Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Constricciones al Momento Magnético del Neutrino en Experimentos de Reactores

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada
de la Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

para obtener el grado de:

Maestra en Ciencias (Física Aplicada)

presenta

Marianne Guiot Lomelí

asesorada por

Dr. Gilberto Tavares Velasco
Dra. Azucena Bolaños Carrera

Puebla, Pue.
Enero 2020

Título: Constricciones al Momento Magnético del Neutrino en Experimentos de Reactores.
Estudiante: Marianne Guiot Lomelí

COMITÉ

Dr. Héctor Novales Sánchez
Presidente

Dr. J. Jesús Toscano Chávez
Secretario

Dr. Omar Gustavo Miranda
Romagnoli
Vocal

Dr. Gilberto Tavares Velasco
Asesor

Dra. Azucena Bolaños Carrera
Asesora

Índice general

1. El Modelo Estándar **13**

1.1. Antecedentes 13
1.2. Simetrías de norma 15
1.3. Electrodinámica cuántica 16
1.4. Densidad lagrangiana del Modelo Estándar 17
1.4.1. Sector de norma 18
1.4.2. Sector de corrientes 18
1.4.3. Sector de Higgs 19
1.4.4. Sector de Yukawa 20
1.5. Ruptura Espontánea de la Simetría 20
1.5.1. Ruptura Espontánea de una Simetría global 20
1.5.2. El mecanismo de Higgs 21

2. Física del neutrino y propiedades electromagnéticas **23**

2.1. Propiedades electromagnéticas de los fermiones 25
2.1.1. Factores de forma electromagnéticos del neutrino 27
2.2. Decaimientos 31
2.2.1. Métodos de detección 32
2.3. Dispersión elástica coherente 32

3. Experimentos de detección de neutrinos **35**

3.1. Experimentos con neutrinos solares 36
3.1.1. Borexino 36
3.2. Experimentos con neutrinos cosmológicos 38
3.2.1. XENON100 38
3.3. Experimentos con neutrinos provenientes de reactores nucleares . . . 39
3.3.1. TEXONO 39
3.3.2. GEMMA 40
3.3.3. RED-100 41

4. Modelo Unparticle **43**
4.1. Propagadores Unparticle 46
4.1.1. Propagador unparticle de tipo escalar 47
4.1.2. Propagador unparticle de tipo fermiónico 48

5. Cálculo del vértice $\nu_i\nu_j\gamma$ en el Modelo Unparticle **51**
5.1. Decaimiento $\nu_i \to \nu_j\gamma$ 56
5.1.1. Análisis numérico 57
5.2. Cálculo de los momentos dipolares 59
5.2.1. Análisis numérico 60

6. Conclusiones **63**

A. Reglas de Feynman **65**
A.1. Partículas reales (Líneas externas) 65
A.2. Propagadores (Líneas internas) 66
A.3. Vértices 66

Bibliografía **66**

Agradecimientos

A mi padre, Arturo, y a mis hermanos, Cinthya y Helvet, que siempre han estado conmigo y me han apoyado constantemente en las decisiones que he tomado para llegar hasta donde estoy.

A mi mejor amigo, Gil, que nunca me ha dejado sola y con quien he aprendido no sólo lecciones académica, sino lecciones de vida.

A las increíbles personas que he tenido la oportunidad de conocer en Puebla y que se han convertido en grandes amigos para mi.

A los excelentes profesores que conocí en esta facultad, y con los que pude tomar clases durante mi estancia en la maestría.

A mis asesores, Dra. Azucena y Dr. Gilberto, por todo su apoyo, tiempo, paciencia, confianza y por todas las enseñanzas que me han transmitido.

Resumen

En el presente trabajo se calculan las contribuciones a nivel de un lazo del momento dipolar magnético del neutrino en el marco del Modelo Unparticle. Este modelo se propuso como una teoría a bajas energías donde se introduce un sector invariante de escala de una Teoría Cuántica de Campos Efectiva. El resultado obtenido se compara con la información disponible de las cotas del MDM en experimentos que utilizan detectores de Germanio y Xenón.

Introducción

La física de partículas sigue siendo un área de amplio estudio en la actualidad, ya que si bien el Modelo Estándar (ME) es bastante asertivo y se apega convincentemente a la realidad, existen diversas incógnitas a las que no ha podido dar explicación, por lo que existe el gran interés en física que va más allá del ME. Una partícula elemental que a la fecha ha dado mucho de qué hablar es el neutrino, ya que es el único fermión neutro y que presenta fenómenos muy peculiares, tal como es el caso de la oscilación de neutrinos, con lo que se ha complicado el estudio de su masa. Problemas como el de la jerarquía de masas y la naturaleza del neutrino, es decir, si es una partícula de tipo Dirac o de tipo Majorana, son, entre otros, algunos de los que quedan abiertos en este tópico, haciendo que entre la comunidad exista un interés particular sobre ellos. Tomando en cuenta que son partículas que interaccionan débilmente con la materia, su estudio se vuelve complicado, sin embargo, se intenta recurrir a nuevas extensiones del Modelo Estándar, donde las nuevas simetrías involucradas permitan brindarnos una visión más clara de la naturaleza de los neutrinos.

El problema en el que nos centraremos será delimitar los valores para el Momento Dipolar Magnético, propiedad electromagnética que está estrechamente relacionada con la masa del neutrino. Si bien no se consideran las propiedades electromagnéticas a nivel árbol debido a que el neutrino es de naturaleza neutra, a nivel de uno o más lazos su estudio es posible, siempre y cuando se consideren partículas cargadas dentro del lazo. Esta propiedad ha sido estudiada en el marco del Modelo Estándar y algunos otros modelos [8, 9, 10, 24, 25, 27], pero los datos obtenidos discrepan de manera significativa con la información obtenida de forma experimental[28, 30, 31, 32, 35, 38], por lo que su estudio con otro modelo es aún relevante. Particularmente, un modelo de interés es el Modelo Unparticle[39, 40], propuesto por Howard Georgi como una teoría a bajas energías que introduce un sector invariante de escala y que debe acoplarse débilmente con la materia. De acuerdo con la invariancia de escala, una distribución que contiene unparticles se parecería a una distribución para un número fraccionario de partículas sin masa, y es en este punto donde resalta la peculiaridad del modelo propuesto, ya que debido a ésto, el propagador correspondiente a una unparticle está elevado a una potencia fraccionaria, relacionada con la dimensión del operador unparticle.

Capítulo 1

El Modelo Estándar

1.1. Antecedentes

El interés que ha surgido en el ser humano por conocer y explicar los fenómenos y las cosas que lo rodean, desde el origen de éstas hasta su composición, propiedades y efectos que pueden tener, se remontan a la antigüedad. Si bien desde los griegos existía la idea de que la materia está compuesta por diferentes átomos, fue hasta alrededor de 1900 que los científicos empezaron a tomarla por cierta.

Al final de la época de 1980, con la evidencia experimental de la existencia del electrón gracias a los experimentos de J. J. Thomson, la comunidad científica fue hallando y estudiando diversas partículas. Algunas de ellas fueron consideradas como elementales, aunque con el paso del tiempo se demostró que no era cierto debido a que contaban con estructura interna. A pesar de ello, con el zoológico de partículas que surgió desde entonces, fue viable la propuesta de un modelo que pudiera explicar la interacción entre estas partículas y sus propiedades, lo que dio pie al surgimiento de lo que hoy en día conocemos como el Modelo Estándar. Esta teoría afirma que toda la materia del universo está formada por fermiones que interactúan mediante campos, de los cuales ellos mismos son las fuentes, mientras que las partículas que se asocian con la interacción de dichos campos son los bosones. El Modelo Estándar comprende tres de las 4 fuerzas fundamentales que se conocen: la fuerza electromagnética que es mediada por el fotón(γ), la fuerza débil, mediada por los bosones W^+, W^- y Z y la fuerza fuerte cuyos mediadores son los gluones; cabe mencionar que la fuerza gravitacional es mediada por el gravitón, del cual no se tiene evidencia experimental, no es considerada dentro del Modelo Estándar debido a que su intensidad es extremadamente débil (al menos en el caso de sistemas caracterizados por densidades de materia relativamente bajas) si se compara con la intensidad del resto de las interacciones y no tiene un efecto significativo sobre las partículas elementales.

Leptones				
Familia	Nombre	Símbolo	Carga (e)	Masa (GeV/c^2)
L_e	electrón	e^-	-1	0.511×10^{-3}
	neutrino del electrón	ν_e	0	$< 2.4 \times 10^{-9}$
L_μ	muón	μ^-	-1	0.106×10^{-3}
	neutrino del muón	ν_μ	0	$< 0.19 \times 10^{-3}$
L_τ	tau	τ^-	-1	1.77
	neutrino del tau	ν_τ	0	< 0.018
Quarks				
Familia	Nombre	Símbolo	Carga (e)	Masa (GeV/c^2)
1	up	u	$2/3$	2.3×10^{-3}
	down	d	$-1/3$	$< 4 \times 10^{-3}$
2	charm	c	$2/3$	1.27
	strange	s	$-1/3$	$< 95 \times 10^{-3}$
3	top	t	$2/3$	177
	bottom	b	$-1/3$	4.18

Tabla 1.1: Clasificación por familias de fermiones, con carga eléctrica y masa [4].

Nombre	Símbolo	Carga (e)	Masa (GeV/c^2)	espín
Gluón	g	0	0	1
Bosones débiles cargados	$W^\pm$	± 1	80.399 ± 0.023	1
Bosones débiles neutros	Z^0	0	91.1876 ± 0.0021	1
Fotón	γ	0	< 0.19	1
Higgs	H	0	125	0

Tabla 1.2: Bosones fundamentales [4].

Existe también la clasificación que considera si las partículas tienen estructura o no. Dentro de las partículas elementales son considerados los quarks y los leptones, mientras que en las que no lo son, entran los hadrones, que son partículas compuestas por conjuntos de quarks y/o antiquarks. Recordando que los quarks y, por tanto, sus antipartículas no pueden encontrarse libres en la naturaleza, se confinan en unas partículas denominadas hadrones y de acuerdo a su agrupación son considerados mesones (compuestos de un quark y un antiquark), bariones (tres quarks o tres antiquarks) o hadrones exóticos (agrupaciones de 4 o más quarks).Dentro de los hadrones más conocidos tenemos el protón (que está formado por dos quarks tipo u y uno tipo d) y el neutrón (conformado por un quark tipo u y dos tipo d).

1.2. Simetrías de norma

En física de partículas es importante mencionar el hecho de que las fuerzas fundamentales están asociadas a grupos de simetría. Las interacciones que se consideran en el Modelo Estándar están descritas por simetrías de norma locales ya que las cantidades físicas (tales como la carga eléctrica, el color, etc.) se conservan en regiones locales del espacio. El grupo de simetrías que se asocia a dicho modelo es $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, en donde el grupo SU(3) representa la carga de color, el grupo $SU(2)_L$ el isoespín y el grupo $U(1)_Y$ la hipercarga.

Puesto que la conexión entre las simetrías y las leyes de conservación se puede ver en la teoría Lagrangiana, retomaremos las ecuaciones de Lagrange. Recordemos que la ecuación del movimiento para una partícula se puede obtener de la forma

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0, \tag{1.1}$$

donde q_i son las coordenadas generalizadas de la partícula y $\dot{q}_i$ la derivada temporal de dichas coordenadas. Ahora, para sistemas continuos, debemos hacer el siguiente cambio

$$L(q_i, \dot{q}_i, t) \rightarrow \mathcal{L}\left(\phi, \frac{\partial \phi}{\partial x_\mu}, x_\mu\right), \tag{1.2}$$

donde el campo ϕ es una función de x_μ. Con esto, las ecuaciones de movimiento son

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi)}\right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0. \tag{1.3}$$

Las fuerzas son introducidas en la teoría imponiendo la condición de que el lagrangiano tenga invariancia de norma ante las transformaciones de un grupo llamado grupo de norma. Los campos se deben transformar como

$$\psi \rightarrow U\psi, \tag{1.4}$$

donde U es una matriz unitaria de la forma $U = e^{i\omega_i \tau_i}$, con ω_i una función del espacio tiempo (también conocido como parámetro de transformación) y τ_i los generadores del grupo. Cuando tratamos con teorías globales ω_i es una constante y al hablar de teorías locales se redefine como $\omega_i(x)$.

Debido a las dependencias que tenemos con los parámetros de derivación, para que siga siendo posible la simetría, necesitamos introducir campos vectoriales A_i^μ mejor conocidos como campos de norma, los cuales están asociados a los bosones mediadores de la fuerza o campos tensoriales $W_{\mu\nu}^i$ (i =1, 2, 3), $B_{\mu\nu}$. Es necesario introducir un campo de norma o un campo tensorial, dependiendo del caso, por cada generador del grupo. Cabe aclarar que, ya que la densidad lagrangiana del modelo

estándar debe ser invariante ante transformaciones de norma, los bosones no pueden tener masa y para los fermiones también quedan prohibidos los términos de masa por la simetría quiral en el sector electrodébil de la teoría. Sin embargo la interacción débil es de corto alcance debido a que las partículas mediadoras (los bosones $W^{\pm}$ y Z^0) tienen masa, por lo que es necesario un mecanismo para que puedan adquirirla.

1.3. Electrodinámica cuántica

El lagrangiano que describe el campo de un fermión libre con carga y de masa m es

$$\mathcal{L}_0(x) = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x), \tag{1.5}$$

de donde podemos obtener la ecuación de Dirac derivando la función respecto a $\psi(x)$:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) = 0, \tag{1.6}$$

donde $\psi(x)$ es un espínor de 4 componentes y γ^μ son las matrices de Dirac, que en la representación de Dirac tienen la forma

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \ \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}, \tag{1.7}$$

donde σ^i son las matrices de Pauli

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \tag{1.8}$$

Retomando el lagrangiano $\mathcal{L}_0(x)$, hay que recordar que es invariante ante la transformación global

$$\psi(x) \to \psi'(x) = e^{iq\omega}\psi(x), \tag{1.9}$$

siendo ω una constante que pertenece a los números reales, y q la carga eléctrica de la partícula. Para que $\mathcal{L}_0$ sea invariante ante la transformación anterior, el gradiente se debe transformar como

$$\partial_\mu \psi(x) \to \partial_\mu \psi'(x) = e^{-iq\omega}\partial_\mu \psi(x). \tag{1.10}$$

Dicha invariancia implica que existe una corriente que se conserva y tiene la forma

$$j^\mu(x) = q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi. \tag{1.11}$$

La transformación global (1.9) se puede generalizar a una transformación local de la forma

$$\psi(x) \to \psi'(x) = e^{-iq\omega(x)}\psi(x), \tag{1.12}$$

en donde ω es ahora una función real de x, es decir, $\omega(x)$ define una transformación de fase independiente en cada punto del espacio tiempo. Debido a que ω es una función dependiente de x, la densidad lagrangiana no es invariante bajo esa transformación local, debido a que el gradiente resulta

$$\partial_\mu \psi(x) \to \partial_\mu \psi'(x) = e^{-iq\omega} \left[\partial_\mu \psi - iq(\partial_\mu \omega)\psi\right]. \tag{1.13}$$

por lo que el lagrangiano adquiere un término extra

$$\mathcal{L}_0 \to \mathcal{L}_0' = \mathcal{L}_0 + j^\mu \partial_\mu \omega. \tag{1.14}$$

Teniendo en cuenta que tenemos un término que viola simetría en (1.14) y nuestro interés es tener una teoría que resulte invariante ante transformaciones locales, necesitamos, como ya se mencionó, introducir un campo vectorial A_μ que cancele el término $j^\mu \partial_\mu \omega$ por lo que debe tener la propiedad de que

$$A_\mu \to A_\mu' = A_\mu + \partial_\mu \omega, \tag{1.15}$$

y es llamado campo de norma. Con él podemos tener un nuevo lagrangiano modificado $\mathcal{L}_1 = \mathcal{L}_0 - j^\mu A_\mu$ que podemos reescribir como

$$\mathcal{L}_1 = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m\psi), \tag{1.16}$$

donde $D_\mu \equiv \partial_\mu + iqA_\mu$ es la derivada covariante del grupo de norma $U(1)$. Ahora necesitamos introducir un término invariante de norma, que tenga como elementos a los campos de norma y sus derivadas. La expresión

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \tag{1.17}$$

es invariante ante (1.15), por lo que debemos introducir en el lagrangiano el término $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$, que corresponde a la teoría electromagnética libre y debe ser un escalar Lorentz. De esta manera se obtiene el lagrangiano de electrodinámica cuántica

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \tag{1.18}$$

1.4. Densidad lagrangiana del Modelo Estándar

La densidad lagrangiana invariante de norma del modelo estándar se compone de cuatro términos:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_N + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_Y + \mathcal{L}_H, \tag{1.19}$$

donde $\mathcal{L}_N$ denota al sector de norma, $\mathcal{L}_F$ al sector de corrientes (sector fermiónico), $\mathcal{L}_Y$ al sector de Yukawa y $\mathcal{L}_H$ al sector escalar (sector de Higgs).

1.4.1. Sector de norma

En el sector de norma los invariantes correspondientes no se pueden construir partiendo de los campos de norma, como se vio en el caso del lagrangiano para electrodinámica cuántica, sino mediante los tensores $F^i_{\mu\nu}$ donde $(i = 1, 2, 3)$ y $B_{\mu\nu}$, que se asocian al grupo de norma no abeliano $SU(2)_L$ y al grupo abeliano $U(1)_Y$, respectivamente. Dichos tensores están definidos por

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \tag{1.20}$$

$$F^i_{\mu\nu} = \partial_\mu A^i_\nu - \partial_\nu A^i_\mu + g\epsilon_{ijk} A^j_\mu A^k_\nu. \tag{1.21}$$

Debido a que el campo de norma $B_{\mu\nu}$ asociado al grupo $U(1)_Y$ debe ser independiente a $SU(2)_L$, sus generadores deben conmutar con los de T^i de $SU(2)_L$, por lo que se le asocia un operador de hipercarga $Q = T^3 + \frac{Y}{2}$, donde Q es la carga del fermión ψ y que cumple con la condición de que $[Q - T^3, T^i] = 0$, siendo T^3 la tercer componente del isoespín débil de $SU(2)_L$. Cabe mencionar que la masa de los bosones de norma no aparece debido a la invariancia de norma local; sin embargo más adelante veremos cómo se deben mezclar los campos para poder definir los eigenestados de masa.

A partir de esto, podemos construir la densidad lagrangiana renormalizable e invariante de norma de la forma

$$\mathcal{L}_N = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F^i_{\mu\nu} F^{\mu\nu}_i. \tag{1.22}$$

1.4.2. Sector de corrientes

Experimentalmente se ha observado que la interacción débil actúa de manera distinta sobre fermiones izquierdos y derechos. Bajo SU(2) se consideran las 3 familias, las que presentan quiralidad izquierda(L) se transforman en dobletes y las de quiralidad derecha(R) en singletes, como se muestran a continuación

$$\begin{array}{llll}
\begin{pmatrix} u^0 \\ d^0 \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_e^0 \\ e^{-0} \end{pmatrix}_L & u^0_R, d^0_R, e^{-0}_R, \nu^0_{eR} & \text{Familia 1} \\
\begin{pmatrix} c^0 \\ s^0 \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L & c^0_R, s^0_R, \mu^-_R, \nu_{\mu R} & \text{Familia 2} \\
\begin{pmatrix} t^0 \\ b^0 \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L & t^0_R, b^0_R, \tau^-_R, \nu_{\tau R} & \text{Familia 3}
\end{array}$$

siendo los elementos de la primer columna los eigenestados de interacción y donde el superíndice 0 indica que los campos no corresponden a eigenestados de masa sino a eigenestados de norma.

En el sector fermiónico se reemplaza la derivada ordinaria por la derivada covariante, asegurando así la invariancia de norma, lo cual genera las interacciones entre los fermiones y los bosones de norma. Los acoplamientos tienen estructuras de Lorentz, caracterizadas por las matrices de Dirac, a su vez las corrientes cargadas contienen los acoplamientos de pares de fermiones con los bosones de norma $W^{\pm}$, mientras que las corrientes neutras contienen los acoplamientos de un par de fermiones con los bosones Z y A, con lo que el lagrangiano fermiónico resulta dado por

$$\begin{aligned} L_f = \sum_{m=1}^{3} \Bigg(& i\bar{q}^0_{mL}\gamma^\mu D_\mu q^0_{mL} + i\bar{l}^0_{mL}\gamma^\mu D_\mu l^0_{mL} + i\bar{u}^0_{mR}\gamma^\mu D_\mu q^0_{mR} \\ & + i\bar{d}^0_{mR}\gamma^\mu D_\mu l^0_{mR} + i\bar{e}^0_{mR}\gamma^\mu D_\mu e^0_{mR} \Bigg), \end{aligned} \tag{1.23}$$

donde m corresponde al número de familia y los subíndices $L(R)$ hacen referencia a la proyección quiral izquierda(derecha) definida por $\psi_{L(R)} = P_{L(R)}$, con $P_{L(R)} = (1 \mp \gamma^5)/2$. Además las derivadas covariantes están definidas por

$$\begin{aligned} D_\mu q^0_{mL} =& (\partial_\mu + \frac{ig}{2}\vec{\tau}\cdot\vec{W}\mu + \frac{ig'}{6}B_\mu)q^0_{mL}, \qquad D_\mu u^0_{mR} = (\partial_\mu + \frac{2ig'}{3}B_\mu)u^0_{mR}, \\ D_\mu l^0_{mL} =& (\partial_\mu + \frac{ig}{2}\vec{\tau}\cdot\vec{W}\mu - \frac{ig'}{2}B_\mu)q^0_{mL}, \qquad D_\mu d^0_{mR} = (\partial_\mu - \frac{ig'}{3}B_\mu)d^0_{mR}, \\ & D_\mu e^0_{mR} = (\partial_\mu - ig'B_\mu)e^0_{mR}. \end{aligned} \tag{1.24}$$

1.4.3. Sector de Higgs

Para poder proporcionar masa a los bosones de norma débiles (del grupo $SU(2)_L$) se introducen dos campos escalares complejos, que forman un doblete escalar de $SU(2)$, con hipercarga $Y = 1/2$

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix}. \tag{1.25}$$

La densidad lagrangiana correspondiente al sector escalar (o sector de Higgs) está dada por

$$\mathcal{L}_H = D_\mu\Phi^\dagger D^\mu\Phi - V(\Phi^\dagger\Phi), \tag{1.26}$$

donde D_μ es la derivada covariante y está dada por la forma

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\frac{\sigma^i}{2}A^i_\mu - ig'B_\mu. \tag{1.27}$$

El cuadrado de la derivada covariante conduce a interacciones entre los bosones de norma con el campo escalar, mientras que el término $V(\Phi^\dagger\Phi)$ se conoce como potencial de Higgs y tiene la siguiente estructura

$$V(\Phi^\dagger\Phi) = \mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2, \tag{1.28}$$

con $\mu^2 < 0$ y λ un parámetro positivo asociado a la autointeracción de los campos escalares.

1.4.4. Sector de Yukawa

Debido a la invariancia de norma que debe existir y de acuerdo a que la interacción débil hace distinción entre campos fermiónicos izquierdos y derechos, el lagrangiano de Yukawa está descrito por

$$\mathcal{L}_Y = \sum_{m,n=1}^{3} \left(\Gamma^u_{mn} q^{-0}_{mL}\Phi u^0_{nR} + \Gamma^d_{mn} q^{-0}_{mL}\Phi d^0_{nR} + \Gamma^e_{mn} l^{-0}_{mL}\Phi e^0_{nR}\right) + \text{h.c}, \tag{1.29}$$

donde las matrices Γ_{mn} describen el acoplamiento de Yukawa entre el doblete de Higgs y los distintos sabores de leptones y quarks, $q^{-0}_{mL}\Phi u^0_{nR}$ es invariante de $SU(2)$ y h.c son los hermíticos conjugados. Se necesita una representación del campo de Higgs con hipercarga $Y = 1/2$ para dar masa a los quarks tipo down y leptones cargados, mientras que para los quarks tipo up y neutrinos se necesita una representación con $Y = -1/2$.

1.5. Ruptura Espontánea de la Simetría

En términos muy generales, la Ruptura Espontánea de la Simetría es un proceso por el que un sistema, asociado a un lagrangiano con cierta simetría, cae a un estado vacío que no es simétrico. Es un tema fundamental para el desarrollo del Modelo Estándar, debido a que, como se discutió a partir de la sección 1.3, la simetría de norma prohíbe que se tengan términos de masa para bosones y fermiones quirales; sin embargo, sabemos que de acuerdo al ME las únicas partículas sin masa son los fotones y los neutrinos, por lo que debemos incluir en el lagrangiano los términos de masa de las partículas sin alterar la simetría de norma. Ésto se consigue al introducir un campo escalar cuyo estado de mínima energía no respete invariancia de norma e introduzca masas efectivas para las partículas que se propagan a través de él.

1.5.1. Ruptura Espontánea de una Simetría global

Tomemos una lagrangiana con la siguiente estructura

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu\phi)^*(\partial^\mu\phi) - \mu^2\phi^*\phi - \lambda(\phi^*\phi)^2, \tag{1.30}$$

tomando en cuenta que es invariante ante $\phi \to e^{i\omega}\phi$, lo que significa que $\mathcal{L}$ posee una simetría global $U(1)$, y donde además, $\phi = (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2}$. Consideremos el caso en que $\lambda > 0$, podemos reescribir la ecuación anterior de la forma

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi_1)(\partial^\mu\phi_1) + \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi_2)(\partial^\mu\phi_2) - \frac{1}{2}\mu^2(\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{\lambda}{4}(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2. \tag{1.31}$$

Queremos analizar los casos en los que la energía potencial es mínima, lo cual sucede en el origen si $\mu^2 > 0$, mientras que para $\mu^2 < 0$ ocurre en la circunferencia

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda^2} = v^2. \tag{1.32}$$

Tomaremos el caso cuando $\mu^2 < 0$ y vamos a expandir alrededor de un estado base particular, en el que $\phi_1 = v$ y $\phi_2 = 0$, con el fin de romper la simetría.

A continuación vamos a introducir los campos η y ρ, los cuales son reales y nos indican fluctuaciones del estado base que estamos analizando. Así, al reescribir el lagrangiano en términos de estos campos, tenemos

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = &\left[\frac{1}{2}\ (\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) + \mu^2\eta^2\right] + \left[\frac{1}{2}(\partial_\mu\rho)(\partial^\mu\rho)\right] \\ &- \left[\mu\lambda(\eta^3 + \eta\rho^2) + \frac{\lambda^2}{4}(\eta^4 + \rho^4 + 2\eta^2\rho^2)\right] + \frac{\mu^4}{4\lambda^2}.\end{aligned} \tag{1.33}$$

Podemos ver que el primer término es el lagrangiano para el campo η y corresponde a una partícula escalar de masa $m_\eta^2 = 2|\mu^2|$, mientras que el segundo término es un lagrangiano para el campo ρ y carece de masa, por lo que se le asocia una partícula sin masa conocida como bosón de Goldstone. Esta lagrangiana es un ejemplo simple del teorema de Goldstone, que establece que la ruptura de una simetría global siempre va acompañado de la aparición de una o más partículas escalares sin masa y con espín 0, una por cada generador roto; el lagrangiano original tenía simetría ante el grupo $U(1)$, por lo que al romperse se obtuvo un bosón de Goldstone.

1.5.2. El mecanismo de Higgs

Analizaremos ahora la ruptura espontánea de una simetría local. Consideremos el caso de la lagrangiana de un campo escalar complejo $\phi = \phi_1 + i\phi_2$ y que es invariante ante transformaciones locales de $U(1)$

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu\phi)(\partial^\mu\phi^*) - \mu^2(\phi\phi^*) - \frac{\lambda}{4}(\phi\phi^*)^2. \tag{1.34}$$

Vamos a introducir ahora un campo de norma (sin masa) A^μ, que reemplace las derivadas en la ecuación anterior por derivadas covariantes de la forma

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu, \tag{1.35}$$

por lo que ahora el lagrangiano resulta

$$\mathcal{L} = \left[\left(\partial_\mu + iqA_\mu\right)\phi\right]\left[\left(\partial^\mu - iqA^\mu\right)\phi^*\right] - \mu^2(\phi\phi^*) - \frac{1}{4}\lambda(\phi\phi^*)^2 - \frac{1}{16\pi}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \quad (1.36)$$

donde $F_{\mu\nu}$ es el tensor asociado al campo de norma A_μ. Este lagrangiano es invariante ante transformaciones

$$A_\mu \to A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu\omega,$$
$$\phi \to \phi' = e^{-iq\omega}\phi,$$

Nos interesa el caso donde μ^2 es negativo, cuando el potencial tiene el mínimo cuando los valores del campo son $|\phi|^2 = -2\mu^2/\lambda$.

De manera similar al caso anterior, vamos a introducir los campos η y ρ de tal forma que

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x) + i\rho(x)),$$

y donde $v = \sqrt{-4\mu^2/\lambda}$.

Aplicando todo lo anterior al lagrangiano, obtenemos finalmente

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\eta\partial^\mu\eta - \lambda v^2\eta^2 + \frac{1}{2}(qv)^2A_\mu A^\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}\partial_\mu\rho\partial^\mu\rho + qvA^\mu\partial^\mu\rho + \text{int.} \quad (1.37)$$

de donde podemos ver que el término $qvA^\mu\partial^\mu\rho$ muestra que A^μ y ρ no son independientes, por lo que, eligiendo la norma unitaria, el lagrangiano puede simplificarse como

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\eta\partial^\mu\eta - \lambda v^2\eta^2 + \frac{1}{2}(qv)^2A_\mu A^\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \text{int.} \quad (1.38)$$

Con esto se tiene un lagrangiano para un campo escalar neutral bosónico de masa $\sqrt{\lambda v^2}$ y en donde A_μ resulta ser un bosón vectorial neutral de masa $|qv|$. El mecanismo por el cual un bosón adquiere masa sin destruir la invariancia de norma es mejor conocido como Mecanismo de Higgs, y el bosón de espín cero asociado al campo η es el bosón de Higgs.

Capítulo 2

Física del neutrino y propiedades electromagnéticas

Como se mencionó con antelación, el neutrino es un leptón sin carga eléctrica y es considerado, a la actualidad, una de las partículas más enigmáticas conocidas. El neutrino sólo interactúa débilmente, por lo que su detección es posible, experimentalmente hablando, de manera indirecta, por lo que el estudio de sus propiedades representa un reto. Aún con lo que esto pueda implicar, su estudio es relevante y de gran interés para la comunidad científica debido a que esta partícula puede ser clave para resolver algunas de las incógnitas que aún han quedado abiertas dentro del Modelo Estándar. Retomando un poco de historia, esta partícula fue propuesta por Wolfgang Pauli para poder dar solución al problema de conservación de energía del decaimiento β, motivo por el cual se sabe que el neutrino debe ser eléctricamente neutro y debe interactuar débilmente con la materia (motivo por el cual no fue observada con experimentos anteriores). Enrico Fermi desarrolló una teoría para describir matemáticamente el espectro de energía del decaimiento β, basándose en la teoría de Dirac e incorporando las ideas de Pauli, representando finalmente el decaimiento beta como una interacción entre dos corrientes con carga débil. La formulación matemática de Fermi demostró que el neutrón decae en un protón y mediante este proceso se emiten simultáneamente un electrón y un neutrino del electrón.

$$n \rightarrow p + e^{-} + \nu_e. \tag{2.1}$$

En principio, los neutrinos casi no interactúan con la materia y simplemente la atraviesan. Sin embargo, existe un proceso denominado decaimiento beta inverso que predice que un neutrino libre puede interactuar con la materia y como resultado de esta interacción, éste se detiene. Dicho de otra manera, la antipartícula del neutrino $\bar{\nu}$(un antineutrino) podría interactuar con un núcleo mediante la fuerza débil, lo que induciría la transformación de un protón en un neutrón, propiciando la emisión de

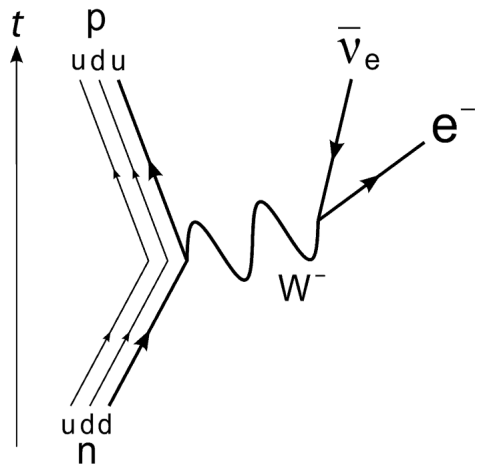


Figura 2.1: Diagrama del proceso de decaimiento beta $n \to p + e^- + \nu_e$

un núcleo con menor carga positiva, dicha carga es acarreada por el positrón que surge en lugar del antineutrino. Este proceso se expresa como

$$\bar{\nu} + N(n, p) \to e^+ + N(n + 1, p - 1), \tag{2.2}$$

donde n es el número de neutrones y p el número de protones.

Frederick Reines y Clyde Cowan se fijaron en el proceso anteriormente descrito, considerando el núcleo del hidrógeno y para poder encontrar neutrinos libres. En esta interacción se producen un positrón y un neutron:

$$\bar{\nu} + p \to n + e^+. \tag{2.3}$$

Reines y Cowan decidieron tomar como fuente de antineutrinos un reactor nuclear ubicado en la planta de Savannah River en Carolina del Sur, obteniendo así la primer observación experimental de estas partículas en 1956.

Los campos de Dirac caracterizan tanto a quarks como a leptones; estos últimos se pueden describir por cuatro espínores, dos de ellos se consideran como estados de helicidad izquierda denotados por l_L, $\bar{l}_L$ y dos de helicidad derecha l_R, $\bar{l}_R$. En el caso de los neutrinos dichos estados se denotarían como ν_L, $\bar{\nu}_L$, ν_R y $\bar{\nu}_R$ y corresponderían a los neutrinos y antineutrinos derechos e izquierdos. Experimentalmente se ha corroborado la existencia de neutrinos izquierdos ν_L y antineutrinos derechos $\bar{\nu}_R$, por lo que si se considera que los neutrinos se pueden describir como campos de Dirac, sería necesario corroborar los dos campos restantes y deben ser diferentes a los ya existentes. Por otra parte, es posible considerar que ν_L y ν_R son las proyecciones

de mano derecha e izquierda del mismo campo fermiónico ($\nu_L = \bar{\nu}_L$; $\nu_R = \bar{\nu}_R$), lo cual se traduce en que el neutrino es igual a su antipartícula, lo que se conoce como partícula de Majorana.

De acuerdo al Modelo Estándar, los neutrinos son partículas no masivas porque de manera experimental sólo se tenían neutrinos izquierdos, por lo que el modelo fue construido sin neutrinos derechos, mismos que son clave para dotarlos de un término de masa. Sin embargo, estudios recientes en el área de oscilación de neutrinos (propuesto por Pontecorvo en 1957 y con los trabajos de Z. Maki, M. Nakawata y S. Sakata en 1967) y su descubrimiento experimental, implica que los neutrinos tienen masa, por lo que es necesario considerar física más allá del ME.

2.1. Propiedades electromagnéticas de los fermiones

Para el estudio de las propiedades electromagnéticas de cualquier fermión es necesario considerar su interacción con el fotón. De manera muy general, se debe tomar en cuenta el vértice de la interacción que se muestra en la Fig. 2.2.

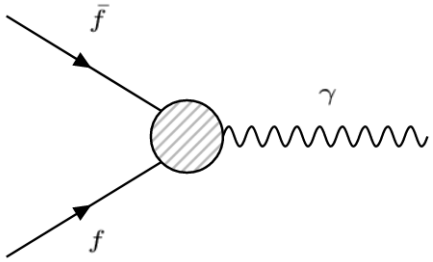


Figura 2.2: Vértice electromagnético efectivo para $f \to \bar{f}\gamma$.

Es necesario analizar la estructura de Lorentz más general que describa al vértice de interacción. Dicha estructura contiene los cuadrivectores q^μ y l^μ, que se definen como $q^\mu = p_2^\mu - p_1^\mu$, $l^\mu = p_2^\mu + p_1^\mu$, y donde p_1 y p_2 son los cuadrimomentos de los neutrinos.

$$
\begin{aligned}
\mathbb{I}: &\quad q^\mu, l^\mu. \\
\gamma^\mu: &\quad \gamma^\mu, l^\mu \not{l}, l^\mu \not{q}, q^\mu \not{l}, q^\mu \not{q}, \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\gamma_\nu l_\alpha q_\beta. \\
\gamma_5: &\quad \gamma_5 q^\mu, \gamma_5 l^\mu. \\
\sigma^{\mu\nu}: &\quad \sigma_{\mu\nu}l^\nu, \sigma_{\mu\nu}q^\nu, l^\mu\sigma^{\alpha\beta}l_\alpha q_\beta, q^\mu\sigma^{\alpha\beta}l_\alpha q_\beta, \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\sigma_{\alpha\beta}q_\nu, l^\mu\epsilon^{\mu\nu\delta\sigma}\sigma_{\alpha\beta}l_\delta q_\sigma, q^\mu\epsilon^{\mu\nu\delta\sigma}\sigma_{\alpha\beta}l_\delta q_\sigma. \\
\gamma_5\gamma_\mu: &\quad \gamma_5\gamma_\mu, \gamma_5 l^\mu \not{l}, \gamma_5 l^\mu \not{q}, \gamma_5 q^\mu \not{l}, \gamma_5 q^\mu \not{q}, \gamma_5\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\gamma_\nu l_\alpha q_\beta.
\end{aligned}
\tag{2.4}
$$

Debido a que el lagrangiano básico de interacción para los fermiones cargados contiene un término

$$i\mathcal{L}_{\text{interaccion}} = -ieA_\mu \bar{\psi}\gamma^\mu\psi, \tag{2.5}$$

donde e es la carga del electrón, existen diagramas de esta forma a nivel árbol.

Consideremos ahora un elemento de matriz de la corriente electromagnética

$$J_\mu^{EM} = e\sum_f Q_f \bar{f}(p_1,\lambda)\gamma_\mu f(p_2,\lambda'), \tag{2.6}$$

entre un estado fermiónico inicial denominado como $f(p_1,\lambda)$ y un estado final $f(p_2,\lambda')$, lo cual puede representarse como

$$\begin{aligned}\langle f(p_1,\lambda)|J_\mu^{EM}(x)|f(p_2,\lambda')\rangle &= e^{-i(p_2-p_1)x}\langle f(p_1,\lambda)|J_\mu^{EM}(0)|f(p_2,\lambda')\rangle \\ &= \bar{u}(p_1,\lambda)\Lambda_\mu(l,q)u(p_2,\lambda'),\end{aligned} \tag{2.7}$$

en donde Λ_μ es una matriz de 4×4 que actúa sobre los espínores y q^μ y l^μ se mencionaron anteriormente.

Es posible conocer la expresión más general de $\Lambda_\mu(q,l)$, y para ello debemos recordar que existen 16 trazas linealmente independientes

$$\mathbb{I}, \qquad \gamma_5, \qquad \gamma_\mu, \qquad \gamma_5\gamma_\mu, \qquad \sigma_{\mu\nu}, \tag{2.8}$$

donde $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma_\mu,\gamma_\nu]$. También tenemos que considerar el tensor métrico, los 4-vectores q_μ y l_μ y el tensor $\epsilon_{\mu\nu\sigma\gamma}$. Existen tres conjuntos de operadores mediante los cuales es posible la construcción de $\Lambda_\mu(q,l)$. El primer conjunto es construido por vectores, el segundo por matrices y el tercero se construye con la ayuda del tensor $\epsilon_{\mu\nu\sigma\gamma}$. Aunado a esto, y usando el álgebra de matrices de Dirac, la expresión más general para el vértice $\Lambda_\mu(q,l)$ [13] está dada por

$$\begin{aligned}\Lambda_\mu(q,l) = f_1(q^2)q_\mu + f_2(q^2)q_\mu\gamma_5 + f_3\gamma_\mu \\ + f_4(q^2)\gamma_\mu\gamma_5 + f_5(q^2)\sigma_{\mu\nu}q^\nu + f_6(q^2)\epsilon_{\mu\nu\rho\gamma}\sigma^{\rho\gamma}q^\nu.\end{aligned} \tag{2.9}$$

En este punto de la construcción nos hace falta la consideración de que es necesaria la conservación de corriente, $\partial_\mu j^\mu = 0$, por lo que tenemos

$$f_1(q^2)q^2 + f_2(q^2)q^2\gamma_5 + 2mf_4(q^2)\gamma_5 = 0, \tag{2.10}$$

de donde se observa que

$$f_1(q^2) = 0, \qquad f_2(q^2)q^2 + 2mf_4(q^2) = 0. \tag{2.11}$$

Tomando en cuenta estos requerimentos, es posible entonces hablar del caso más general de la función vértice en términos de los factores de forma, misma que resulta

$$\begin{aligned}\Lambda_\mu(q) =& f_Q(q^2)\gamma_\mu + f_M(q^2)i\sigma_{\mu\nu}q^\nu + f_E(q^2)\sigma_{\mu\nu}q^\nu\gamma_5 \\ &+ f_A(q^2)(q^2\gamma_\mu - q_\mu \not{q})\gamma_5,\end{aligned} \tag{2.12}$$

donde $f_Q(q^2)$ se asocia al factor de forma eléctrico, $f_M(q^2)$ está asociado al momento dipolar magnético, $f_E(q^2)$ es el momento dipolar eléctrico y $f_A(q^2)$ es conocido como momento anapolar.

2.1.1. Factores de forma electromagnéticos del neutrino

El neutrino juega un papel de suma importancia en el estudio de la física de partículas, por lo que analizar sus propiedades es particularmente relevante, debido a que proporciona información sobre nueva física más allá del Modelo Estándar. No obstante, no se trata de una tarea sencilla, debido a que los neutrinos interactúan débilmente con otras partículas. Peculiarmente, dentro de esta problemática se encuentran las propiedades electromagnéticas del neutrino, que si bien aún no se han encontrado experimentalmente, con el descubrimiento reciente de la oscilación de neutrinos, se ha visto que éstas no son triviales. En realidad, desde que Pauli postuló esta partícula se discutió sobre la posibilidad de que tuviera un momento magnético asociado.

Para fermiones neutros como el neutrino, no existen los factores de forma electromagnéticos a nivel árbol ya que los neutrinos no tienen carga eléctrica. Sin embargo se pueden obtener dichos factores si consideramos los términos correctivos a niveles de lazos o loops considerando en ellos partículas cargadas. Tomando en cuenta dicha corrección, los diagramas a nivel de un lazo que contribuyen en el vértice electromagnético con neutrinos (en el Modelo Estándar) se representan en la figura 2.3.

Gracias a esta consideración es posible escribir el término relacionado con los factores de forma como una interacción efectiva análogamente a la ecuación (2.5) como Esto hace que dependan del momento general y por lo tanto podemos escribir el término relacionado con los factores de forma, como una interacción efectiva en analogía a (2.13) como

$$i\mathcal{L}_{\text{interaccion}} = -A_\mu \bar{\psi} \Lambda^\mu \psi, \tag{2.13}$$

la estructura del término Λ^μ depende directamente de si el neutrino es de Majorana o de Dirac.

Siguiendo un procedimiento similar a lo realizado anteriormente para fermiones en general, pero considerando ahora los estados inicial $\nu(p,\lambda)$ y final $\nu(p',\lambda')$, el elemento matricial de corriente electromagnética entre ellos puede representarse como

$$\begin{aligned} \langle \nu(p,\lambda)|J_\mu^{EM}(x)|\nu(p',\lambda')\rangle &= e^{-i(p'-p)x}\langle \nu(p,\lambda)|J_\mu^{EM}(0)|\nu(p',\lambda')\rangle \\ &= \bar{\nu}(p,\lambda)\Lambda_\mu(l,q)\nu(p',\lambda'), \end{aligned} \tag{2.14}$$

donde, análogamente, $q_\mu = p'_\mu - p_\mu$, $l_\mu = p'_\mu + p_\mu$ y Λ_μ es nuevamente la matriz que actúa sobre los espínores y debe estar conformada por 4-vectores, además de

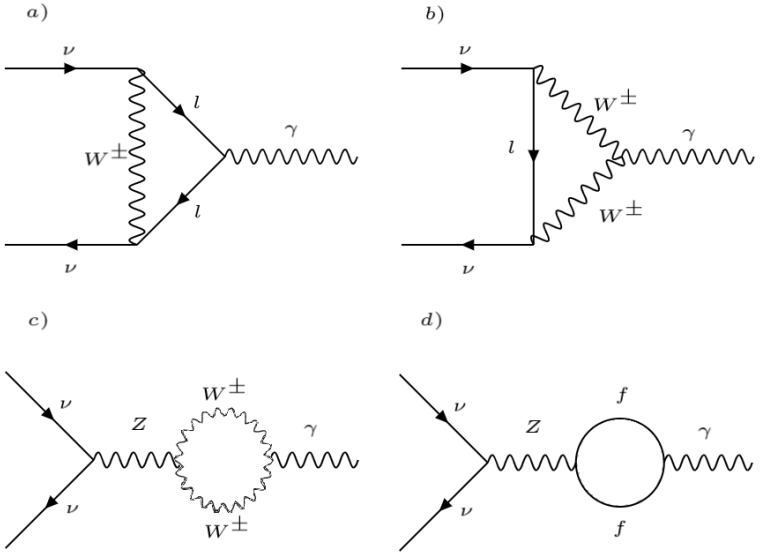


Figura 2.3: Diagramas a un lazo que permiten el Momento Dipolar Magnético del neutrino en el Modelo Estándar

que debe cumplir con la covarianza de Lorentz (debe ser un tensor), la hermiticidad ($J_\mu^{\dagger ME} = J_\mu^{ME}$) y la invariancia de norma ($q^\mu \bar{\nu}(p', \lambda')\Lambda_\mu(l, q)\nu(p, \lambda) = 0$).

Ahora bien, se puede considerar como una primer aproximación a la función vértice la ecuación (2.12), aunque debe considerarse el hecho de que los factores de forma por lo general son diferentes si se tratan de neutrinos de tipo Dirac o de Majorana. En el caso de los neutrinos de Dirac, debido a que existe invariancia ante CP y considerando la condición de hermiticidad de la corriente J_μ^{ME}, se tiene como consecuencia que el momento dipolar eléctrico es cero y que los factores de forma restantes f_Q, f_M y f_A son reales. Por otra parte, al considerar los netrinos de Majorana los factores de forma f_E, f_Q y f_M son cero, mientras que el factor anapolar f_A puede ser distinto de cero. Es posible que los elementos de matriz de la corriente electromagnética se consideren entre un estado inicial $\psi_i(p)$ y un estado final $\psi_j(p')$ con diferentes sabores de neutrinos, y esto es, $p^2 = m_i^2$ y $p'^2 = m_j^2$. En este caso, la función vértice queda definida como

$$\begin{aligned}\Lambda_\mu(q) = (f_Q(q^2)_{ij} + f_A(q^2)_{ij}\gamma_5)(q^2\gamma_\mu - q_\mu \not{q}) \\ + f_M(q^2)_{ij} i\sigma_{\mu\nu}q^\nu + f_E(q^2)_{ij}\sigma_{\mu\nu}q^\nu\gamma_5.\end{aligned} \tag{2.15}$$

Carga eléctrica

De acuerdo al Modelo Estándar la carga eléctrica para las partículas se relaciona con los eigenvalores de los grupos $SU(2)_L$ y $U(1)$ dados por

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}, \tag{2.16}$$

donde I_3 es la tercer componente del isoespín y Y es el valor de la hipercarga. En teoría de perturbaciones, se puede ver que la carga eléctrica de los neutrinos se cancela a cualquier orden, lo cual se ha podido demostrar en el caso de los neutrinos no masivos. Sin embargo, a nivel de un lazo no es evidente que la carga eléctrica de los neutrinos masivos deba ser igual a cero.

Partiendo de la solución de la ecuación de Dirac en un campo magnético externo, y considerando el límite no relativista (i.e. $q^2 = 0$) el factor de forma de carga eléctrica es

$$f_Q(0) = e, \tag{2.17}$$

mismo que podemos encontrar en el hamiltoniano de interacción como

$$H_{int}^{NR}[f_Q] = f_Q(0)A_0 = e\Phi, \tag{2.18}$$

donde A_0 es la primer componente del cuadrivector $A_\mu^{\text{ext}} = \left(\Phi, \vec{A}(x)\right)$.

Existen diversos métodos experimentales para poder obtener cotas relacionadas a la carga eléctrica del neutrino. Algunos de ellos son utilizando la ley de conservación de carga, realizando el cálculo de la dispersión elástica o mediante la astrofísica. En particular, suponiendo que se conserva la carga eléctrica en el decaimiento beta $n \to p + e^+ + \bar{\nu}_e$, se obtiene una cota de $q_\nu \leq 10^{-21}e$.

Momento anapolar

El factor de forma anapolar es, hasta nuestros días, el más ambiguo y misterioso de los factores de forma del neutrino. Este factor corresponde a una interacción efectiva de la forma

$$\delta L_{\text{efectivo}}^{AMM} = -\frac{e_l a_l}{4m_l}\bar{\psi}(x)\sigma_{\mu\nu}\psi(x)F_{\mu\nu}(x), \tag{2.19}$$

donde a_l se conoce como momento magnético anómalo. La interacción de la energía con el campo electromagnético estático en el límite no relativista queda expresada como

$$\delta L_{\text{efectivo}}^{AMM} \Rightarrow H_{int}^{NR}[f_A] \simeq -\frac{e_l a_l}{2m_l}\vec{\sigma}\cdot\vec{B} \propto f_A(0)\vec{\sigma}\cdot\left[\nabla\times\vec{B} - \frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right], \tag{2.20}$$

con f_A una cantidad adimensional y tiene características inusuales. Gracias a esta última expresión podemos intentar comprender el significado físico de este factor de forma, y corresponde a una interacción toroidal del neutrino invariante ante reversión temporal que no conserva simetría CP.

Momento dipolar magnético y momento dipolar eléctrico

Tanto el momento dipolar magnético como el momento dipolar eléctrico son los factores de forma que han sido mayormente estudiados y comprendidos en la actualidad, tanto teórica como experimentalmente.

Por una parte, la interacción efectiva del momento dipolar eléctrico puede expresarse como

$$\delta L^{MDE}_{\text{efectivo}} = -\frac{d_f}{2}\bar{\psi}(x) i\sigma_{\mu\nu}\gamma_5\psi(x)F_{\mu\nu}(x), \tag{2.21}$$

donde d_f es el momento dipolar eléctrico, el cual, en el límite no relativista puede ser escrito como

$$\delta L^{MDE}_{\text{efectivo}} \Rightarrow H^{NR}_{\text{int}}[f_E] \simeq -d_f\vec{\sigma}\cdot\vec{E}. \tag{2.22}$$

Para el momento dipolar magnético, considerando nuevamente el límite no relativista, se tiene que su hamiltoniano de interacción está dado como

$$H^{NR}_{\text{int}}[f_M] = -\mu\vec{\sigma}\cdot\vec{B}, \tag{2.23}$$

donde $\vec{B}$ es evidentemente el campo magnético y donde se está considerando que $\mu = f_M(0)$.

Los primeros cálculos de ambos momentos dipolares en el marco del Modelo Estándar se realizaron al evaluar directamente los diagramas (a) y (b) de la figura 2.3, tomando en consideración neutrinos de tipo Dirac. Con esto, se ha obtenido que el momento magnético es

$$\mu^D_{ii} = \frac{3eG_f m_i}{8\sqrt{2}\pi^2}\left(1 - \frac{1}{2}\sum_{l=e,\mu,\tau} a_l|U_{li}|^2\right), \tag{2.24}$$

donde $a_l = \frac{m_l^2}{M_W^2}(l = e,\mu,\tau)$. Debido a que el momento magnético de un neutrino de Dirac es proporcional a su masa, si se consideran los neutrinos como no masivos se tiene que el momento magnético es cero. Si se utiliza la ecuación (2.24) el valor numérico que se obtiene para el momento magnético del neutrino es

$$\mu^D_{ii} \approx 3.2\times 10^{-19}\left(\frac{m_i}{1\text{eV}}\right)\mu_B, \tag{2.25}$$

donde μ_B son las unidades del momento magnético, conocidas como magnetones de Bohr, mismas que están definidas como

$$\mu_B = \frac{e}{2m_e}. \tag{2.26}$$

Algunos de los procesos físicos entre los que el Momento Dipolar Magnético puede estudiarse son el decaimiento $\nu_i \to \nu_j + \gamma$ y la dispersión elástica coherente $\nu A \to \nu' A'$, entre otros, por lo que se mencionarán brevemente.

2.2. Decaimientos

Como se ha mencionado con antelación, existen diversos parámetros que nos permiten caracterizar a las partículas, tales como la masa m o el tiempo de vida media Δt. Este último se refiere al intervalo de tiempo promedio que le toma a una partícula decaer en partículas más ligeras. Puede ser infinito, tal como sucede en el caso del electrón, debido a que no existen partículas más ligeras en las cuales pueda decaer, o puede ser muy pequeño si para la partícula en cuestión existen diversos canales o modos de decaimiento posibles.

El tiempo de vida de una partícula se expresa en términos de la anchura de decaimiento Γ, que es la probabilidad por unidad de tiempo de que una partícula dada decaiga. Para un ensamble de $N \to \infty$ partículas idénticas, el cambio en el número después de un tiempo dt es

$$dN = -\Gamma N dt. \tag{2.27}$$

Así, el número de supervivientes esperados después de un tiempo t es

$$N(t) = N(0)e^{-\Gamma t}. \tag{2.28}$$

El tiempo después del cual se espera que el conjunto se reduzca a $1/e$ de su tamaño original se le llama tiempo de vida:

$$\tau = \frac{1}{\Gamma}. \tag{2.29}$$

Ahora, si existen varios modos de decaimientos posibles, como suele suceder en la naturaleza, uno puede asociar una anchura de decaimiento para cada uno y posteriormente sumar las anchuras de dichos modos

$$\Gamma_{\text{total}} = \sum_{i=1}^{n} \Gamma_i, \tag{2.30}$$

por lo que el tiempo de vida final de la partícula está dado por

$$\tau = \frac{1}{\Gamma_{\text{total}}}. \tag{2.31}$$

Debido a que los neutrinos tienen masa y presentan mezclas, en general, puede darse el caso de que algunos decaigan. En modelos con nuevas partículas y nuevos acoplamientos, ciertos modos de decaimiento pueden ser de interés fenomenológico.

Para neutrinos de bajas energías, el único modo de decaimiento posible es $\nu_i \to \nu_j + \gamma$, ocurriendo a nivel de un loop en el Modelo Estándar Mínimamente Extendido. En términos de los factores electromagnéticos, la anchura de decaimiento está dada por

$$\Gamma(\nu_i \to \nu_j \gamma) = \frac{C_{\mathcal{U}}^2 m_i}{(16\pi^2)} \frac{(|F_E|^2 + |F_M|^2)}{16\pi} (1 - (\frac{m_j}{m_i})^2)^3, \tag{2.32}$$

donde $C_{\mathcal{U}} = \dfrac{2}{\Lambda^{2d_{\mathcal{U}}-2}}$.

Los neutrinos son en su mayoría invisibles para nosotros debido a que, como se ha mencionado, interactúan débilmente con la materia, no son fáciles de detectar con los experimentos actualmente vigentes, por lo que si se tienen decaimientos de alguna partícula en pares de neutrinos se les conoce como decaimientos invisibles. A pesar de que estos productos de decaimiento no pueden detectarse, ese modo de decaimiento es posible de ser medido mediante diversos métodos.

2.2.1. Métodos de detección

Como se mencionó anteriormente, en los decaimientos invisibles no son posibles de observar las partículas finales que proceden de dicho decaimiento; sin embargo, pueden medirse en experimentos que se dedican al estudio de la oscilación de neutrinos, como se ha visto en el experimento DUNE (Deep Underground Neutrino Experiment). DUNE es un proyecto internacional que consta de 2 detectores, uno ubicado en el Laboratorio Subterráneo de Stanford (SURF) y otro más en Fermilab, en Weston, Illinois, y es uno de los tantos experimentos que en la actualidad se dedican al estudio de diversas propiedades de los neutrinos. Cuando se consideran los decaimientos invisibles, se observa que en la probabilidad de oscilación de los neutrinos ocurre cierto 'amortiguamiento' [57] y eso modifica el espectro de eventos esperados.

2.3. Dispersión elástica coherente

La dispersión elástica coherente neutrino-núcleo (CEνNS) es una predicción del modelo estándar, en donde un neutrino colisiona, sin perder energía, contra un nú-

cleo completo, vía el intercambio de una corriente débil neutra. Este fenómeno fue predicho en 1974 por Daniel Z. Freedman y se observó por primera vez gracias al experimento COHERENT en el año 2017.

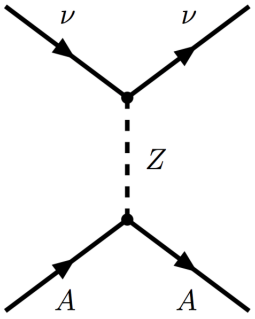


Figura 2.4: Diagrama de Feynman de la dispersión elástica neutrino-núcleo coherente.

Este tipo de dispersión coherente, que afecta al núcleo entero, ocurre cuando la longitud de onda del neutrino es del orden del tamaño del núcleo. Los neutrinos, así como cualquier partícula, actúan como una onda cuya longitud de onda se hace más corta conforme aumenta la energía de la partícula. Si su energía es alta, el neutrino sólo interactúa con un protón o un neutrón, mientras que si su energía es baja, interactúa con todos los protones y neutrones del núcleo al mismo tiempo.

En el marco del ME, la sección eficaz de la dispersión elástica coherente entre un neutrino con energía E_ν y un núcleo (A, Z) expresada en términos de la energía de retroceso T_A está dada como

$$\left(\frac{d\sigma}{dT_A}\right)_{SM} = \frac{G_F^2 m_A}{\pi}\left[Q_V^2\left(1-\frac{m_A T_A}{2E_\nu^2}\right)+Q_A^2\left(1+\frac{m_A T_A}{2E_\nu^2}\right)\right]F^2(Q^2), \qquad (2.33)$$

donde m_A denota la masa nuclear del material del detector con Z protones y $N = A - Z$ neutrones, Q_V y Q_A son las contribuciones vectorial y vector axial y $F(Q^2)$ es el factor de forma.

Capítulo 3

Experimentos de detección de neutrinos

Existen en la naturaleza diversas fuentes de neutrinos, tal es el caso del Sol o de algunos fenómenos astrofísicos, sin considerar el hecho de que en la Tierra también existen fuentes de dichas partículas, todo esto gracias a los diversos procesos de desintegración beta que ocurren en los cuerpos celestes y en las colisiones de rayos cósmicos. Debido a la débil interacción de los neutrinos con la materia ordinaria es necesario que su flujo sea más significativo para dar paso a estudios más detallados de sus propiedades, por lo que también entran en consideración las fuentes artificiales, tales como los aceleradores de partículas y los reactores nucleares. Los antineutrinos son emitidos como subproducto de la generación de energía en los reactores nucleares, propiciando su estudio de manera controlada.

Desde la década de 1950 se hizo un estudio relativo a las partículas emitidas por reactores nucleares, lo que originó la primer detección de neutrinos en esta fuente. A partir de entonces, los experimentos en reactores han sido clave en el descubrimiento de sus propiedades. De manera particular nos interesa estudiar las propiedades magnéticas del neutrino, poniendo especial interés en el momento magnético. En algunos modelos, tal como es el caso del Modelo Estándar Mínimamente Extendido, se predicen valores del momento magnético del neutrino masivo muy pequeños, del orden de $10^{-19}\mu_B$, mismo que no es posible de observar en experimentos actuales. Sin embargo, en modelos tipo Seesaw, Unparticle y otros modelos de Gran Unificación, estos valores son varios órdenes de magnitud más grandes, por lo que el interés de la comunidad científica se ha enfocado en ellos. De acuerdo a estos modelos, si los neutrinos son de tipo Majorana, su momento magnético podría ser del orden de $10^{-(10-12)}\mu_B$, mientras que para neutrinos de tipo Dirac no se pueden exceder los $10^{-14}\mu_B$ [28].

En la tabla (3.1) se pueden observar algunos límites del momento magnético

Experimento	Límite del momento magnético $[\mu_B]$
GEMMA	2.9×10^{-11} [28]
Borexino	2.8×10^{-11} [30]
TEXONO	7.4×10^{-11} [31]
LSND	6.8×10^{-10} [37]
Super-Kamiokande	1.1×10^{-10} [38]
Cúmulo Globular M5	4.5×10^{-12} [60]

Tabla 3.1: Límites del momento magnético obtenidos en algunos experimentos, entre los cuales se encuentran Super-Kamiokande y Borexino, que son detectores de neutrinos solares, se incluye también la cota obtenida con los datos de observación del cúmulo globular M5.

para el neutrino que han sido posibles de acotar gracias a diversos experimentos. Se muestran los límites de experimentos que utilizan neutrinos cosmológicos, neutrinos solares y neutrinos provenientes de reactores nucleares, con la finalidad de hacer una comparación entre los valores obtenidos en dichos casos.

El momento dipolar magnético puede estimarse ya sea analizando parámetros de algunas estrellas en la etapa final de su evolución, cuando la mayor parte de la energía que se libera es arrastrada por los flujos de neutrinos, o bien, para el caso de neutrinos solares y provenientes de reactores nucleares, mediante la medición directa de la sección eficaz de la dispersión (anti)neutrino-electrón, siendo éste el método más confiable para el estudio de esta propiedad.

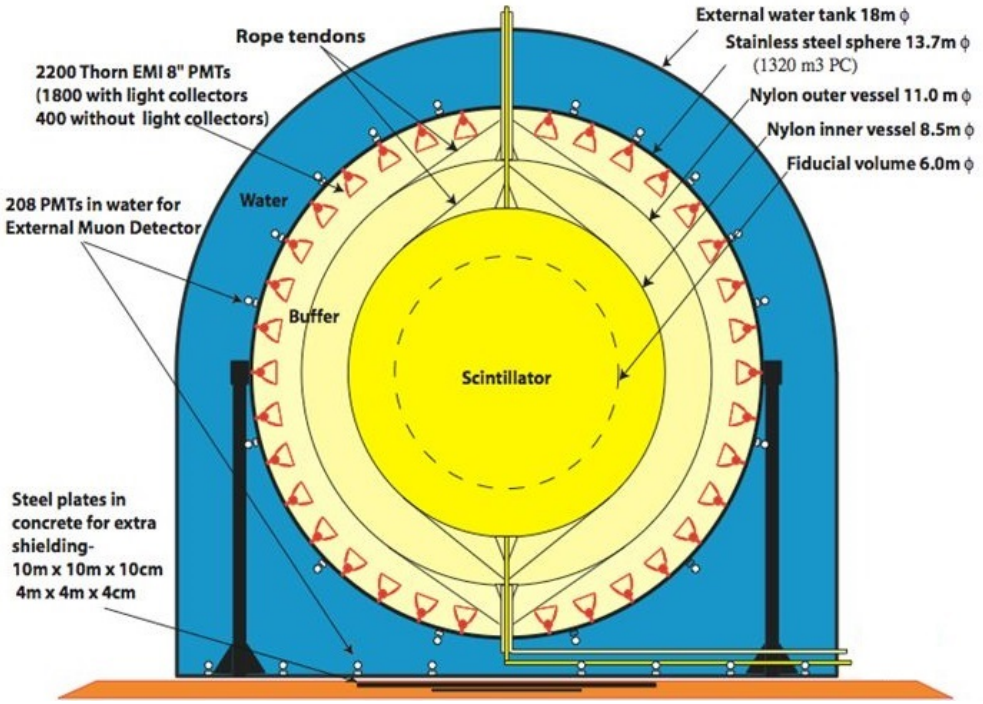
3.1. Experimentos con neutrinos solares

3.1.1. Borexino

En mayo de 2007 este experimento comenzó con la toma de datos. Este detector se encuentra en los Laboratorios Nacionales de Gran Sasso, en Italia. Detecta neutrinos del muón a través de su dispersión elástica en los electrones de las moléculas del centelleador. Está contenido en una esfera de acero inoxidable de 13.7 m de diámetro y contiene más de 2200 PMTs, rodeado, además, por un tanque de agua. Aunque su principal propósito es medir el flujo de neutrinos solares con alta precisión, con los datos obtenidos se estimaron los límites del momento magnético del neutrino, obteniendo un límite máximo de $2.8 \times 10^{-11}\mu_B$.

La detección de neutrinos en Borexino es mediante la dispersión elástica de los neutrinos del electrón en el líquido centelleador. Los electrones de retroceso de la dispersión se detectan a través de la luz de centelleo, que proporciona información

Figura 3.1: Esquema del detector Borexino



tanto de la energía como de la posición.

El acoplamiento de los eigenestados de masa de ν_i y ν_j a un campo electromagnético se caracteriza por una matriz de los momentos dipolares magnéticos, μ_{ij}. La contribución electromagnética a la sección eficaz de la dispersión $\nu - e$:

$$\frac{d\sigma_{EM}}{dT_e}(T_e, E_\nu) = \pi r_0^2 \mu_{\text{eff}}^2 \left(\frac{1}{T_e} - \frac{1}{E_\nu}\right), \tag{3.1}$$

donde μ_{eff} se mide en μ_B y depende de las componentes de la matriz de los momentos de neutrinos μ_{ij}, T_e es la energía de retroceso del electrón y r_0 es el radio del electrón (2.818×10^{-13} cm).

En el caso de neutrinos de Dirac, suponiendo que sólo los momentos magnéticos de la diagonal μ_{ii} sobreviven,

$$\mu_{\text{eff}}^2 = P_{e1}^{3\nu}\mu_{11}^2 + P_{e2}^{3\nu}\mu_{22}^2 + P_{e3}^{3\nu}\mu_{33}^2, \tag{3.2}$$

donde $P_{ei}^{3\nu} = |A_i(E, L)|^2$ es la probabilidad de observar el estado de masa i en el punto de dispersión.

Por su parte, para los neutrinos de Majorana, el momento efectivo es

$$\mu_{\text{eff}}^2 = P_{e1}^{3\nu}(\mu_{12}^2 + \mu_{13}^2) + P_{e2}^{3\nu}(\mu_{21}^2 + \mu_{23}^2) + P_{e3}^{3\nu}(\mu_{31}^2 + \mu_{32}^2). \tag{3.3}$$

Una buena aproximación de las probabilidades de oscilación de neutrinos solares es:

$$P_{e1}^{3\nu} = c^2\theta_{13}P_{e1}^{2\nu}, \quad P_{e2}^{3\nu} = c^2\theta_{13}P_{e2}^{2\nu}, \quad P_{e3}^{3\nu} = s^2\theta_{13}, \tag{3.4}$$

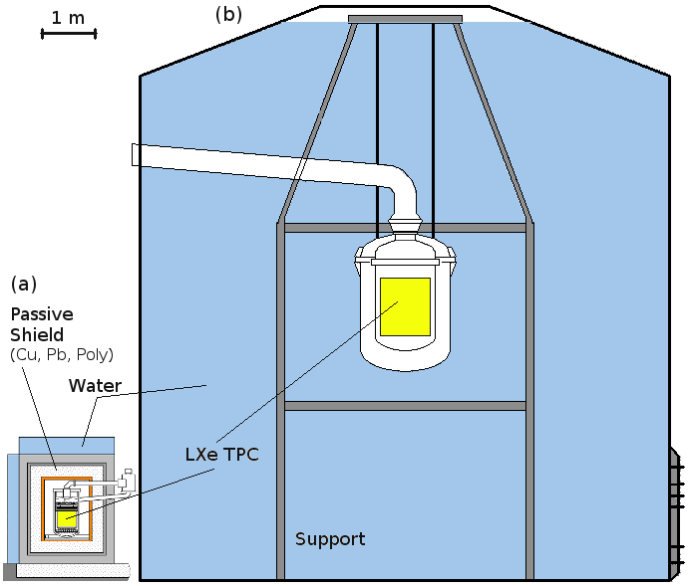
donde $c^2\theta_{13} \equiv \cos^2\theta_{13}$, $s^2\theta_{13} \equiv \sin^2\theta_{13}$, siendo θ_{13} uno de los ángulos de mezcla de neutrinos relacionado con la oscilación.

3.2. Experimentos con neutrinos cosmológicos

3.2.1. XENON100

Este detector a base de Xenón se encuentra instalado en los Laboratorios Nacionales de Gran Sasso, en Italia. Contiene 62 kg de Xenón líquido que funcionan como objetivo, separados de otros 99 kg de Xenón líquido que fungen como líquido centelleador. Cuenta con dos arreglos de tubos fotomultiplicadores que se encuentran en la parte superior e inferior del arreglo.

Figura 3.2: Esquema del detector XENON100.



Su objetivo principal es la detección de materia oscura, sin embargo en las nuevas corridas se ha detectado la captura doble de neutrinos del electrón y en su siguiente corrida se pretende aumentar la sensitividad para continuar con el estudio de neutrinos a mayor detalle.

3.3. Experimentos con neutrinos provenientes de reactores nucleares

3.3.1. TEXONO

TEXONO (Taiwan EXperiment On NeutrinO) está centrado en el estudio de neutrinos de baja energía y de materia oscura. El detector se encuentra en el Kuo-Sheng Reactor Neutrino Laboratory (KSNL), en Taiwan y comenzó con la toma de datos en Julio de 2001. Está localizado a 28 m del núcleo 1 de la Central eléctrica Nuclear Kuo-Sheng. El laboratorio está equipado con una estructura de blindaje exterior de 50 toneladas que consta de paneles de centelleo de plástico de 2,5 cm de espesor con tubos fotomultiplicadores(PMT) para veto de rayos cósmicos, seguido de una estructura de 15 cm de plomo, otra de 5 cm de acero inoxidable además de un recubrimiento de 25 cm de polietileno cargado con boro y por último una estructura externa de 5 cm de cobre.

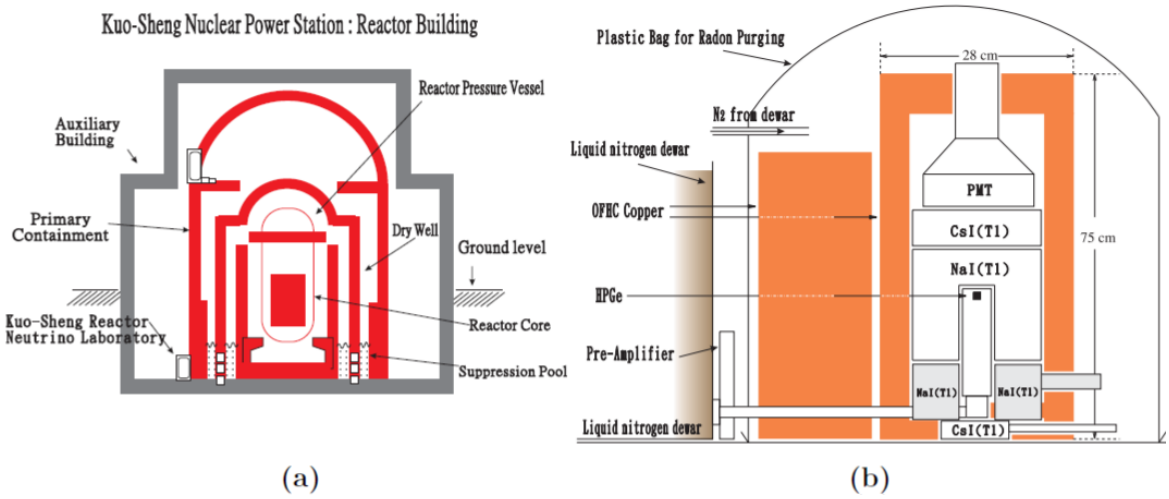


Figura 3.3: (a)Vista lateral esquemática del edificio del reactor de la central nuclear de Kuo-Sheng. La distancia entre el núcleo y el detector del reactor es de unos 28 m. (b) Esquema del detector HPGe.

La configuración del detector [31] HPGe utilizado para el experimento TEXONO consta de 1.06 kg de Germanio activo, rodeado por 3 detectores, como se ilustran en (b) de la Fig (3.3): el primer detector “de pozo” con cristales centelleadores NaI (Tl) de 5 cm de espesor, el segundo detector “anillo”, también con cristales centelleadores NaI (Tl) y un detector “base” con centelleadores CsI de 4 cm de espesor.

El camino que consideran en este experimento [32] para estudiar la física más

allá del ME, a grosso modo, es mediante el estudio de las posibles interacciones electromagnéticas del neutrino en objetivos atómicos A, mediante la interacción

$$\bar{\nu}_e + A \to \nu_X + A^+ + e^-, \tag{3.5}$$

donde el objetivo puede ser tomado como electrones libres en T por encima de la escala de energía atómica.

La sección eficaz diferencial con el reactor está dada por

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_{\mu_\nu} = \frac{\pi\alpha_{em}^2\mu_\nu^2}{m_e^2}\left[\frac{1-T/E_\nu}{T}\right], \tag{3.6}$$

por encima de las regiones de energía atómica ($T > 10$ keV para Ge).

El programa TEXONO fue pionero en el estudio de física de neutrinos en el régimen de baja energía. Los datos experimentales que se han recopilado en TEXONO dan un límite para el momento magnético del neutrino del electrón de $\mu_{\bar{\nu}_e} < 7.4 \times 10^{-11}\mu_B$.

3.3.2. GEMMA

La búsqueda experimental del momento magnético del neutrino con el espectrómetro GEMMA [28, 29] (Germanium Experiment for measurement of Magnetic Moment of Antineutrino) comenzó desde el año 2005, en Rusia. Éste se encuentra en el reactor de la Planta Nuclear Kalinin (KNPP).

Se coloca un detector de 1.5 kg de Germanio puro dentro de un cristal de Yoduro de Sodio (NaI) rodeado de una capa de 5 cm de cobre y otra de 15 cm de plomo, dichos blindajes fungen como reductores de ruido en la región de interés. Este arreglo se coloca 13.9 m por debajo del núcleo del reactor, exponiendo así el Germanio a un flujo de antineutrinos de $2.7 \times 10^{13}/\text{cm}^2/\text{s}$.

Las mediciones para el momento magnético del neutrino se basan en su contribución a la dispersión (anti)neutrino-electrón $\bar{\nu} - e$. Si el momento dipolar magnético del neutrino es diferente de cero, la sección eficaz diferencial es la suma de las secciones eficaces de las interacciones débil y electromagnética:

$$\frac{d\sigma_W}{dT} = G_F^2\left(\frac{m_e}{2\pi}\right)\left[4x^4 + (1+2x^2)^2\left(1-\frac{T}{E}\right)^2 - 2x^2(1+x^2)\frac{m_eT}{E^2}\right], \tag{3.7}$$

$$\frac{d\sigma_{EM}}{dT} = \pi r_0^2\left(\frac{\mu_\nu}{\mu_B}\right)^2\left(\frac{1}{T}-\frac{1}{E}\right), \tag{3.8}$$

donde E es la energía del neutrino incidente, T es la energía de retroceso del electrón, $x^2 = s^2\theta_W = 0.232$ y r_0 el radio del electrón.

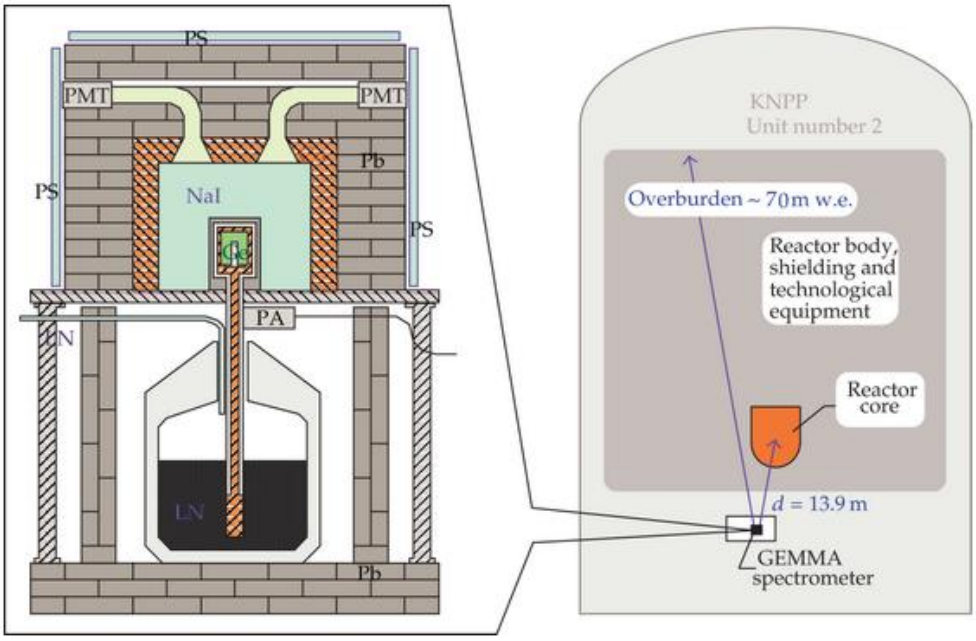


Figura 3.4: Esquema del detector GEMMA.

Se obtienen los espectros de energía S para los períodos de encendido y apagado que deben normalizarse mediante los tiempos activos correspondientes y se comparan, considerando un término adicional dependiente de los neutrinos:

$$\frac{S_{ON}}{T_{ON}} = \frac{S_{OFF}}{T_{OFF}} + m_d \Phi_\nu (W + X \cdot EM). \tag{3.9}$$

El último término incluye la masa del detector m_d y el flujo del antineutrino Φ_ν multiplicado por la suma de las contribuciones débil y la electromagnética. Esta última es proporcional al cuadrado del valor del momento magnético del neutrino:

$$X \equiv \left(\frac{\mu_\nu}{10^{-11} \mu_B} \right)^2 . \tag{3.10}$$

Los datos experimentales para este detector han arrojado un límite para el valor del momento magnético del neutrino de $2.9 \times 10^{-11} \mu_B$.

3.3.3. RED-100

Uno de los experimentos que forma parte de la colaboración COHERENT [34] es el RED-100(Russian Emission Detector). Es un detector que contiene Xenón líquido,

que, junto con GEMMA, se encuentra en la Planta Nuclear Kalinin (KNPP), en Rusia.

El detector consta de una cámara de proyección de tiempo encerrada en un criostato de vacío, contiene al rededor de 200 kg de Xenón líquido y cuya estructura dodecagonal está formada por páneles reflectores de luz, misma que está rodeada por arriba y por debajo por dos arreglos con 19 tubos fotomultiplicadores cada uno [36]. Este arreglo completo, a su vez, está rodeado por una cámara con un sistema de purificación del Xenón y un sistema de enfriamiento.

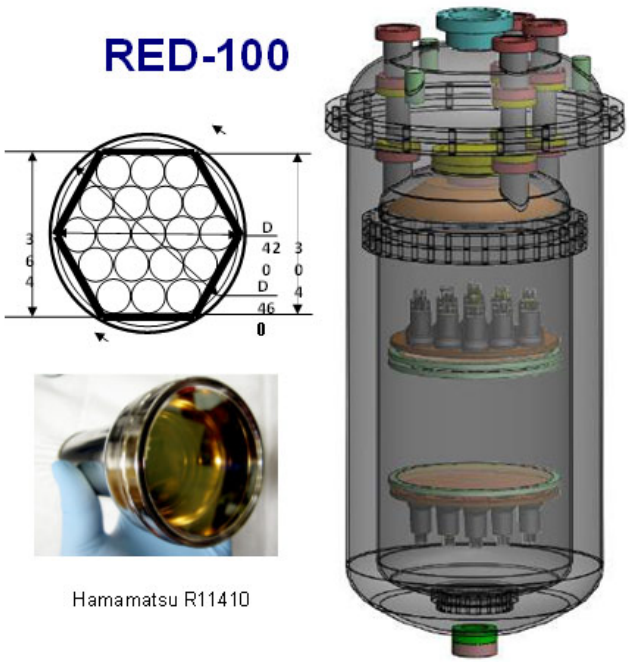


Figura 3.5: Arreglo de los tubos fotomultiplicadores y esquema del detector RED-100

Aunque aún no se ha obtenido un valor para el momento magnético del neutrino con los datos obtenidos de este experimento, la colaboración COHERENT se encuentra trabajando en ello [34].

Capítulo 4

Modelo Unparticle

El Modelo Estándar nos ha proporcionado, desde su creación, una excelente primer aproximación para poder comprender, clasificar y estudiar la física de partículas y las interacciones existentes entre ellas. Sin embargo, muchos problemas continúan abiertos hasta nuestros días, por lo que es necesario recurrir a nuevos modelos que funjan como extensión del Modelo Estándar, partiendo de la adición de nuevas simetrías.

Considerando una teoría cuántica de campos, las partículas se caracterizan por valores de momento, energía y masa definidos. Si estos valores, para alguna partícula en específico, se multiplican por un factor de escala ya no se estaría hablando de la partícula con la cual se partió, debido a que la masa de ésta siempre debe ser la misma, independientemente de la energía o del momento. Es evidente que este problema no se presenta cuando la partícula a considerar tiene una masa en reposo igual a cero.

De forma un poco más detallada, en el año 2007, Howard Georgi propuso la teoría de las no-partículas (unparticles) [39, 40], que es una teoría a bajas energías de un sector invariante de escala de una teoría de campos efectiva. Como acabamos de mencionar, las partículas tienen masa m definida y se cumple la relación $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$ para su energía E y momento p. Ahora bien, si se quisiera hacer una transformación de escala, todas las cantidades dimensionales tendrían que ser multiplicadas por un factor de reescalamiento elevado a la dimensión de la masa, por lo que si la masa es diferente de cero no podríamos hablar de un invariante. Por tanto, una partícula libre sin masa es la perfecta ejemplificación de dicha invariante de escala, debido a que $m = 0$ no se ve afectada por el reescalamiento. Es bien sabido que el Modelo Estándar no es un invariante de escala, sin embargo la propuesta de Georgi es que exista un sector de la teoría que sí cumpla con esta propiedad y que además interactúe débilmente con el resto del Modelo Estándar. En dicho sector, tomando en consideración lo que se entiende conceptualmente, no es posible la existencia de partículas, por tanto, se propone que aquí la materia está compuesta de

no-partículas.

Es necesaria una teoría efectiva para que sea posible ver las interacciones de estas no-partículas con la materia ordinaria, por lo que el esquema es el siguiente. Se parte de una teoría de muy alta energía que integra campos del Modelo Estándar y campos de una teoría con un punto fijo infrarrojo no trivial, conocidos como campos de Banks-Zaks (BZ). La interacción de ambos conjuntos de campos es mediante el intercambio de partículas con una gran escala de masa $M_{\mathcal{U}}$, en donde, por debajo de esa masa, existen acoplamientos no renormalizables que involucran campos del Modelo Estándar y de Banks-Zaks suprimidos por potencias de $M_{\mathcal{U}}$

$$\frac{1}{M_{\mathcal{U}}^k}\mathcal{O}_{ME}\mathcal{O}_{BZ}, \tag{4.1}$$

donde $\mathcal{O}_{ME}$ representa un operador con dimensión de masa d_{ME} construido bajo los campos del Modelo Estándar, mientras que el $\mathcal{O}_{BZ}$ hace referencia a un operador de dimensión d_{BZ} construido ahora bajo los campos Banks-Zaks. Es importante mencionar que los operadores efectivos del lagrangiano efectivo de interacción se pueden construir a partir de los campos del Modelo Estándar con la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

Los acoplamientos renormalizables de los campos BZ provocan transmutación dimensional a medida que surge la invariancia de escala en el sector BZ a una escala de energía $\Lambda_{\mathcal{U}}$. Por debajo de dicha escala, en una teoría efectiva, los operadores BZ coinciden con los operadores de las no-partículas y las interacciones de (4.1) coinciden con las interacciones de la forma

$$\frac{C_{\mathcal{U}}\Lambda_{\mathcal{U}}^{d_{BZ}-d_{\mathcal{U}}}}{M_{\mathcal{U}}^k}\mathcal{O}_{ME}\mathcal{O}_{\mathcal{U}}, \tag{4.2}$$

con $C_{\mathcal{U}}$ una constante y $d_{\mathcal{U}}$ la dimensión de escalamiento del operador de la no-partícula $\mathcal{O}_{\mathcal{U}}$. Particularmente nos interesan los operadores que tengan un mayor efecto dentro de la teoría de bajas energías, los cuales son los operadores de la más baja dimensión posible, así que se parte de la suposición de que $\mathcal{O}_{\mathcal{U}}$ cumple con esta característica. La ecuación (4.2) puede simplificarse, para fines prácticos, considerando la constante λ

$$\lambda = \frac{C_{\mathcal{U}}\Lambda_{\mathcal{U}}^{d_{BZ}}}{M_{\mathcal{U}}^k}, \tag{4.3}$$

que por lo general es adimensional.

La interacción efectiva puede considerarse como un buen punto de partida, ya que los campos BZ se desacoplan de la materia ordinaria a bajas energías, por lo que la ecuación (4.1) no debería afectar la invariancia de escala infrarroja de la no-partícula. Además, parece probable que esto se permita experimentalmente si la escala de masa $M_{\mathcal{U}}$ es lo suficientemente grande, por lo que el material unparticle no se acopla fuertemente a la materia ordinaria como para ser visible.

Es necesario estudiar algunos de los principales efectos virtuales de las unparticles sobre las partículas del Modelo Estándar, enfocándonos principalmente en el propagador de las unparticles, por lo que es necesario considerar las interacciones de ambos campos. La integración de dichos campos pesados induce una serie de operadores efectivos que describen estas interacciones de interés a bajas energías. De forma muy general, algunos ejemplos de los operadores son

$$\begin{aligned} &\text{Espín 0:} \qquad \lambda_0' \frac{1}{\Lambda_{\mathcal{U}}^{d_{\mathcal{U}}} - 1} \bar{f} f \mathcal{O}_{\mathcal{U}}, \lambda_0'' \frac{1}{\Lambda_{\mathcal{U}}^{d_{\mathcal{U}}} - 1} \bar{f} i\gamma^5 f \mathcal{O}_{\mathcal{U}} \dots \\ &\text{Espín 1:} \qquad \lambda_1 \frac{1}{\Lambda_{\mathcal{U}}^{d_{\mathcal{U}}} - 1} \bar{f} \gamma_\mu f \mathcal{O}_{\mathcal{U}}, \lambda_1' \frac{1}{\Lambda_{\mathcal{U}}^{d_{\mathcal{U}}} - 1} \bar{f} \gamma_\mu \gamma^5 f \mathcal{O}_{\mathcal{U}}^\mu \dots \end{aligned} \tag{4.4}$$

en donde los coeficientes λ indican los acoplamientos efectivos que dependen de la distancia de las partículas de intercambio entre ambos sectores (el unparticle y el de Modelo Estándar) y que en general son parámetros libres, $\mathcal{O}_{\mathcal{U}}$ son los operadores unparticle y los f son los campos fermiónicos del Modelo Estándar.

Para poder ilustrar las propiedades del propagador unparticle es necesario considerar, de manera muy general, el ejemplo de los efectos de bajas energías en los siguientes términos de interacción [40]

$$\frac{C_{V\mathcal{U}} \Lambda_{\mathcal{U}}^{k+1-d_{\mathcal{U}}}}{M_{\mathcal{U}}^k} \bar{e} \gamma_\mu e \mathcal{O}_{\mathcal{U}}^\mu + \frac{C_{A\mathcal{U}} \Lambda_{\mathcal{U}}^{k+1-d_{\mathcal{U}}}}{M_{\mathcal{U}}^k} \bar{e} \gamma_\mu \gamma_5 e \mathcal{O}_{\mathcal{U}}^\mu, \tag{4.5}$$

en donde el operador $\mathcal{O}_{\mathcal{U}}^\mu$ debe ser hermitiano y transverso, lo que implica que

$$\partial_\mu \mathcal{O}_{\mathcal{U}}^\mu = 0. \tag{4.6}$$

Para comprender por completo la física del modelo unparticle es necesario considerar autointeracciones del sector conforme de baja energía. La invariancia de escala que se solicita requiere que la función de correlación de dos puntos de $\mathcal{O}$ tenga la forma

$$\langle 0 | T \mathcal{O}(x) \mathcal{O}(0) | 0 \rangle \propto \frac{1}{(-x^2 + i\epsilon)^\alpha} \propto \int \frac{d^D p}{(2\pi)^D} e^{-ipx} (-p^2 - i\epsilon)^{2-D/2}, \tag{4.7}$$

donde D es la dimensión del espacio temporal [39], y cuya forma podemos ver que es similar a la función de correlación de dos puntos para los propagadores de Feynman [6]

$$\begin{aligned} \langle 0 | T \phi(x) \phi(y) | 0 \rangle &= \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{i e^{-ip(x-y)}}{(p^2 - m^2 + i\epsilon)} \\ &= \int_0^\infty \frac{dM^2}{2\pi} \rho(M^2) D_F(x - y; M^2), \end{aligned} \tag{4.8}$$

donde $\rho(M^2)$ es una función de densidad espectral

$$\rho(M^2) = \sum_{\lambda}(2\pi)\delta(M^2 - m_{\lambda}^2)|\langle\Omega|\phi(0)|\lambda_0\rangle|^2. \tag{4.9}$$

Es importante recordar que en Teoría Cuántica de Campos, las funciones de correlación de n puntos se definen como el promedio funcional del producto de n campos cuánticos en diferentes posiciones y que, particularmente, en el caso en que $n = 2$, la función de correlación correspondiente $C_2(x, y)$ se puede interpretar físicamente como la amplitud de propagación de una partícula entre x y y. Posteriormente para considerar el efecto de los acoplamientos de los campos sobre las amplitudes de dispersión, es necesario que a estas funciones de correlación se les aplique una transformada de Fourier para que los propagadores pasen del espacio de posiciones al espacio de momentos. Existen 2 formas en la que la función de correlación de 2 puntos puede aparecer en los procesos físicos:

1. Como una línea interna en un proceso que incluye dos vértices de interacción entre una partícula del Modelo Estándar y una unparticle.

2. En la producción de material unparticle. El espacio fase correspondiente puede determinarse a partir de la invariancia de escala o calculando la parte imaginaria de la función de 2 puntos.

4.1. Propagadores Unparticle

Una de las características interesantes del operador unparticle es que su densidad espectral es continua [39]

$$\rho(P^2) = A(d_{\mathcal{U}})\theta(P^0)\theta(P^2)(P^2)^{d_{\mathcal{U}}-2}, \tag{4.10}$$

como consecuencia de la invariancia de escala, donde $d_{\mathcal{U}}$ es la dimensión de escala del operador unparticle con 4-momento P y $A(d_{\mathcal{U}})$ es el factor de normalización. Debido al exponente cinemático similar, Georgi eligió $A(d_{\mathcal{U}})$ para ser el prefactor del espacio de fase de $d_{\mathcal{U}}$ partículas sin masa

$$A(d_{\mathcal{U}}) = \frac{16\pi^{5/2}}{(2\pi)^{2d_{\mathcal{U}}}}\frac{\Gamma(d_{\mathcal{U}}) + \frac{1}{2}}{\Gamma(d_{\mathcal{U}} - 1)\Gamma(2d_{\mathcal{U}})}, \tag{4.11}$$

y debido a que $d_{\mathcal{U}}$ se aproxima a 1, la ec (4.10) se reduce al espacio fase de partículas sin masa, lo que sugiere que las no-partículas se comportan como una colección de $d_{\mathcal{U}}$ partículas sin masa. Un punto sumamente importante dentro de este modelo es el hecho de que la dimensión $d_{\mathcal{U}}$ puede ser fraccionaria. Esta peculiaridad provoca

que se busquen métodos alternativos o se utilicen algunos trucos matemáticos para poder realizar la integración sobre los propagadores, ya que con los métodos usuales de Parametrización de Feynman y Passarino-Veltman no es posible evaluar la integral para potencias fraccionarias en el denominador (propagador).

De manera general, la dimensión $d_{\mathcal{U}}$ del operador unparticle está limitada por la unitariedad del álgebra conforme, la cual impone sus límites inferiores. Por lo tanto, es necesario tomar a consideración el tipo de operador que se utiliza:

- Operadores escalares: $d_{\mathcal{U}} \geq 1$
- Operadores fermiónicos: $d_{\mathcal{U}} \geq 3/2$
- Operadores vectoriales invariantes de norma: $d_{\mathcal{U}} \geq 3$

Por otra parte, para los límites superiores tenemos que $d_{\mathcal{U}} < 2$ para los operadores de tipo escalar y $d_{\mathcal{U}} \leq 5/2$ para los fermiónicos. Si combinamos estos límites, podemos ver que los operadores vectoriales invariantes de norma nos resultan problemáticos, por lo que nos centraremos únicamente en los operadores escalares y fermiónicos.

De acuerdo a lo reportado por la comunidad que ha trabajado con este modelo en el estudio de diversos procesos, no hay un criterio específico con el que se tomen los valores de $d_{\mathcal{U}}$, siempre y cuando esté dentro de los límites antes mencionados. Usualmente el que se fija es el valor de $\Lambda_{\mathcal{U}} = 1$ TeV, mientras que la dimensión $d_{\mathcal{U}}$ puede tomar únicamente valores representativos para que sean más notorias las diferencias causadas por los distintos valores posibles en el rango permitido para el operador[59], tomar el mínimo permitido para $d_{\mathcal{U}}$ y hacer incrementos de 0.1[41] ó 0.2[20, 43] hasta el límite máximo.

4.1.1. Propagador unparticle de tipo escalar

De manera particular, la interacción de las unparticle escalares (S) y las unparticles pseudoescalares (P) con los campos del Modelo Estándar, tienen la forma

$$\mathcal{L}_{\mathcal{U}_s} = \frac{\lambda_{ij}^S}{\Lambda_{\mathcal{U}}^{d_{\mathcal{U}}-1}} \bar{f}_i f_j \mathcal{O}_{\mathcal{U}} + \frac{\lambda_{ij}^P}{\Lambda_{\mathcal{U}}^{d_{\mathcal{U}}-1}} \bar{f}_i \gamma_5 f_j \mathcal{O}_{\mathcal{U}}, \tag{4.12}$$

donde f_i, f_j $(i, j = e, \mu, \tau)$ denotan las familias de fermiones y donde se supone que la escala unparticle $\Delta_{\mathcal{U}} = 1$ TeV, así como también se supone que las constantes de acoplamiento λ_{ij}^S y λ_{ij}^P son reales.

Para campos unparticle de espín cero, la forma más general del propagador

(tipo escalar)[39] sería

$$\begin{aligned}\Delta_{\mathcal{U}_s}(p,\mu_s,d) &= \int d^4x e^{ipx}\langle 0|T\phi(x)\phi^\dagger(x)|0\rangle \\ &= \frac{A(d_{\mathcal{U}_s})}{2\pi}\int_{m^2}^{\infty}(M^2-\mu_s^2)^{d-2}\frac{i}{p^2-M^2+i\epsilon}dM^2 \\ &= \frac{A(d_{\mathcal{U}_s})}{2\sin(d\pi)}\frac{i}{(\mu_s^2-p^2-i\epsilon)^{2-d}},\end{aligned} \tag{4.13}$$

donde p es el momento, μ_s es el corte infrarrojo que incorpora el rompimiento de simetría conformal en el sector unparticle de espín cero y $A(d_{\mathcal{U}_s})$ viene dado como

$$A(d_{\mathcal{U}_s}) = \frac{16\pi^{5/2}}{(2\pi)^{2d_{\mathcal{U}_s}}}\frac{\Gamma(d_{\mathcal{U}_s}+1/2)}{\Gamma(d_{\mathcal{U}_s}-1)\Gamma(2d_{\mathcal{U}_s})}, \tag{4.14}$$

tomando en cuenta que $1 < d_{\mathcal{U}_s} < 2$, ya que $1 < d_{\mathcal{U}_s}$ por la condición de unitariedad [39, 53, 54] y $d_{\mathcal{U}} < 2$ por la condición de convergencia.

De forma simplificada, el propagador puede escribirse como

$$\Delta_{\mathcal{U}_s}(p,\mu_s) = \frac{A(d_{\mathcal{U}_s})}{2\sin(d_{\mathcal{U}_s}\pi)}\frac{i}{\Sigma_0^s(p)}, \tag{4.15}$$

con $\Sigma_0^s(p) = (\mu_s^2 - p^2 - i\epsilon)^{2-d_{\mathcal{U}_s}}$.

4.1.2. Propagador unparticle de tipo fermiónico

Por otra parte, para la interacción de los campos del Modelo Estándar con el operador unparticle de tipo fermiónico, tenemos que considerar tanto las unparticles vectoriales (V) como las unparticles axiales(A), por lo que el lagrangiano toma la forma

$$\mathcal{L}_{\mathcal{U}_f} = \frac{\lambda_V^{ij}}{\Lambda_{\mathcal{U}}^{d_{\mathcal{U}}-1}}\bar{f}_i\gamma_\mu f_j\mathcal{O}_{\mathcal{U}}^\mu + \frac{\lambda_A^{ij}}{\Lambda_{\mathcal{U}}^{d_{\mathcal{U}}-1}}\bar{f}_i\gamma_5 f_j\mathcal{O}_{\mathcal{U}}^\mu, \tag{4.16}$$

en donde f_i, f_j $(i,j = e,\mu,\tau)$ denotan las familias de fermiones y donde nuevamente se supone que la escala unparticle $\Delta_{\mathcal{U}} = 1$ TeV.

Considerando campos unparticle de espín fraccionario, la forma más general de su propagador sería

$$\begin{aligned}\Delta_f(p,\mu_f,d_f) &= \frac{A(d_{\mathcal{U}_f}-1/2)}{2\pi}\int_{\mu_f^2}^{\infty}(M^2-\mu_f^2)^{d-5/2}\frac{i\not{p}}{p^2-M^2+i\epsilon}dM^2 \\ &= \frac{A(d_{\mathcal{U}_f}-1/2)}{2\cos(d\pi)}\frac{i}{(\not{p}-\mu_f)(\mu_f^2-p^2-i\epsilon)^{3/2-d_{\mathcal{U}_f}}},\end{aligned}$$

con $3/2 < d_{\mathcal{U}_f} < 5/2$ y donde μ_f es el corte infrarrojo.

De forma similar al propagador de tipo escalar, para campos unparticle de espín $1/2$ tenemos entonces que

$$\Delta_{\mathcal{U}_f}(p, \mu_f) = \frac{A(d_{\mathcal{U}_f} - 1/2)}{2\cos(d_{\mathcal{U}_f}\pi)} \frac{i}{(\not{p} - \mu_f)\Sigma_0^f(p)}, \tag{4.17}$$

con $\Sigma_0^f(p) = (\mu_f^2 - p^2 - i\epsilon)^{3/2 - d_{\mathcal{U}_f}}$ y $A(d_{\mathcal{U}_f})$ viene dado como

$$A(d_{\mathcal{U}_f}) = \frac{16\pi^{5/2}}{(2\pi)^{2d_{\mathcal{U}_f}-1}} \frac{\Gamma(d_{\mathcal{U}_f})}{\Gamma(d_{\mathcal{U}_f} - 3/2)\Gamma(2d_{\mathcal{U}_f} - 1)}. \tag{4.18}$$

Capítulo 5

Cálculo del vértice $\nu_i\nu_j\gamma$ en el Modelo Unparticle

Nos interesa el estudio del vértice $\nu_i\nu_j\gamma$ a nivel de un loop, centrándonos en diagramas que contengan partículas cargadas en el loop, particularmente aquellos en los que estas partículas sean leptones y unparticles escalares de norma, tal como se muestra a continuación en la figura 5.1.

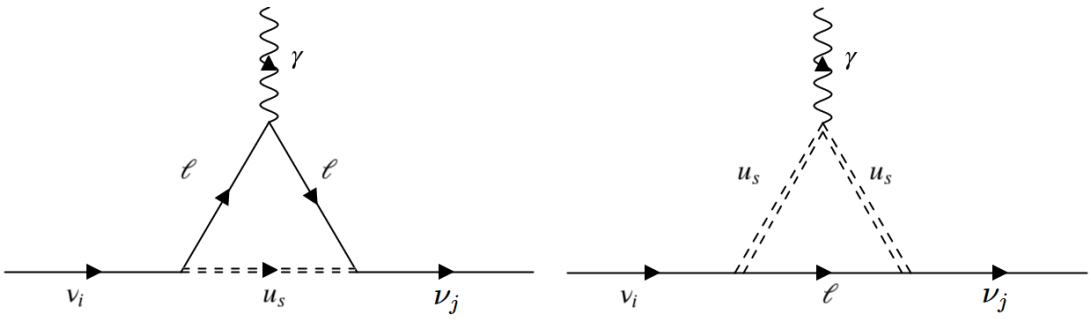


Figura 5.1: Diagramas a un loop que contribuyen al vértice $\nu_i\nu_j\gamma$

En este cálculo se van a considerar las reglas de Feynman mostradas en el Apéndice A. Para el primer diagrama, tal y como se muestra en la figura 5.2, consideramos que q, p y p' son los 4-momentos del fotón externo y de los neutrinos entrante y saliente, respectivamente. Debemos tomar en cuenta las condiciones de capa de masa, que en este caso son

$$q^2 = 0, \qquad p^2 = m_i^2, \qquad p'^2 = m_j^2, \tag{5.1}$$

de aquí se observa que primero consideraremos el caso en que las masas de los neutrinos ν_i y ν_j son diferentes. Ahora, de la conservación del 4-momento vemos que

$q = p' - p$, por lo que

$$q^2 = (p' - p)^2 = m_i^2 + m_j^2 - 2p \cdot p' = 0, \tag{5.2}$$

de donde obtendremos que el producto $p \cdot p' = \dfrac{m_i + m_j}{2}$.

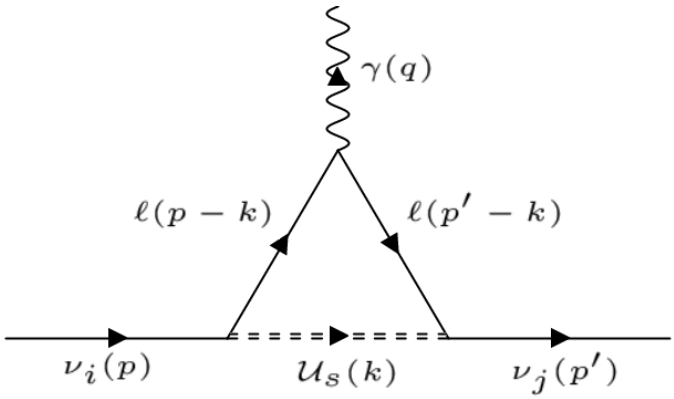


Figura 5.2: Uno de los diagramas a un loop que contribuyen al momento magnético del neutrino, para el que se considera la interacción del vértice $\nu_i\nu_j\gamma$.

En este caso, el loop está conformado por dos leptones ℓ con 4-momento $p-k$ y $p'-k$ y una no-partícula cargada de tipo escalar $\mathcal{U}_s$ con 4-momento k, por lo que la amplitud tiene la forma

$$\mathcal{M} = i\bar{u}(p')A_\mu u(p), \tag{5.3}$$

donde la interacción del loop A_μ está dada por

$$\begin{aligned} A_\mu = \frac{i}{\Lambda^{2d-2}} \int & \frac{(S_{ij}^* - P_{ij}^*\gamma_5)(-\not{k} + \not{p}' + m_\ell)e\gamma_\mu(-\not{k} + \not{p} + m_\ell)(S_{ij} + P_{ij}\gamma_5)}{((-k+p')^2 - m_\ell^2)((-k+p)^2 - m_\ell^2)(k^2 - M^2)} \\ & \times \frac{\mu^{D-4}d^Dk}{(2\pi)^D}\epsilon^\mu(q), \end{aligned} \tag{5.4}$$

donde S_{ij} y P_{ij} son las constantes de acoplamiento y S_{ij}^* y P_{ij}^* sus complejos conjugados. Para la solución de la integral, se hace uso del método de parametrización de Feynman, donde se tiene la forma

$$\frac{1}{D_0D_1D_2} = 2\int_0^1 dx \int_0^{1-x} \frac{1}{(xD_0 + yD_1 + (1-x+y)D_2)^3}, \tag{5.5}$$

por lo que podemos considerar los propagadores de nuestro proceso como

$$\begin{aligned} D_0 &= k^2 - M^2, \\ D_1 &= (-k+p')^2 - m_\ell^2 = k^2 - 2k\cdot p' + p'^2 - m_\ell^2, \\ D_2 &= (-k+p)^2 - m_\ell^2 = k^2 - 2k\cdot p + p^2 - m_\ell^2. \end{aligned} \tag{5.6}$$

Aplicando tal parametrización, podemos reescribir el denominador como

$$\begin{aligned} xD_0 + yD_1 + (1-x-y)D_2 &= x(k^2 - M^2) + y(k^2 - 2k\cdot p' + p'^2 - m_\ell^2) \\ &\quad + (1-x-y)(k^2 - 2k\cdot p + p^2 - m_\ell^2) \\ &= 2(x+y-1)(k\cdot p) - 2y(k\cdot p') + k^2 - xM^2 \\ &\quad + m_\ell^2(x-1) - m_i^2(x+y-1) + m_j^2 y \\ &= (k+r)^2 - M_F^2, \end{aligned} \tag{5.7}$$

de donde hemos hecho $r = p(x+y-1) - p'y$ y $M_F^2 = x(M^2 + m_i^2(x+y+1) - m_j^2 y) - m_\ell^2(x-1)$. Con estos cambios de variable, la amplitud se reescribe como

$$\mathcal{M} = -\frac{2e\epsilon^\mu(q)}{(2\pi)^D \Lambda^{2d-2}} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \quad I^\mu(p,p'), \tag{5.8}$$

con

$$\begin{aligned} I^\mu(p,p') = \int \frac{\mu^{D-4} d^D k}{[(k+r)^2 - M_F^2]^3} &(S_{ij}^* - P_{ij}^*\gamma_5)(-k + p' + m_\ell) \\ &\times \gamma_\mu(-k + p + m_\ell)(S_{ij} + P_{ij}\gamma_5). \end{aligned} \tag{5.9}$$

Considerando que este tipo de integrales son invariantes ante desplazamientos de la variable de integración k, podemos sustituir $k \to k - r$ para simplificar el denominador, por lo que $I^\mu(p,p')$ toma la forma

$$\begin{aligned} I^\mu(p,p') &= \int \frac{\mu^{D-4} d^D k}{[k^2 - M_F^2]^3} [(S_{ij}^* - P_{ij}^*\gamma_5)(-k + p' + m_\ell) \\ &\quad \times \gamma_\mu(-k + p + m_\ell)(S_{ij} + P_{ij}\gamma_5)] \\ &= \int \frac{\mu^{D-4} d^D k}{[k^2 - M_F^2]^3} [R^\mu(k,p,p')]. \end{aligned} \tag{5.10}$$

Con lo anterior, si resolvemos la amplitud de la ecuación 5.8 para el caso más general, obtenemos

$$\begin{aligned} \mathcal{M} = \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \frac{2ie\epsilon^\mu(q)}{(2\pi)^4 \Lambda^{2d-2}} \int_0^1 dx \Bigg\{ \frac{i\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{2(d-1)d} \Bigg[\frac{\pi}{\sin(\pi d)} \left(\frac{x}{(1-x)(m_\ell^2 - m_i^2 x)} \right)^{-d} \\ \times \left(\frac{x}{(1-x)(m_\ell^2 - m_j^2 x)} \right)^{-d} \Bigg(\frac{1}{x-1} \Big\{ x((m_\ell(m_\ell - d(m_i+m_j))|P_{ij}|^2 \\ + (m_\ell(m_\ell + d(m_i+m_j))|S_{ij}|^2 + m_j(d(m_i+m_j) - m_j)(|P_{ij}|^2 + |S_{ij}|^2)x \Big\} \\ \times \left(\frac{x}{(1-x)(m_\ell^2 - m_i^2 x)} \right)^{d-1} \Bigg) + \left(\frac{x}{(1-x)(m_\ell^2 - m_j^2 x)} \right)^{d} (m_\ell^2 - m_j^2 x) \\ \times \{ m_\ell(m_\ell - d(m_i+m_j))|P_{ij}|^2 + (m_\ell(m_\ell x d(m_i+m_j))|S_{ij}|^2 + m_i(d(m_i \\ + m_j) - m_i)(|P_{ij}|^2 + |S_{ij}|^2)x \Big\} \frac{1}{(m_i - m_j)(m_i+m_j)^2(m_i^2 x - m_\ell^2)(m_j^2 x - m_\ell^2)} \Bigg] \end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
&+\frac{i\sigma^{\mu\nu}\gamma^5 q_\nu}{2(d-1)d}\left[\frac{\pi}{\sin(\pi d)}\left(\frac{x}{(1-x)(m_\ell^2-m_i^2x)}\right)^{-d}\left(\frac{x}{(1-x)(m_\ell^2-m_j^2x)}\right)^{-d}\left(\frac{x}{x-1}\right.\right.\\
&\left\{(P_{ij}^*S_{ij}+P_{ij}S_{ij}^*)(m_\ell^2-m_i^2x)+d(m_i-m_j)((m_ix+m_\ell)P_{ij}^*S_{ij}+(m_ix-m_\ell)P_{ij}S_{ij}^*)\right\}\\
&\times\left(\frac{x}{(1-x)(m_\ell^2-m_j^2x)}\right)^{d-1}+\left(\frac{x}{(1-x)(m_\ell^2-m_i^2x)}\right)^{d}(m_\ell^2-m_i^2x)\left[(P_{ij}^*S_{ij}+P_{ij}S_{ij}^*)\right.\\
&\times(m_\ell^2-m_j^2x)-d(m_i-m_j)((m_j-m_\ell)P_{ij}^*S_{ij}-(m_j+m_\ell)P_{ij}S_{ij}^*)\left.\right]\Big)\frac{1}{(m_i-m_j)^2}\\
&\left.\times\frac{1}{(m_i+m_j)(m_i^2x-m_\ell^2)(m_j^2x-m_\ell^2)}\right\}.
\end{aligned}
\tag{5.11}
$$

Si sólo consideramos neutrinos izquierdos, es decir, cuando consideramos que $S_{ij}=P_{ij}$, la amplitud se reduce a

$$
\begin{aligned}
\mathcal{M}=\sum_{\ell=e,\mu,\tau}\frac{2ie\epsilon^\mu(q)}{(2\pi)^4\Lambda^{1d-1}}\int_0^1 dx\left\{\frac{\pi|P_{ij}|^2}{\sin(\pi d)}\frac{(1-x)}{x}\left(\frac{x}{(1-x)(m_\ell^2-m_i^2x)}\right)^{1-d}\right.\\
\times\left[\frac{(m_i(d(m_i+m_j)-m_i)x+m_\ell^2)-(m_j(m_j-d(m_i+m_j))x+m_\ell^2)}{d(d-1)(m_i-m_j)(m_i+m_j)^2}\right]i\sigma^{\mu\nu}q_\nu\\
+\left.\left[\frac{(m_i(d(m_j-m_i)+m_i)x-m_\ell^2)-(m_j(d(m_j-m_i)-m_j)x+m_\ell^2)}{d(d-1)(m_i-m_j)^2(m_i+m_j)}\right]i\sigma^{\mu\nu}\gamma^5q_\nu\right\},
\end{aligned}
\tag{5.12}
$$

y cuando además se tiene que la masa del neutrino ν_i es igual a la masa de ν_j, la amplitud resulta

$$
\mathcal{M}=\sum_{\ell=e,\mu,\tau}\frac{2ie\epsilon^\mu(q)}{(2\pi)^4\Lambda^{2d-2}}\int_0^1 dx\frac{i\sigma^{\mu\nu}q_\nu}{(m_i^2x-m_\ell^2)^2}\frac{\pi|P_{ij}|^2m_ix^2}{\sin(\pi d)}\left(\frac{x}{(1-x)(m_\ell^2-m_i^2x)}\right)^{-d}.
\tag{5.13}
$$

Ahora nos corresponde hacer el cálculo para el mismo vértice, pero considerando un leptón que etiquetamos como ℓ, donde $\ell=e,\mu,\tau$ y dos unparticles escalares de norma, $\mathcal{U}_s$, formando el loop. Los cuadrimomentos de las partículas se consideran como se muestra en el diagrama de la figura (5.3).

La amplitud para el segundo diagrama que es de nuestro interés (figura 5.3) puede ser escrita como

$$
\begin{aligned}
\mathcal{M}=\frac{i}{\Lambda^{2d-2}}\bar{u}(p')\int\frac{d^4k}{(2\pi)^4}\frac{(S_{ij}+P_{ij}\gamma^5)(\not{k}+\not{p}+m_\ell)(S_{ij}^*-P_{ij}^*\gamma^5)}{(k+p)^2-m_\ell^2}\Gamma_\mu\\
\times(\frac{1}{(-(-k+q)^2+i\epsilon)^{2-d}}\frac{1}{(-k^2+i\epsilon)^{2-d}}u(p).
\end{aligned}
\tag{5.14}
$$

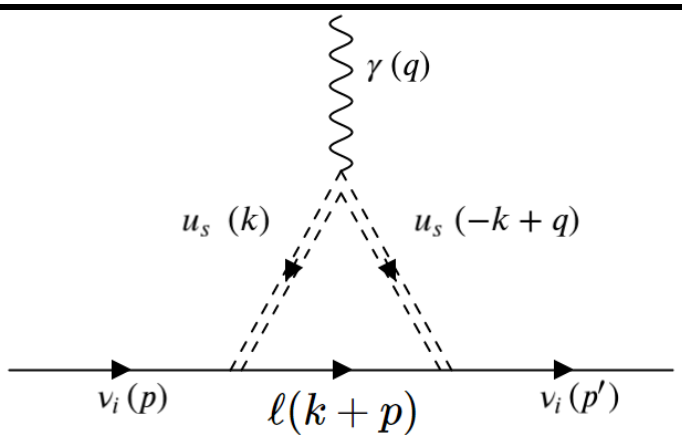


Figura 5.3: Diagrama de Feynman para el vértice $\nu\nu\gamma$, considerando un loop con dos unparticles escalares $\mathcal{U}_s$ cargadas y un leptón ℓ_k, donde $k = e, \mu, \tau$.

Es conveniente que primero realicemos el producto

$$\frac{\Gamma_\mu(k,q)}{\Sigma(-k+q)\Sigma(k)} = \frac{\Gamma_\mu(k,q)}{(-(-k+q)^2+i\epsilon)^{2-d}(-k^2+i\epsilon)^{2-d}}, \tag{5.15}$$

donde el vértice $\Gamma_\mu(k,q)$ es

$$\Gamma_\mu(k,q) = \frac{2k_\mu + q_\mu}{2k\cdot q + q^2}\left[\left(-(-k+q)^2\right)^{2-d} - (-k^2)^{2-d}\right], \tag{5.16}$$

y $\Sigma(-k+q)$, $\Sigma(k)$ los propagadores unparticle. Entonces

$$\begin{aligned}
\frac{\Gamma_\mu(k,q)}{\Sigma(-k+q)\Sigma(k)} &= \frac{2k_\mu + q_\mu}{2k\cdot q + q^2}\left[\frac{\left(-(-k+q)^2\right)^{2-d} - (-k^2)^{2-d}}{(-(-k+q)^2+i\epsilon)^{2-d}(-k^2+i\epsilon)^{2-d}}\right] \\
&= \frac{2k_\mu + q_\mu}{2k\cdot q + q^2}\left[\frac{\left(-(-k+q)^2\right)^{2-d} - (-k^2)^{2-d}}{(-(-k+q)^2)^{2-d}(-k^2)^{2-d}}\right] \\
&= \frac{2k_\mu + q_\mu}{2k\cdot q + q^2}\left[\left(\frac{-(-k+q)^2}{(-(-k+q)^2)(-k^2)}\right)^{2-d}\right. \\
&\qquad\qquad \left. - \left(\frac{(-k^2)}{(-(-k+q)^2)(-k^2)}\right)^{2-d}\right] \\
&= \frac{2k_\mu + q_\mu}{2k\cdot q + q^2}\left[\left(\frac{1}{-k^2}\right)^{2-d} - \left(\frac{1}{-(-k+q)^2}\right)^{2-d}\right].
\end{aligned} \tag{5.17}$$

Sustituyendo este resultado en la ecuación (5.14), tenemos

$$\begin{aligned}\mathcal{M} = \frac{i}{\Lambda^{2d-2}}\bar{u}(p')\int\frac{d^4k}{(2\pi)^4}\frac{(S_{ij}+P_{ij}\gamma^5)(\not{k}+\not{p}+m_{v_j})(S^*_{ij}-P^*_{ij}\gamma^5)}{(k+p)^2-m^2_{v_j}} \\ \times\frac{2k_\mu+q_\mu}{2k\cdot q+q^2}\left[\left(\frac{1}{-k^2}\right)^{2-d}-\left(\frac{1}{-(-k+q)^2}\right)^{2-d}\right]u(p).\end{aligned} \tag{5.18}$$

Debido a que el fotón está fuera de capa de masa, hay que recordar que $q^2 \to 0$, y si además consideramos $q_\mu \to 0$, la expresión anterior se simplifica, resultando entonces la amplitud como

$$\begin{aligned}\mathcal{M} = \frac{i}{\Lambda^{2d-2}}\bar{u}(p')\int\frac{d^4k}{(2\pi)^4}\frac{(S_{ij}+P_{ij}\gamma^5)(\not{k}+\not{p}+m_{v_j})(S^*_{ij}-P^*_{ij}\gamma^5)}{(k+p)^2-m^2_{v_j}} \\ \times\frac{2k_\mu}{2k\cdot q}\left[\left(\frac{1}{-k^2}\right)^{2-d}-\left(\frac{1}{-(-k+q)^2}\right)^{2-d}\right]u(p),\end{aligned} \tag{5.19}$$

en este punto, podemos hacer uso del truco matemático implementado en [55] para posteriormente reexpresar los propagadores como

$$\frac{1}{(-k^2)^{2-d}} \to \int_0^\infty \frac{dM^2(M^2)^{d-2}}{(k^2-M^2)}, \tag{5.20}$$

siendo M una masa ficticia; sin embargo, debido al término $\dfrac{k_\mu}{k\cdot q}$, se presentan complicaciones al momento de querer integrar con los métodos usuales, por lo que el cálculo de este diagrama queda como perspectiva para un trabajo futuro.

5.1. Decaimiento $\nu_i \to \nu_j\gamma$

En términos de los factores de forma electromagnéticos, la amplitud para el decaimiento $\nu_i \to \nu_j\gamma$ viene dada por la expresión

$$\mathcal{M} = \bar{u}(p_j)(\frac{\sigma^{\mu\nu}q_\nu}{2m_i})(F_E\gamma^5+F_M)u(p_i)\epsilon_\mu(q), \tag{5.21}$$

donde el factor $2m_i$ se agrega de manera opcional para que la amplitud quede adimensional.

La suma sobre las polarizaciones al cuadrado resulta

$$|\bar{\mathcal{M}}|^2 = C^2_{\mathcal{U}}\frac{(|F_E|^2+|F_M|^2)}{16\pi^2m_i^2}(m_i^2-m_j^2)^2, \tag{5.22}$$

donde $C_{\mathcal{U}} = \left[\frac{2}{\Lambda^{2d_u-2}}\right]$ y por lo que, redefiniendo los factores de forma para que también queden adimensionales, la anchura de decaimiento queda como

$$\Gamma(\nu_i \to \nu_j\gamma) = \frac{C_{\mathcal{U}}^2 m_i}{(16\pi^2)} \frac{(|F_E|^2 + |F_M|^2)}{16\pi}(1 - (\frac{m_j}{m_i})^2), \tag{5.23}$$

quedando ésta como función de las masas de los neutrinos, de la masa del leptón cargado, de la dimensión $d_{\mathcal{U}}$ y de la escala de energía Λ.

De modo que el factor dipolar magnético que se obtiene es

$$\begin{aligned} F_M = \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \frac{2ie}{(2\pi)^4\Lambda^{2d-2}} \int_0^1 dx \Bigg\{ \frac{\pi|P_{ij}|^2}{\sin(\pi d)} \frac{(1-x)}{x} \left(\frac{x}{(1-x)(m_\ell^2 - m_i^2 x)}\right)^{1-d} \\ \times \left[\frac{(m_i(d(m_i+m_j)-m_i)x + m_\ell^2) - (m_j(m_j - d(m_i+m_j))x + m_\ell^2)}{d(d-1)(m_i-m_j)(m_i+m_j)^2}\right]\Bigg\}, \end{aligned} \tag{5.24}$$

mientras que la contribución al factor dipolar eléctrico resulta

$$\begin{aligned} F_E = \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \frac{2ie}{(2\pi)^4\Lambda^{2d-2}} \int_0^1 dx \Bigg\{ \frac{\pi|P_{ij}|^2}{\sin(\pi d)} \frac{(1-x)}{x} \left(\frac{x}{(1-x)(m_\ell^2 - m_i^2 x)}\right)^{1-d} \\ \times \left[\frac{(m_i(d(m_j-m_i)+m_i)x - m_\ell^2) - (m_j(d(m_j-m_i)-m_j)x + m_\ell^2)}{d(d-1)(m_i-m_j)^2(m_i+m_j)}\right]\Bigg\}. \end{aligned} \tag{5.25}$$

Además, en el caso particular en el que se considera que $m_j = 0$, ambos factores son iguales, es decir, $F_M = F_E$.

5.1.1. Análisis numérico

Para el análisis numérico es necesario hacer una serie de observaciones. Si sólo consideramos un acoplamiento izquierdo, existe entonces una relación entre las constantes S_{ij} y P_{ij}, y tomando esto en cuenta, analizaremos el decaimiento Γ, considerando $P_{ij} \sim O(1)$. Además, en el vértice $\ell\nu\mathcal{U}_s$ se tendrían que considerar distintas constantes de acoplamiento P_{ij} de acuerdo a cada combinación de sabores entre leptones ℓ_i y neutrinos ν_j. Acotaremos nuestro estudio para el caso en que $i = j$.

Así como se ha visto en la literatura, tomaremos el valor de $\Lambda = 1$ TeV, el valor para la carga eléctrica $e = \sqrt{4\pi/137}$ y que las masas de los leptones son $m_e = 5.1 \times 10^{-4}$ GeV, $m_\mu = 0.105$ GeV y $m_\tau = 1.77$ GeV. En lo que a la dimensión del operador unparticle respecta, tomaremos en consideración los valores entre 1.1 y 1.9, que están dentro de las cotas antes mencionadas. Para la masa del neutrino inicial se consideró un valor de $m_i \sim 10^{-7}$ GeV ya que para valores más pequeños se tiene una gran inestabilidad en la evaluación numérica. Como perspectiva queda el revisar

por qué aunque Mathematica da una integral analítica, la evaluación numérica es altamente inestable.

Con lo anterior, podemos analizar la anchura de decaimiento del neutrino con respecto a la dimensión del operador unparticle, cuando se considera sólo un sabor de leptón en el lazo y donde los neutrinos inicial y final son $m_i \sim 10^{-7}$ GeV y $m_j \sim 10^{-12}$ GeV, respectivamente. Esto es posible de analizar en la gráfica de la figura 5.4.

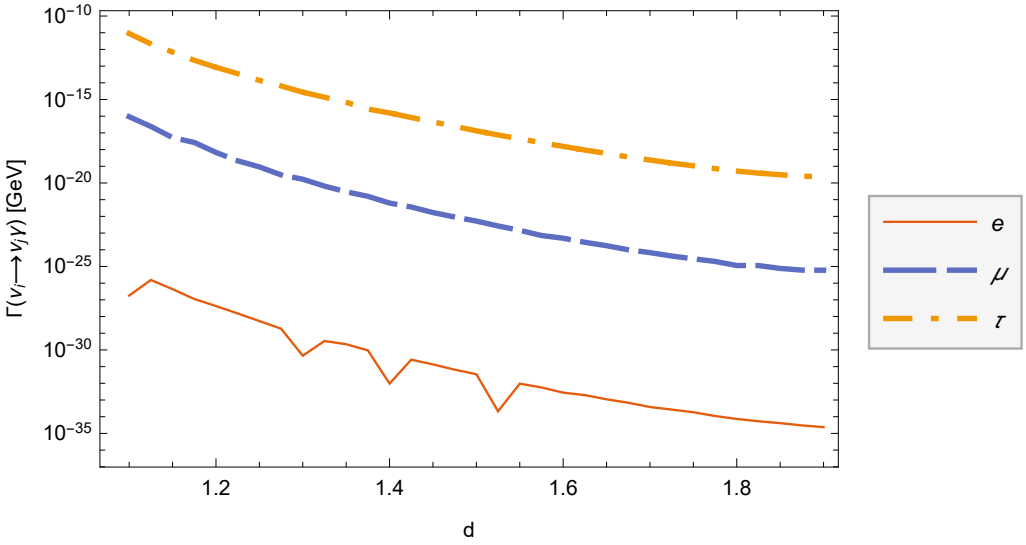


Figura 5.4: Anchura de decaimiento del neutrino en función del parámetro d, considerando sólo un sabor de leptón en el lazo, donde los neutrinos inicial y final son $m_i \sim 10^{-7}$ GeV y $m_j \sim 10^{-12}$ GeV, $\Lambda = 1TeV$ y con $P_{ij} \sim O(1)$.

Por otra parte, también podemos observar qué pasa cuando consideramos el decaimiento en función de la masa del neutrino inicial y considerando 3 valores diferentes para la dimensión del operador unparticle d: 1.2, 1.6 y 1.8. Estos 3 valores se toman de forma aleatoria dentro del rango permitido para la dimensión del operador unparticle, es decir, no tenemos un motivo específico para considerar sólo esos 3 valores, simplemente se toman para ejemplificar lo que sucede para diferentes valores de la dimensión. Esto es posible de ver en la figura 5.5.

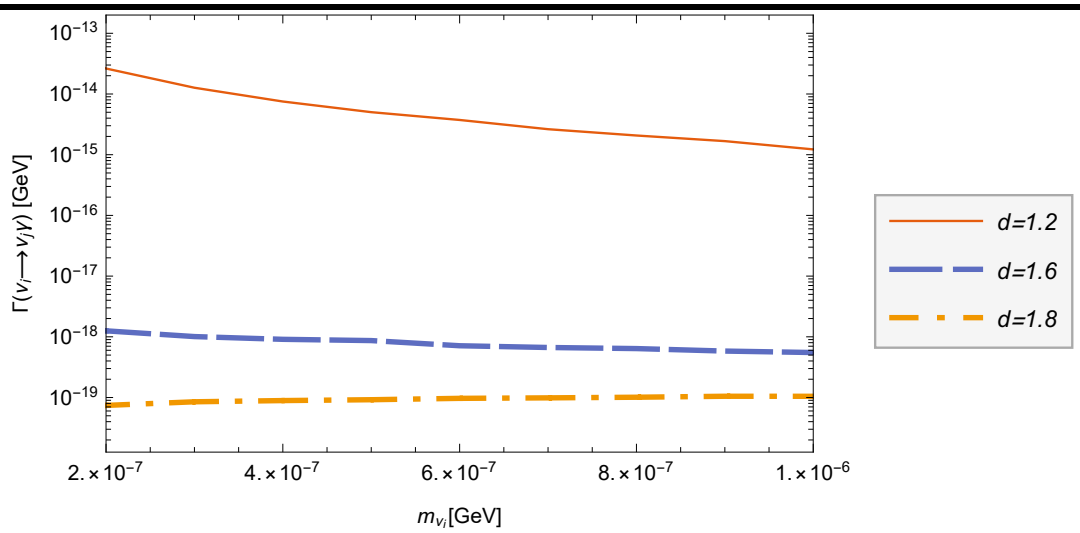


Figura 5.5: Anchura de decaimiento del neutrino en función de la masa del neutrino inicial, considerando sólo un sabor de leptón en el lazo (utilizamos el leptón τ), con la masa para el neutrino final $m_j \sim 10^{-12}$ GeV y para 3 dimensiones diferentes.

5.2. Cálculo de los momentos dipolares

El MDM es el factor electromagnético mejor medido hasta ahora para leptones cargados y su correspondencia con el valor predicho por la teoría es increíblemente alto. Por ejemplo, en el el caso del MDM del muón existe una diferencia entre el valor experimental y la predicción del ME de $\Delta a_\mu = a_\mu^{exp} - a_\mu^{ME} = 29.5(8.8)\times10^{-10}$, con una discrepancia de 3.4σ. Sin embargo, debido a que los neutrinos son leptones neutros, no se tiene esta certeza, por lo que se vuelve una propiedad sumamente relevante para ser estudiada.

El vértice de interés para el cálculo del momento dipolar magnético del neutrino es el que mencionamos al inicio de este capítulo, $\nu_i\nu_j\gamma$. La contribución de las no-partículas a las propiedades electromagnéticas viene dado por los diagramas mostrados anteriormente en la figura 5.1.

Retomando el resultado de la ecuación (5.13), cuando tenemos que las masas de los neutrinos entrante y saliente son iguales, la contribución al momento dipolar magnético queda como

$$\mu_\nu^{\mathcal{U}} = \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \frac{2i}{(2\pi)^4\Lambda^{2d-2}} \int_0^1 dx \frac{\pi|P_{ij}|^2 m_i x^2}{(m_i^2 x - m_\ell^2)^2 \sin(\pi d)} \left(\frac{x}{(1-x)(m_\ell^2 - m_i^2 x)}\right)^{-d}. \tag{5.26}$$

Por otro lado, como no se está considerando violación de CP, el momento dipolar eléctrico $d_\nu^{\mathcal{U}}$ resulta igual a 0.

5.2.1. Análisis numérico

En el caso del análisis numérico para el Momento Dipolar Magnético del neutrino, vamos a considerar mismos valores para las masas de los leptones, de la carga eléctrica, de Λ. De igual forma que en el caso del decaimiento, sólo tomaremos en cuenta la contribución de un sabor de leptón cargado dentro del loop, y también se considera que el acoplamiento P_{ij} es del ordel de la unidad. Es importante mencionar también que vamos a establecer la cota mayor para uno de los neutrinos, considerando que la diferencia de las masas al cuadrado es

$$\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2, \tag{5.27}$$

podemos tomar de aquí que el neutrino final es cero y que sólo hay contribución de un leptón cargado interno. Debido a que las diferencias de las masas al cuadrado obtenidas hasta ahora [4] son $\Delta m_{21}^2 \leq 7.37 \times 10^{-5}$ eV^2, $\Delta m_{31}^2 \leq 2.56 \times 10^{-3}$ eV^2 y $\Delta m_{23}^2 \leq 2.54 \times 10^{-3}$ eV^2, utilizaremos el valor de Δm_{31}^2, quedando que la masa del neutrino inicial es del orden de 10^{-10} GeV, por lo que utilizaremos $m_i = 10^{-9}$ GeV.

Entonces, el momento magnetico en función de la dimensión del operador d cuando consideramos sólo un sabor de leptón en el lazo, podemos verlo en la gráfica de la figura 5.6.

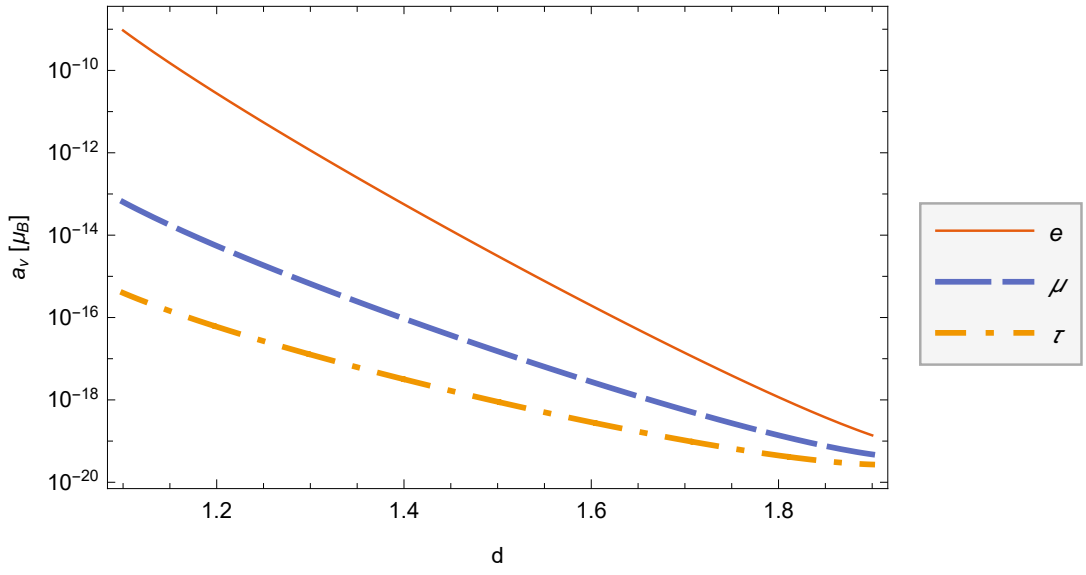


Figura 5.6: Momento magnético del neutrino en función del parámetro d, considerando un sólo sabor de leptón y la masa de ambos neutrinos como $m_\nu = 10^{-9}$ GeV.

De manera análoga al caso del decaimiento del neutrino, ahora podemos ver qué sucede con el momento dipolar magnético en función de la masa del neutrino inicial, mientras que d toma los valores 1.2, 1.6 y 1.8.

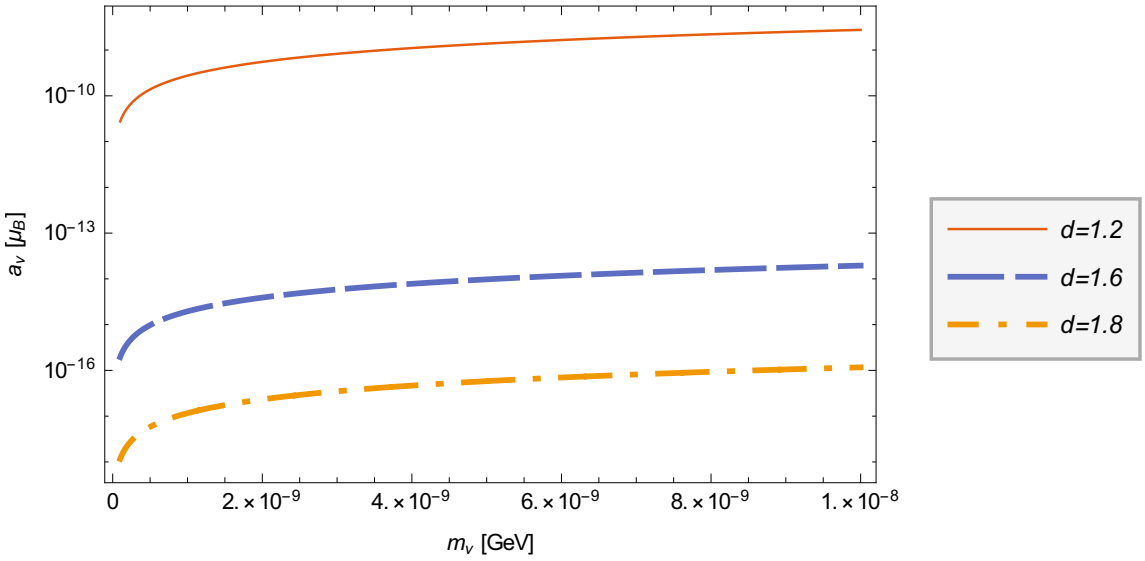


Figura 5.7: Momento magnético del neutrino en función de la masa del neutrino inicial, considerando sólo un sabor de leptón en el lazo (en este caso sólo tomamos el electrón) y tomando en cuenta 3 valores diferentes para la dimensión d.

Capítulo 6

Conclusiones

Los resultados obtenidos para la anchura son considerablemente mayores a los que se han reportado en la literatura para otros modelos [11, 61, 62], pero debe tomarse en consideración que falta agregar un factor multiplicativo $|P|^4$, lo que podría reducir considerablemente el resultado. Además, como ya se mencionó, debe revisarse la confiabilidad de la evaluación numérica.

Si consideramos $P_{ij} \sim 10^{-4}$, se tiene, para la contribución del muón (figura 5.5) $\Gamma \sim 10^{-9}$, que es considerablemente mayor a resultados obtenidos en otros modelos [11, 61, 62]. Esto indica que este decaimiento podría ser de utilidad para obtener una cota superior para la constante de acoplamiento P_{ij}.

Para el cálculo del decaimiento del neutrino, como ya se mencionó, es necesario revisar por qué se obtiene una alta inestabilidad cuando se realiza la evaluación numérica de la integral si consideramos valores para la masa del neutrino más pequeños de 10^{-7} GeV.

Analizando la contribución del electrón podemos ver que cuando se considera la dimensión del operador $d = 1.2$, el valor del momento dipolar magnético del neutrino es del orden de 10^{-11} μ_B, y esto coincide con lo reportado por GEMMA [28, 29] y TEXONO [31, 32]; sin embargo, conforme el valor de la dimensión se acerca a la cota máxima, el MDM del neutrino resulta del orden de 10^{-18} μ_B. Mientras tanto, para la contribución del leptón τ el orden del valor del MDM se encuentra entre 10^{-15} y 10^{-19} μ_B.

En este primer cálculo para los límites del Momento Dipolar Magnético del Neutrino no se están considerando las oscilaciones de neutrinos, propiedad realmente significativa en nuestro cálculo, ya que, como se mencionó, el MDM y la masa están estrechamente relacionados. Las constricciones para esta propiedad electromagnética considerando oscilaciones quedan como perspectiva para un trabajo futuro.

De igual manera, y ligado al punto anterior, es de gran interés el estudio de los decaimientos invisibles, ya que se suelen tener contribuciones significativas de este

sector en la anchura de decaimiento, por lo que también se deja como perspectiva de trabajo para considerar un estudio aún más completo.

Además, es necesaria la solución analítica del segundo diagrama, en donde se consideraban un leptón y dos unparticles escalares dentro del lazo, para poder tener un panorama más completo de la cota para el MDM del neutrino, y así comparar de una forma más asertiva el resultado de nuestro estudio con el límite que han obtenido los experimentos.

Apéndice A

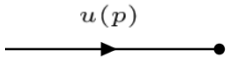
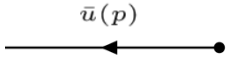
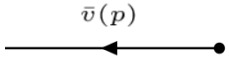
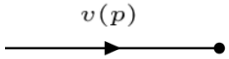
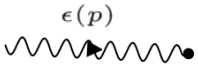
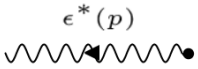
Reglas de Feynman

Los diagramas de Feynman son métodos gráficos que nos ayudan a calcular de manera sencilla los elementos de matriz correspondientes a algún proceso de interés y para su construcción es necesario el seguimiento de ciertas reglas [1].

1. Es necesario considerar todos los diagramas distintos que representen el proceso a estudiar, comenzando por los que son a nivel árbol y siguiendo con el desarrollo perturbativo a uno o más lazos.
2. En cada vértice se asigna un índice griego y debe existir una flecha entrante y una flecha saliente (por conservación del momento). Para las líneas externas debe considerarse el tipo de partícula que se tiene, es decir, si se trata de una partícula, una antipartícula o un fotón y si éstos son entrantes o salientes.
3. Se etiquetan los cuadrimomentos entrantes y salientes, los espines y los cuadrimomentos internos.
4. Se indican los factores vértice, así como los propagadores.
5. Comenzando por la línea fermiónica, deben escribirse los elementos correspondientes a las líneas externas, vértices y líneas internas en sentido contrario a la flecha.
6. Finalmente, se integra respecto a los cuadrimomentos de las partículas virtuales.

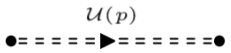
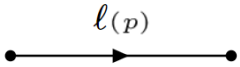
A.1. Partículas reales (Líneas externas)

Para poder etiquetar las partículas adecuadamente, si denotamos p como el cuadrimomento entrante o saliente, tenemos

Fermión entrante $f(p)$	$u(p)$	
Fermión saliente $f(p)$	$\bar{u}(p)$	
Antifermión entrante $\bar{f}(p)$	$\bar{v}(p)$	
Antifermión saliente $\bar{f}(p)$	$v(p)$	
Fotón entrante $A(p)$	$\epsilon(p)$	
Fotón saliente $A(p)$	$\epsilon^*(p)$	

A.2. Propagadores (Líneas internas)

Los propagadores que se utilizan en este proceso son

Propagador unparticle escalar [39]	$\dfrac{A(d_{\mathcal{U}_s})}{2\sin(d\pi)}\dfrac{i}{(p^2-i\epsilon)^{2-d}}$	
Propagador fermiónico[1]	$\dfrac{i(\not{k}+m_\ell^2)}{k^2-m_\ell^2}$	

A.3. Vértices

Los vértices que se consideran en nuestro cálculo son

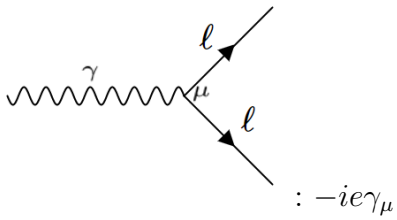


Figura A.1: Vértice entre dos leptones y un fotón [1]

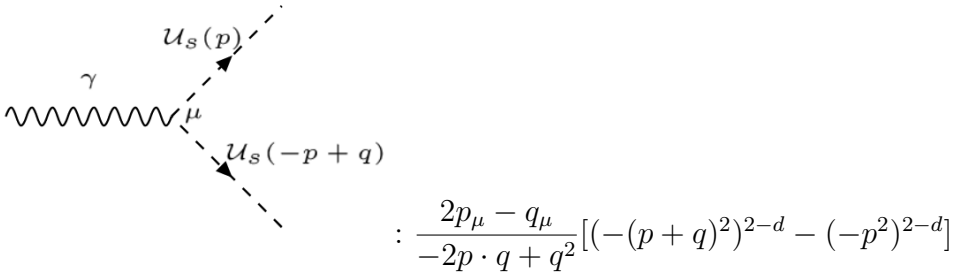


Figura A.2: Vértice entre dos unparticles escalares y un fotón [41, 55]

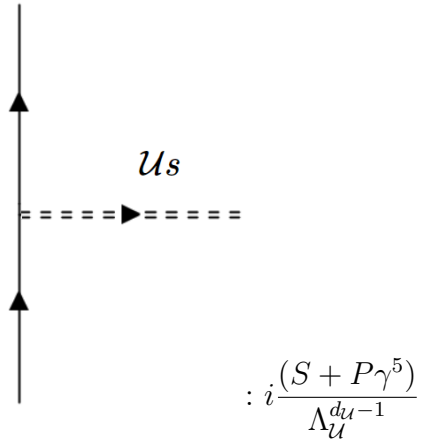


Figura A.3: Vértice entre dos fermiones y una unparticle escalar con cuadrimomento saliente [56]

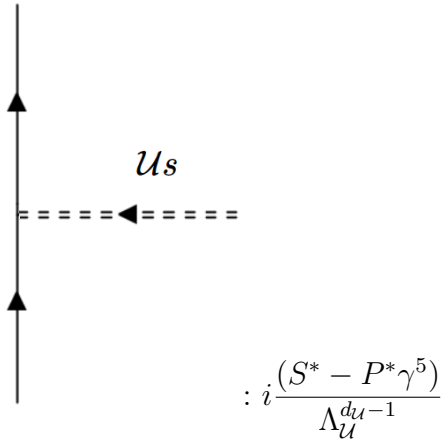


Figura A.4: Vértice entre dos fermiones y una unparticle escalar con cuadrimomento entrante [56]

Bibliografía

[1] Griffiths, D. (2008). *Introduction to Elementary Particles*. John Wiley & Sons.

[2] Weinberg, S. (1995). *The Quantum Theory of Fields (Vol 1)*. Cambridge university press.

[3] Weinberg, S. (1995). *The Quantum Theory of Fields (Vol 2)*. Cambridge university press.

[4] Patrignani, C. & others (2016). *Review of Particle Physics*. Particle Data Group. Chin. Phys. (Vol. C40, No. 10). DOI: 10.1088/1674-1137/40/10/100001.

[5] Ho-Kim, Q., & Pham, X. Y. (2013). *Elementary particles and their interactions: concepts and phenomena*. Springer Science & Business Media.

[6] Peskin, M. E., & Schroeder, D. V. (1995) *An Introduction to Quantum Field Theory*. Boulder, CO.

[7] Sakurai, J. J., & Commins, E. D. (1995) *Modern quantum mechanics, revised edition*. Addison - Wesley Publishing Company.

[8] Mohapatra, R. N., & Pal, P. B. (2004). *Massive neutrinos in physics and astrophysics (Vol. 72)*. World scientific. ISBN 981-238-070-1, 981-238-070-X (pbk).

[9] Marcano, X. (2018). *Lepton flavor violation from low scale seesaw neutrinos with masses reachable at the LHC.* Springer.

[10] Giunti, C., & Kim, C. W. (2007). *Fundamentals of neutrino physics and astrophysics.* Oxford university press.

[11] Zuber, K. (2011). *Neutrino physics.* CRC press.

[12] Bhattacharya, K., & Pal, P. B. (2002). *Neutrinos and magnetic fields: a short review.* arXiv preprint hep-ph/0212118.

[13] Nowakowski, M., Paschos, E. A., & Rodriguez, J. M. (2005). *All electromagnetic form factors.* European journal of physics, 26(4), 545.

[14] Bardeen, W. A., Gastmans, R., & Lautrup, B. (1972). *Static quantities in Weinberg's model of weak and electromagnetic interactions.* Nuclear Physics B, 46(1), 319-331.

[15] Degrassi, G., Sirlin, A., & Marciano, W. J. (1989). *Effective electromagnetic form factor of the neutrino.* Physical Review D, 39(1), 287.

[16] Vogel, P., & Engel, J. (1989). *Neutrino electromagnetic form factors.* Physical Review D, 39(11), 3378.

[17] Giunti, C., & Studenikin, A. (2009). *Neutrino electromagnetic properties.* Physics of Atomic Nuclei, 72(12), 2089.

[18] Bernstein, J., Ruderman, M., & Feinberg, G. (1963). *Electromagnetic properties of the neutrino.* Physical Review, 132(3), 1227.

[19] Sánchez Vélez, Ricardo (2014). *Propiedades electromagnéticas de un neutrino en el modelo más simple con un bosón de Higgs ligero.*

[20] Moyotl, A., Rosado, A., & Tavares-Velasco, G. (2011). *Lepton electric and magnetic dipole moments via lepton flavor-violating spin-1 unparticle interactions.* Physical Review D, 84(7), 073010.

[21] Moore, S. R., Whisnant, K., & Young, B. L. (1985). *Second-order corrections to the muon anomalous magnetic moment in alternative electroweak models.* Physical Review D, 31(1), 105.

[22] Patwardhan, A. V. (2013). *Neutrino-photon interactions in vacuum and material media.* University of California at San Diego, Paper 2013S-215C-Patwardhan-Amol.

[23] Martínez, J. L. L., Rosado, A., & Zepeda, A. (1984). *Neutrino charge in the linear R_ξ gauge.* Physical Review D, 29(7), 1539–1541.

[24] Dvornikov, M., & Studenikin, A. (2004). *Electric charge and magnetic moment of a massive neutrino.* Physical Review D, 69(7).

[25] Shrock, R. E. (1982). *Electromagnetic properties and decays of Dirac and Majorana neutrinos in a general class of gauge theories.* Nuclear Physics B, 206(3), 359-379.

[26] Kim, J. E. (1976). *Neutrino magnetic moment.* Physical Review D, 14(11), 3000–3002.

[27] Beg, M. A. B., Marciano, W. J., & Ruderman, M. (1978). *Properties of neutrinos in a class of gauge theories.* Physical Review D, 17(5), 1395.

[28] Beda, A. G., Brudanin, V. B., Egorov, V. G., Medvedev, D. V., Shirchenko, M. V., & Starostin, A. S. (2009). *GEMMA experiment: Three years of the search for the neutrino magnetic moment.* Physics of Particles and Nuclei Letters, 7(6), 406-409.

[29] Beda, A. G., et al. (2007). *First result for the neutrino magnetic moment from measurements with the GEMMA spectrometer.* Physics of Atomic Nuclei, 70(11), 1873-1884.

[30] Agostini, M., et al. (2017). *Limiting neutrino magnetic moments with Borexino Phase-II solar neutrino data.* Physical Review D, 96(9), 091103. https://arxiv.org/pdf/1707.09355.pdf

[31] Wong, H. T., et al. (2007). *Search of neutrino magnetic moments with a high-purity germanium detector at the Kuo-Sheng nuclear power station.* Physical Review D, 75(1), 012001.https://arxiv.org/pdf/hep-ex/0605006.pdf

[32] Wong, H. T. K. (2016). *Taiwan EXperiment On NeutrinO-History, Status and Prospects.* arXiv preprint https://arxiv.org/pdf/1608.00306.pdf.

[33] Adey, D., et al. (2018). *Measurement of the Electron Antineutrino Oscillation with 1958 Days of Operation at Daya Bay.* Physical review letters, 121(24), 241805.

[34] Miranda, O. G., Papoulias, D. K., Tórtola, M. & Valle, J. W. F. (2019). *Probing neutrino transition magnetic moments with coherent elastic neutrino-nucleus scattering.* Journal of High Energy Physics 2019.

[35] Viaux, N., Catelan, M., Stetson, P. B., Raffelt, G. G., Redondo, J., Valcarce, A. A., & Weiss, A. (2013). *Particle-physics constraints from the globular cluster M5: neutrino dipole moments.* Astronomy & Astrophysics, 558, A12.

[36] Akimov, D. Y., et al. (2016). *RED-100 detector for the first observation of the elastic coherent neutrino scattering off xenon nuclei.* In Journal of Physics: Conference Series (Vol. 675, No. 1, p. 012016). IOP Publishing.

[37] Auerbach, L. B., et al. (2001). *Measurement of electron-neutrino electron elastic scattering.* Physical Review D, 63(11), 112001.

[38] Liu, D. W., et al. (2004). *Limits on the neutrino magnetic moment using 1496 days of Super-Kamiokande-I solar neutrino data.* Physical review letters, 93(2), 021802.

[39] Georgi, H. (2007). *Unparticle physics.* Physical review letters, 98(22), 221601.

[40] Georgi, H. (2007). *Another odd thing about unparticle physics.* Physics Letters B, 650(4), 275-278.

[41] Liao, Y. (2008). *Electromagnetic dipole moments and radiative decays of particles from exchange of fermionic unparticles.* Physics Letters B, 665(5), 356-360.

[42] Chang, C. F., Cheung, K., & Yuan, T. C. (2008). *Unparticle effects in photon–photon scattering.* Physics Letters B, 664(4-5), 291-294.

[43] Cheung, K., Keung, W. Y., & Yuan, T. C. (2008, November). *Unparticle Phenomenology—A Mini Review.* In AIP Conference Proceedings (Vol. 1078, No. 1, pp. 156-161). AIP.

[44] Redouane Salah, E., & Mebarki, N. (2015). *Gauged Unparticles Contribution to the Neutrino Anomalous Dipole Moment.* In J. Phys. Conf. Ser. (Vol. 593, p. 012016).

[45] Broggini, C., Giunti, C., & Studenikin, A. (2012). *Electromagnetic properties of neutrinos.* Advances in High Energy Physics, 2012.

[46] Aliane, I., Mebarki, N., & Delenda, Y. (2014). *Enhancement of $h \to \gamma\gamma$ via spin-0 and spin-1/2 charged unparticle loops.* Physics Letters B, 728, 549-553.

[47] Galloway, J., McRaven, J., & Terning, J. (2009). *Anomalies, unparticles, and Seiberg duality.* Physical Review D, 80(10), 105017.

[48] Xing, Z., & Zhou, S. (2011). *Neutrinos in particle physics, astronomy and cosmology.* Springer Science and Business Media.

[49] Zhou, S. (2008). *Neutrino decays and neutrino–electron elastic scattering in unparticle physics.* Physics Letters B, 659(1-2), 336-340.

[50] Balantekin, A. B., & Ozansoy, K. O. (2007). *Constraints on unparticles from low energy neutrino-electron scattering.* Physical Review D, 76(9), 095014.

[51] Barranco, J., Bolanos, A., Miranda, O. G., Moura, C. A., & Rashba, T. I. (2009). *Unparticle physics and neutrino phenomenology.* Physical Review D, 79(7), 073011.

[52] Barranco, J., Bolanos, A., Garces, E. A., Miranda, O. G., & Rashba, T. I. (2012). *Tensorial NSI and Unparticle physics in neutrino scattering.* International Journal of Modern Physics A, 27(25), 1250147.

[53] Mack, G. (1977). *All unitary ray representations of the conformal group SU (2, 2) with positive energy.* Communications in Mathematical Physics, 55(1), 1-28.

[54] Grinstein, B., Intriligator, K., & Rothstein, I. Z. (2008). *Comments on unparticles.* Physics Letters B, 662(4), 367-374.

[55] Cacciapaglia, G., Marandella, G., & Terning, J. (2008). *Colored unparticles.* Journal of High Energy Physics, 2008(01), 070.

[56] Cheung, K., Keung, W. Y., & Yuan, T. C. (2007). *Collider phenomenology of unparticle physics.* Physical Review D, 76(5), 055003

[57] Ascencio Sosa, M. V. *Explorando la sensibilidad de DUNE al decaimiento invisible de neutrinos dentro del contexto de las oscilaciones de neutrinos.*

[58] Bakhlanov, S. I. (1993). *Experiment on antineutrino scattering by electrons at a reactor of the Rovno nuclear power plant.* JETP Lett, 57(12).

[59] Bergsötm, J., & Ohlsson, T. (2009). *Unparticle self-interactions at the Large Hadron Collider.* Physical Review D, 80(11), 115014.

[60] Viaux, N., Catelan, M., Stetson, P. B., Raffelt, G. G., Redondo, J., Valcarce, A. A., & Weiss, A. (2013). *Particle-physics constraints from the globular cluster M5: neutrino dipole moments.* Astronomy & Astrophysics, 558, A12.

[61] Aalberts, J. L., et al. (2018). *Precision constraints on radiative neutrino decay with CMB spectral distortion.* Physical Review D, 98(2), 023001.

[62] Caldwell, D. O. (2013). *Current aspects of neutrino physics.* Springer Science & Business Media.