. Rev. D*, 9:1389–1392, 1974.
- [50] Daniel Z. Freedman, David N. Schramm, and David L. Tubbs. The Weak Neutral Current and Its Effects in Stellar Collapse. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 27:167–207, 1977.

- [51] D. Akimov et al. Observation of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering. *Science*, 357(6356):1123–1126, 2017.
- [52] K.A. Olive. Review of particle physics. *Chinese Physics C*, 40(10):100001, oct 2016.
- [53] Wolfgang Pauli. On the earlier and more recent history of the neutrino. In *Neutrino physics*. 1991.
- [54] W.J. Marciano and A.I. Sanda. Exotic decays of the muon and heavy leptons in gauge theories. *Physics Letters B*, 67(3):303–305, 1977.
- [55] Benjamin W. Lee and Robert E. Shrock. Natural suppression of symmetry violation in gauge theories: Muon- and electron-lepton-number nonconservation. *Phys. Rev. D*, 16:1444–1473, Sep 1977.
- [56] Kazuo Fujikawa and Robert E Shrock. Magnetic moment of a massive neutrino and neutrino-spin rotation. *Physical Review Letters*, 45(12):963, 1980.
- [57] Palash B Pal and Lincoln Wolfenstein. Radiative decays of massive neutrinos. *Physical Review D*, 25(3):766, 1982.
- [58] Robert E. Shrock. Electromagnetic Properties and Decays of Dirac and Majorana Neutrinos in a General Class of Gauge Theories. *Nucl. Phys. B*, 206:359–379, 1982.
- [59] Samoil M Bilenky and ST Petcov. Massive neutrinos and neutrino oscillations. *Reviews of Modern Physics*, 59(3):671, 1987.
- [60] J Schechter and José WF Valle. Majorana neutrinos and magnetic fields. *Physical Review D*, 24(7):1883, 1981.
- [61] Jose F Nieves. Electromagnetic properties of majorana neutrinos. *Physical Review D*, 26(11):3152, 1982.
- [62] Boris Kayser. Majorana neutrinos and their electromagnetic properties. *Physical Review D*, 26(7):1662, 1982.
- [63] Arturo Cisneros. Effect of neutrino magnetic moment on solar neutrino observations. *Astrophysics and Space Science*, 10(1):87–92, 1971.
- [64] Mikhail Borisovich Voloshin and MI Vysotskij. Neutrino magnetic moment and time variation of solar neutrino flux. Technical report, Gosudarstvennyj Komitet po Ispol'zovaniyu Atomnoj Ehnergii SSSR, 1986.

- [65] Nicole F. Bell, Mikhail Gorchtein, Michael J. Ramsey-Musolf, Petr Vogel, and Peng Wang. Model independent bounds on magnetic moments of Majorana neutrinos. *Phys. Lett. B*, 642:377–383, 2006.
- [66] Nicole F. Bell, Vincenzo Cirigliano, Michael J. Ramsey-Musolf, Petr Vogel, and Mark B. Wise. How magnetic is the Dirac neutrino? *Phys. Rev. Lett.*, 95:151802, 2005.
- [67] Nicole F. Bell. How Magnetic is the Neutrino? *Int. J. Mod. Phys. A*, 22:4891–4899, 2007.
- [68] H. Novales-Sanchez, A. Rosado, V. Santiago-Olan, and J. J. Toscano. Effects of physics beyond the standard model on the neutrino charge radius: an effective Lagrangian approach. *Phys. Rev. D*, 78:073014, 2008.
- [69] Carlo Giunti and Alexander Studenikin. Neutrino electromagnetic interactions: a window to new physics. *Rev. Mod. Phys.*, 87:531, 2015.
- [70] Walter Greiner and Joachim Reinhardt. *Quantum electrodynamics*. Springer Science & Business Media, 2008.
- [71] Robert E Shrock. Electromagnetic properties and decays of dirac and majorana neutrinos in a general class of gauge theories. *Nuclear Physics B*, 206(3):359–379, 1982.
- [72] John F. Beacom and P. Vogel. Neutrino magnetic moments, flavor mixing, and the Super-Kamiokande solar data. *Phys. Rev. Lett.*, 83:5222–5225, 1999.
- [73] M. Agostini et al. Limiting neutrino magnetic moments with Borexino Phase-II solar neutrino data. *Phys. Rev. D*, 96(9):091103, 2017.
- [74] P. Vogel and J. Engel. Neutrino Electromagnetic Form-Factors. *Phys. Rev. D*, 39:3378, 1989.
- [75] B. C. Canas, O. G. Miranda, A. Parada, M. Tortola, and Jose W. F. Valle. Updating neutrino magnetic moment constraints. *Phys. Lett. B*, 753:191–198, 2016. [Addendum: *Phys.Lett.B* 757, 568–568 (2016)].
- [76] Federico Della Valle, Aldo Ejlli, Ugo Gastaldi, Giuseppe Messineo, Edoardo Milotti, Ruggero Pengo, Giuseppe Ruoso, and Guido Zavattini. The PVLAS experiment: measuring vacuum magnetic birefringence and dichroism with a birefringent Fabry–Perot cavity. *Eur. Phys. J. C*, 76(1):24, 2016.
- [77] R. FOOT, G. C. Joshi, H. LIEW, and R. R. Volkas. Erratum: Charged neutrinos? *Modern Physics Letters A*, 05(25):2085–2085, 1990.

- [78] Martin Hirsch, Enrico Nardi, and Diego Restrepo. Bounds on the tau and muon neutrino vector and axial vector charge radius. *Phys. Rev. D*, 67:033005, 2003.
- [79] Z. Daraktchieva et al. Final results on the neutrino magnetic moment from the MUNU experiment. *Phys. Lett. B*, 615:153–159, 2005.
- [80] D. W. Liu et al. Limits on the neutrino magnetic moment using 1496 days of Super-Kamiokande-I solar neutrino data. *Phys. Rev. Lett.*, 93:021802, 2004.
- [81] M. Deniz et al. Measurement of $\nu(e)\text{-bar}$ -Electron Scattering Cross-Section with a CsI(Tl) Scintillating Crystal Array at the Kuo-Sheng Nuclear Power Reactor. *Phys. Rev. D*, 81:072001, 2010.
- [82] A. G. Beda, V. B. Brudanin, V. G. Egorov, D. V. Medvedev, V. S. Pogosov, M. V. Shirchenko, and A. S. Starostin. Upper limit on the neutrino magnetic moment from three years of data from the GEMMA spectrometer. 5 2010.
- [83] JA Grifols and E Massó. Bound on the neutrino charge radius from primordial nucleosynthesis. *Modern Physics Letters A*, 2(03):205–208, 1987.
- [84] Alexander I. Studenikin and Ilya Tokarev. Millicharged neutrino with anomalous magnetic moment in rotating magnetized matter. *Nucl. Phys. B*, 884:396–407, 2014.
- [85] Guido Barbiellini and Giuseppe Cocconi. Electric charge of the neutrinos from sn1987a. *Nature*, 329(6134):21–22, 1987.
- [86] JA Grifols and E Masso. Charge radius of the neutrino: a limit from sn 1987 a. *Physical Review D*, 40(12):3819, 1989.
- [87] Georg G Raffelt. Astrophysical methods to constrain axions and other novel particle phenomena. *Physics reports*, 198(1-2):1–113, 1990.
- [88] Georg G Raffelt. New bound on neutrino dipole moments from globular-cluster stars. *Physical review letters*, 64(24):2856, 1990.
- [89] G. Alimonti et al. The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 600:568–593, 2009.
- [90] P. A. R. Ade et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, 594:A13, 2016.
- [91] Felix Kahlhoefer. Review of LHC Dark Matter Searches. *Int. J. Mod. Phys. A*, 32(13):1730006, 2017.

- [92] Jennifer M. Gaskins. A review of indirect searches for particle dark matter. *Contemp. Phys.*, 57(4):496–525, 2016.
- [93] G Heusser. Low-radioactivity background techniques. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 45(1):543–590, 1995.
- [94] Z. Ahmed et al. Dark Matter Search Results from the CDMS II Experiment. *Science*, 327:1619–1621, 2010.
- [95] Godehard Angloher, M Bauer, I Bavykina, A Bento, C Bucci, C Ciemniak, G Deuter, F von Feilitzsch, D Hauff, P Huff, et al. Results from 730 kg days of the cress-ti dark matter search. *The European Physical Journal C*, 72(4):1–22, 2012.
- [96] E. Armengaud et al. Final results of the EDELWEISS-II WIMP search using a 4-kg array of cryogenic germanium detectors with interleaved electrodes. *Phys. Lett. B*, 702:329–335, 2011.
- [97] R. Bernabei et al. New results from DAMA/LIBRA. *Eur. Phys. J. C*, 67:39–49, 2010.
- [98] S. Archambault et al. Constraints on Low-Mass WIMP Interactions on ^{19}F from PICASSO. *Phys. Lett. B*, 711:153–161, 2012.
- [99] E. Behnke et al. First Dark Matter Search Results from a 4-kg CF_3I Bubble Chamber Operated in a Deep Underground Site. *Phys. Rev. D*, 86(5):052001, 2012. [Erratum: *Phys.Rev.D* 90, 079902 (2014)].
- [100] M Felizardo, T A Girard, T Morlat, A C Fernandes, A R Ramos, and J G Marques. Recent results from the SIMPLE dark matter search. *Journal of Physics: Conference Series*, 375(1):012011, jul 2012.
- [101] E. Aprile and L. Baudis. *Liquid noble gases*, page 413436. Cambridge University Press, 2010.
- [102] D. Aristizabal Sierra, N. Rojas, and M. H. G. Tytgat. Neutrino non-standard interactions and dark matter searches with multi-ton scale detectors. *JHEP*, 03:197, 2018.
- [103] P. F. de Salas, D. V. Forero, C. A. Ternes, M. Tortola, and J. W. F. Valle. Status of neutrino oscillations 2018: 3σ hint for normal mass ordering and improved CP sensitivity. *Phys. Lett. B*, 782:633–640, 2018.
- [104] Georg G. Raffelt. New bound on neutrino dipole moments from globular-cluster stars. *Phys. Rev. Lett.*, 64:2856–2858, Jun 1990.

- [105] K. S. Babu and R. N. Mohapatra. Supersymmetry and large transition magnetic moment of the neutrino. *Phys. Rev. Lett.*, 64:1705–1708, Apr 1990.
- [106] S. M. Barr, E. M. Freire, and A. Zee. Mechanism for large neutrino magnetic moments. *Phys. Rev. Lett.*, 65:2626–2629, Nov 1990.
- [107] Nicole F. Bell, V. Cirigliano, M. J. Ramsey-Musolf, P. Vogel, and Mark B. Wise. How magnetic is the dirac neutrino? *Phys. Rev. Lett.*, 95:151802, Oct 2005.
- [108] Sacha Davidson, Martin Gorbahn, and Arcadi Santamaria. From transition magnetic moments to majorana neutrino masses. *Phys. Lett. B*, 626:151–160, 2005.
- [109] E. Aprile et al. Light Dark Matter Search with Ionization Signals in XENON1T. *Phys. Rev. Lett.*, 123(25):251801, 2019.
- [110] D. Aristizabal Sierra, R. Branada, O. G. Miranda, and G. Sanchez Garcia. Sensitivity of direct detection experiments to neutrino magnetic dipole moments. *JHEP*, 12:178, 2020.