



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Efectos de violación de CPT sobre las propiedades
electromagnéticas de neutrinos

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

MAESTRO EN FÍSICA APLICADA

por

Yuridia Flores Orea

Asesorada por

Dr. J. Jesús Toscano Chávez

Puebla Pue.
Marzo 2025



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Efectos de violación de CPT sobre las propiedades
electromagnéticas de neutrinos

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

MAESTRO EN FÍSICA APLICADA

por

Yuridia Flores Orea

Asesorada por

Dr. J. Jesús Toscano Chávez

Puebla Pue.
Marzo 2025

Título: Efectos de violación de CPT sobre las propiedades electromagnéticas de neutrinos

Estudiante: YURIDIA FLORES OREA

COMITÉ

Dr. Héctor Novales Sánchez
Presidente

Dr. Gilberto Tavares Velasco
Secretario

Dra. Ana Aurelia Avilez López
Vocal

Dr. Cristian Heber Zepeda Fernández
Suplente

Dr. J. Jesús Toscano Chávez
Asesor

Agradecimientos

Gracias a todos mis familiares y amigos por estar siempre presentes.

Un agradecimiento muy especial a mi asesor de tesis, Dr. J. Jesús Toscano Chávez, por toda la paciencia y ayuda brindada durante este proceso.

Al CONAHCYT, por el apoyo monetario otorgado a través de la Beca de Posgrado, en la Maestría en Ciencias en Física Aplicada. Durante el periodo de Primavera del 2023 hasta el periodo de otoño del 2024

Índice general

Resumen	IX
1. Modelo Estándar Electro débil	3
1.1. El sector de Higgs	4
1.2. El sector de Yang-Mills	6
1.3. El Sector de Yukawa	7
1.3.1. Sector Leptónico	7
1.3.2. Sector de Quarks	8
1.4. El sector de corrientes	9
1.5. Neutrinos masivos	11
1.5.1. Sector de Yukawa Leptónico con neutrinos derechos	11
2. Violación de CPT en el sector de Yang-Mills electro débil	15
2.1. Extensión del Modelo Estándar	15
2.2. Sector de Yang-Mills con violación de CPT	16
3. Efectos de violación de CPT sobre el radio de carga del neutrino	19
3.1. Cálculo del radio de carga	19
3.2. Análisis de resultados	23
4. Conclusión	27
Bibliografía	29

Resumen

En esta tesis, se exploran los efectos de violación de CPT en el radio de carga del neutrino dentro del contexto de la Extensión del Modelo Estándar (SME). En particular, se consideran términos de violación de CPT que surgen en el sector electrodébil de Yang-Mills, descritos mediante los coeficientes de violación de Lorentz $(k_1)_\mu$ y $(k_2)_\mu$, los cuales tienen unidades de masa. Estos coeficientes permiten la inducción del vértice $\bar{\nu}\nu\gamma$ a nivel de árbol mediante el intercambio de dos bosones Z .

La función vértice Γ_μ que se genera presenta tres estructuras de norma independientes que cumplen una identidad de Ward $q^\mu\Gamma_\mu = 0$, característica de partículas neutras. Esto permite la aparición de factores de forma electromagnéticos que no dependen del parámetro de norma ξ . Así, además de los factores de forma convencionales de carga y anapolar, surgen dos factores adicionales debido a la violación de CPT.

Destacamos que el factor de forma de carga $f_Q(q^2)$ depende de la energía, implicando que $f_Q(q^2 = 0) \neq 0$, lo cual hace que el radio de carga del neutrino solo pueda definirse en el límite estático $q^0 = 0$ y $\mathbf{q} \rightarrow 0$. En el límite estático, encontramos que $f_Q(q^0 = 0, \mathbf{q} \rightarrow 0) = 0$ y una corrección a la predicción del Modelo Estándar para el radio de carga del neutrino dada por

$$\langle r_\nu^2 \rangle_{\text{CPTV}} = \frac{3c_{2W}}{2c_W^4} \left(\frac{k_2^2}{m_Z^2} + \frac{\mathbf{k}_2^2}{m_Z^2} \cos^2 \theta_\gamma \right) \frac{1}{m_Z^2},$$

donde θ_γ es el ángulo entre \mathbf{q} y \mathbf{k}_2 .

Usando una cota obtenida recientemente para los coeficientes de violación de Lorentz $(k_i)_\mu$, en combinación con algunas suposiciones plausibles, se obtiene una ligera corrección de $\langle r_\nu^2 \rangle_{\text{CPTV}} \leq 0.83 \times 10^{-51} \text{ cm}^2$.

Introducción

Las propiedades electromagnéticas de los neutrinos han sido objeto de gran interés en la literatura científica [1], principalmente porque permiten distinguir si los neutrinos son partículas de tipo Dirac o Majorana [2]. En general, el vértice electromagnético de un neutrino masivo de Dirac se caracteriza por cuatro factores de forma reales [3]: el de carga $F_Q(q^2)$, el momento dipolar magnético $F_M(q^2)$, el momento dipolar eléctrico $F_E(q^2)$ y el momento anapolar $F_A(q^2)$. Aunque el factor de forma de carga se anula en ciertos límites cinemáticos, se asocia a él el radio de carga, que no necesariamente es nulo. Cabe mencionar que un neutrino masivo de Majorana no puede poseer momentos dipolares magnético ni eléctrico, aunque podría presentar momentos de transición de tipo dipolar, tanto magnético como eléctrico, entre diferentes sabores.

En términos más amplios, las propiedades electromagnéticas de los fermiones cargados también están caracterizadas por estos cuatro factores de forma [3]. En el contexto de la electrodinámica cuántica (QED), los fermiones cargados solo pueden tener factores de forma asociados a la carga y al momento magnético, los cuales respetan de manera separada las transformaciones discretas de conjugación de carga (C), paridad (P) e inversión temporal (T). En el nivel de un lazo, los factores de forma de carga y momento magnético en QED son independientes de la norma; el primero presenta divergencias tanto ultravioleta (UV) como infrarrojas (IR), mientras que el momento magnético es una cantidad física libre de ambas divergencias. La independencia de la norma de estos factores de forma en QED es una consecuencia directa del carácter abeliano de la teoría.

En el contexto de la teoría electrodébil, las interacciones no abelianas entre fermiones quirales generan contribuciones adicionales a los factores de carga y momento magnético predichos por QED, además de la aparición del momento dipolar eléctrico y el momento anapolar. Bajo las transformaciones C, P y T, los factores de forma dipolares eléctricos (anapolares) son par (impar) bajo C, impar (impar) bajo P e impar (par) bajo T, respectivamente. Así, los factores de forma dipolar eléctrico y anapolar son impares y pares bajo la transformación CP, respectivamente. En el Modelo Estándar (SM), la única fuente de violación de CP es la fase de Cabbibo–Kobayashi–Maskawa (CKM). Aunque los momentos dipolares eléctricos de los quarks son inducidos a través de esta fase compleja, están fuertemente suprimidos, ya que solo aparecen a nivel de tres lazos [4, 5]. Sin embargo, los momentos dipolares eléctricos de los leptones y quarks pueden ser inducidos en órdenes más bajos en varias extensiones bien motivadas del SM.

El estudio de las propiedades electromagnéticas de los neutrinos en el SM tiene una historia larga e interesante. Se han estudiado las propiedades electromagnéticas de los neutrinos en el contexto de teorías de norma [6] y, más específicamente, dentro del SM [7, 8, 9]. Como es bien conocido, en el SM los neutrinos son partículas sin masa, por lo que solo pueden tener factores de forma de carga y anapolar. En esta versión mínima del SM, donde solo existen neutrinos con helicidad izquierda, el radio de carga y el momento anapolar coinciden.

Dentro de este contexto, el radio de carga del neutrino fue calculado empleando normas lineales y no lineales R_ξ , concluyéndose que estas cantidades no son físicas, ya que dependen del procedimiento de fijación de la norma y del parámetro de norma ξ . En la referencia [9] se propuso un radio de carga efectivo para el neutrino, extrayendo un factor de forma electromagnético independiente de la norma a partir del proceso de dispersión elástica $\nu-l$, con ν y l representando al neutrino y al leptón cargado, respectivamente. Sin embargo, este radio de carga tiene la desventaja de depender

del proceso específico.

En este trabajo, investigamos las implicaciones de la violación de CPT en el radio de carga del neutrino en el contexto de la Extensión del Modelo Estándar (SME), una teoría efectiva que incorpora de manera independiente la violación de Lorentz (LV) y la violación de CPT (CPTV) [16]. En su versión mínima (mSME), que es renormalizable en el sentido de Dyson, la teoría está dada por un Lagrangiano de la forma:

$$\mathcal{L}_{SME} = \mathcal{L}_{SM} + \Delta\mathcal{L}, \quad (1)$$

donde \mathcal{L}_{SM} es el Lagrangiano del SM y $\Delta\mathcal{L}$ está formada por una suma de términos del tipo $T^{\mu_1 \dots \mu_n} O_{\mu_1 \dots \mu_n}$. En esta expresión, $T^{\mu_1 \dots \mu_n}$ es un tensor constante de Lorentz, mientras que $O_{\mu_1 \dots \mu_n}$ es un tensor de Lorentz que contiene los grados de libertad, el cual depende de los campos del SM y es invariante bajo el grupo de norma del SM.

Para comprender cómo surgen las violaciones de las simetrías de Lorentz y CPT, es necesario distinguir entre las transformaciones de Lorentz de observador (OLT) y las transformaciones de Lorentz de partícula (PLT). Las OLT corresponden a las transformaciones habituales de coordenadas (transformaciones pasivas), mientras que en las PLT solo se transforman los grados de libertad (los campos), por lo que también se conocen como transformaciones activas. En las OLT, tanto $T^{\mu_1 \dots \mu_n}$ como $O_{\mu_1 \dots \mu_n}$ se transforman, manteniendo la invariancia de $\Delta\mathcal{L}$, mientras que en las PLT solo $O_{\mu_1 \dots \mu_n}$ se transforma, resultando en la no invariancia de $\Delta\mathcal{L}$ bajo PLT.

En general, el término $\Delta\mathcal{L}$ se descompone en dos piezas: una parte que preserva CPT y otra que viola CPT. Resulta que los coeficientes de LV asociados a los términos que preservan CPT son adimensionales, mientras que aquellos asociados a términos que violan CPT tienen dimensiones de masa positiva. En el mSME, las interacciones que preservan CPT tienen dimensión canónica cuatro, mientras que las interacciones que violan CPT tienen dimensión tres.

En este trabajo, investigamos un posible radio de carga del neutrino inducido por CPTV, enfocándonos en el sector electrodébil de Yang-Mills del mSME, el cual caracteriza la CPTV a través de dos coeficientes de LV, $(k_i)_\mu$ (para $i = 1, 2$), que poseen dimensión de masa positiva y se transforman como vectores bajo OLT. Este radio de carga del neutrino se genera hasta segundo orden en los coeficientes de LV, siendo proporcional al escalar de Lorentz $k_i^2 = (k_i)_\mu (k_i)^\mu$.

La estructura de la tesis es la siguiente: en el primer capítulo se presenta una descripción del Modelo Estándar Electrodébil, donde se analiza el sector de Higgs, el sector de Yang-Mills, el sector de Yukawa, y el sector de corrientes. En el capítulo 2 se explora la violación de CPT en el contexto del sector de Yang-Mills electrodébil, ampliando el Modelo Estándar con la inclusión de violación de simetría Lorentz en la estructura del SME (Extensión del Modelo Estándar). También se discuten las propiedades del modelo. En el capítulo 3 se analizan los efectos de la violación de CPT sobre el radio de carga del neutrino, se realiza un cálculo detallado de este parámetro y se presenta un análisis de los resultados obtenidos. Finalmente, en el capítulo 4 se presentan las conclusiones.

Capítulo 1

Modelo Estándar Electro débil

El Modelo Estándar Electro débil es una piedra angular en nuestra comprensión actual de las fuerzas fundamentales que gobiernan el universo a nivel subatómico. En este capítulo se sientan las bases para los desarrollos posteriores, explorando el modelo de Sheldon Glashow, Abdus Salam y Steven Weinberg que unifica las fuerzas electromagnética y débil.

Se basa en la simetría de norma $SU_L(2) \times U_Y(1)$. Los bosones de norma involucrados en esta teoría son W^\pm , Z y el fotón γ . Los bosones W^\pm y Z adquieren masa mediante el mecanismo de Higgs, mientras que el fotón permanece sin masa.

Los fermiones se agrupan en dobletes izquierdos y singletes derechos bajo el grupo $SU_L(2)$. Para los leptones, se tiene:

$$L_A \equiv \begin{pmatrix} \nu_{LA} \\ \ell_{LA} \end{pmatrix}_L ; \quad \ell_{RA}, \quad A = e, \mu, \tau$$

Para los quarks, se agrupan de la siguiente manera:

$$Q_i \equiv \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L ; \quad u_{iR}, \quad d_{iR}, \quad i = 1, 2, 3$$

donde i es el índice de sabor. Cada campo espinorial se multiplica por el proyector izquierdo $P_L = \frac{1}{2}(I - \gamma_5)$ para los dobletes, y por el proyector derecho $P_R = \frac{1}{2}(I + \gamma_5)$ para los singletes. Por ejemplo, $e_L = P_L e$.

La relación entre los generadores de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ y el generador del grupo electromagnético $U(1)_e$ se da por la relación de Gell-Mann-Nishijima:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2},$$

donde Y es el operador de hipercarga, $T_3 = \frac{\sigma_k}{2}$ con σ_k la tercera matriz de Pauli, y Q es el operador de carga eléctrica.

El Lagrangiano del sector electro débil se divide en dos partes: el sector bosónico y el sector bosónico-fermiónico. Se puede escribir como:

$$\mathcal{L}_{\text{TED}} = \mathcal{L}_B + \mathcal{L}_F,$$

donde el sector bosónico se subdivide en dos: el sector de Yang-Mills y el sector de Higgs:

$$\mathcal{L}_B = \mathcal{L}_{\text{YM}} + \mathcal{L}_H,$$

	T_3	Y	Q
$(\nu_{LA}, \ell_{LA})^T$	$(1/2, -1/2)^T$	-1	$(0, -1)^T$
ℓ_{RA}	0	-2	-1
$(u_{iL}, d_{iL})^T$	$(1/2, -1/2)^T$	1/3	$(2/3, -1/3)^T$
u_{iR}	0	4/3	2/3
d_{iR}	0	-2/3	-1/3

Tabla 1.1: Valores de T_3 , Y , y Q para fermiones del Modelo Estándar.

mientras que el sector Bosónico-Fermiónico incluye el sector de las corrientes y el sector de Yukawa:

$$\mathcal{L}_F = \mathcal{L}_C + \mathcal{L}_Y,$$

El sector de Yukawa describe los acoplamientos entre el bosón de Higgs y los campos fermiónicos, otorgándoles masa después de la ruptura de simetría.

1.1. El sector de Higgs

El sector de Higgs del Modelo Estándar es crucial para entender cómo las partículas elementales adquieren masa. Mediante el mecanismo de Higgs, los bosones de norma débiles W^\pm y Z , así como el bosón de Higgs, obtienen sus masas, y se determinan las interacciones entre estas partículas [10].

El Lagrangiano del Sector de Higgs

El Lagrangiano del sector de Higgs se escribe como:

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2}(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi), \quad (1.1)$$

donde

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.2)$$

es la derivada covariante asociada al grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ en la representación fundamental de $SU_L(2)$. Aquí, σ^i son las matrices de Pauli, W_μ^i son los campos de norma de $SU_L(2)$ y g la constante de acoplamiento de dicho grupo. Por otro lado, $Y/2$ es el generador del grupo de hipercarga, B_μ es el campo de norma asociado y g' la constante de acoplamiento. El potencial de Higgs, $V(\Phi)$, es dado por:

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.3)$$

donde

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

es el doblete de Higgs con hipercarga $Y = +1$. Los ϕ_i son campos escalares reales, y λ es una constante adimensional positiva.

Análisis del Potencial de Higgs

Para analizar la teoría en torno al valor mínimo de $V(\Phi)$, se consideran dos escenarios:

- Si $\mu^2 > 0$, esta constante representa la masa del doblete.
- Si $\mu^2 < 0$, la condición de mínimo se traduce en un estado de vacío infinitamente degenerado correspondiente a una hipersfera de mínimo potencial:

$$\Phi_0^\dagger \Phi_0 = \frac{v^2}{2}, \quad v^2 = \frac{-\mu^2}{\lambda}. \quad (1.5)$$

Todos los puntos de esta esfera son físicamente equivalentes, ya que están conectados mediante transformaciones de norma: $\Phi \rightarrow \Phi' = e^{-i\frac{\sigma^a}{2}\theta^a(x) - i\frac{1}{2}\eta(x)} \Phi$. Para romper espontáneamente el grupo electrodébil al grupo electromagnético, se elige un valor de Φ_0 que sea invariante bajo el grupo $U_e(1)$, es decir, dado $U \in U_e(1)$, entonces $U\Phi_0 = \Phi_0$. Esto es equivalente a que $Q\Phi_0 = 0$.

Elección del Valor de Expectación del Vacío

Comúnmente se escoge el doblete asociado al valor de expectación del vacío,

$$\langle \Phi_0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \quad (1.6)$$

Si la teoría es global (los parámetros θ^a y η de la transformación no dependen del espacio-tiempo) como remanente aparecen tres bosones también llamados bosones de Goldstone. Por otro lado, cuando la teoría es local, el hecho de haber elegido una dirección particular en el espacio-tiempo hace que tres combinaciones lineales de los campos de norma asociados a los generadores rotos aparezcan cuadráticamente, es decir, dichos términos adquieren masa [11]. Por cada uno de ellos aparece un bosón de Goldstone que puede ser removido mediante la conocida norma unitaria. En la literatura, a estos campos se les conoce como pseudo bosones de Goldstone y estos son absorbidos, dotando de masa a los bosones W^\pm y Z . En virtud de que $Q\Phi_0 = 0$, no aparecen términos de masa de los campos de norma asociados al operador de carga Q , es decir, cierta combinación lineal de campos de norma del grupo electrodébil tiene masa igual a cero, lo cual es consistente con el hecho de que el grupo $U_e(1)$ contiene un bosón no masivo, a saber, el fotón.

Ruptura Espontánea de Simetría

El rompimiento espontáneo de la simetría aparece como consecuencia de desarrollar la teoría alrededor del valor de Φ_0 . Se analiza la teoría alrededor de dicho punto, haciendo la traslación:

$$\Phi \rightarrow \Phi + \Phi_0 = \begin{pmatrix} G_W^+ \\ \frac{v+h+iG_Z}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.7)$$

donde G_W^+ y G_Z son los pseudo bosones de Goldstone asociados a los bosones W^\pm y Z respectivamente. En la norma unitaria, estos campos toman el valor de $G_W^+ = G_Z = 0$. Sustituyendo esta expresión en el potencial, se encuentra que no aparecen términos cuadráticos de los pseudo bosones, por lo que son de masa nula. Por otra parte, al sustituir en \mathcal{L}_H , se encuentra el subsector:

$$\mathcal{L}_h = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)(\partial^\mu h) - \lambda v^2 h^2, \quad (1.8)$$

de donde se concluye que h es un campo físico de masa $m_h = \sqrt{2\lambda}v$. La parte cinética de \mathcal{L}_h proviene de la parte cinética de \mathcal{L}_H . La partícula asociada a este campo es el bosón de Higgs.

Masa de los Bosones de Norma

Las masas de los bosones de norma surgen de la parte cinética del sector de Higgs:

$$\mathcal{L} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi), \quad \Phi \rightarrow \Phi + \Phi_0. \quad (1.9)$$

Específicamente,

$$(D_\mu \Phi_0)^\dagger (D^\mu \Phi_0) = \frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{v^2}{8} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix}, \quad (1.10)$$

donde $W_\mu^\pm = (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)/\sqrt{2}$. Se encuentra que la masa de los W 's es $m_W = \frac{gv}{2}$. Definimos

$$\tan \theta_W \equiv \frac{g'}{g}, \quad s_W \equiv \sin \theta_W, \quad c_W \equiv \cos \theta_W. \quad (1.11)$$

Para pasar a eigenestados de masa se procede a diagonalizar la matriz presente en la expresión anterior. Se obtiene que la matriz de rotación es:

$$S = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix}. \quad (1.12)$$

También tenemos:

$$\begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} Z^\mu \\ A^\mu \end{pmatrix}. \quad (1.13)$$

Sustituyendo la expresión anterior en la ecuación (1.10), tenemos

$$(D_\mu \Phi_0)^\dagger (D^\mu \Phi_0) = m_W^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z^\mu. \quad (1.14)$$

Por lo tanto, la masa del bosón Z es $m_Z = \frac{gv}{2c_W}$ y la masa del fotón es nula.

El sector de Higgs del Modelo Estándar Electrodébil es fundamental para la generación de masa de las partículas elementales. Mediante el mecanismo de Higgs, no solo se proporciona una explicación para la masa de los bosones W y Z , sino que también se predice la existencia del bosón de Higgs, cuya detección experimental ha sido un hito en la física de partículas.

1.2. El sector de Yang-Mills

En el Modelo Estándar Electrodébil, el sector de Yang-Mills juega un papel fundamental al describir la estructura no abeliana del grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$. Este sector se caracteriza por la imposibilidad de construir invariantes directamente a partir de los campos de norma, sino solo a través de los tensores de campo.

Los tensores de campo de los grupos $SU_L(2)$ y $U_Y(1)$ se definen como:

$$W_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu + ig[W_\mu, W_\nu], \quad (1.15)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (1.16)$$

donde $W_\mu = \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i$ y σ^i como ya se mencionó antes, son las matrices de Pauli. En términos de los componentes W_μ^i , el tensor de campo de Yang-Mills toma la forma:

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (1.17)$$

donde ϵ^{ijk} es el símbolo de Levi-Civita.

Bajo el grupo electrodébil, los tensores de campo se transforman covariantemente:

$$W'_{\mu\nu} = U W_{\mu\nu} U^\dagger, \quad U \in SU(2)_L, \quad (1.18)$$

$$B'_{\mu\nu} = B_{\mu\nu}. \quad (1.19)$$

Lagrangiano de Yang-Mills

Con estos tensores de campo, se puede construir el lagrangiano de Yang-Mills, el cual es invariante de norma y de Lorentz:

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{2} \text{Tr}(W_{\mu\nu} W^{\mu\nu}) - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \quad (1.20)$$

Rompiendo la Simetría Electrodébil

Después del rompimiento espontáneo de la simetría $SU_L(2) \times U_Y(1) \rightarrow U_Q(1)$, el lagrangiano de Yang-Mills se reescribe en términos de los campos W_μ^\pm , Z_μ y A_μ :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{YM} = & -\frac{1}{2}\hat{W}_{\mu\nu}^+\hat{W}^{-\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - igc_W Z_{\mu\nu}W^{-\mu}W^{+\nu} - ieF_{\mu\nu}W^{-\mu}W^{+\nu} + \\ & \frac{g^2}{4}(W_\mu^-W_\nu^+ - W_\mu^+W_\nu^-)(W^{-\mu}W^{+\nu} - W^{+\mu}W^{-\nu}), \\ \hat{W}_{\mu\nu}^+ = & D_\mu^Q W_\nu^+ - D_\nu^Q W_\mu^+ + igc_W (W_\mu^+ Z_\nu - W_\nu^+ Z_\mu), \\ Z_{\mu\nu} = & \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu, \\ F_{\mu\nu} = & \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \end{aligned} \tag{1.21}$$

Y la derivada covariante del grupo $U_Q(1)$ es:

$$D_\mu^Q = \partial_\mu - ieA_\mu \quad , \quad e \equiv g s_W. \tag{1.22}$$

El sector de Yang-Mills del Modelo Estándar Electrodébil describe la dinámica de los bosones de norma mediante tensores de campo que respetan la simetría de norma. El rompimiento espontáneo de simetría permite reescribir este sector en términos de los campos de norma físicos, revelando la estructura rica y compleja de las interacciones fundamentales.

1.3. El Sector de Yukawa

El propósito principal del sector de Yukawa es generar las masas de los quarks y leptones cargados. Este sector se divide en dos partes: la correspondiente a los leptones y la de los quarks. Esto se puede expresar de la siguiente forma:

$$\mathcal{L}_Y = \mathcal{L}_Y^\ell + \mathcal{L}_Y^q.$$

1.3.1. Sector Leptónico

Como se mencionó al inicio del capítulo, las familias de leptones se agrupan en tres dobletes izquierdos y tres singletes derechos dentro del grupo $SU_L(2)$. En este modelo no se introducen neutrinos derechos, ya que se asume que la masa de los neutrinos es nula. La estructura renormalizable de \mathcal{L}_Y^ℓ es la siguiente:

$$\mathcal{L}_Y^\ell = -Y_{AB}^\ell \bar{L}_A \Phi \ell_{RB} + \text{h.c.},$$

donde Y^ℓ es una matriz compleja de tamaño 3×3 , adimensional y completamente general, cuyas entradas Y_{AB}^ℓ son conocidas como las *constantes de Yukawa*.

Tras el rompimiento espontáneo de la simetría, trabajando en la norma unitaria, obtenemos la siguiente expresión para \mathcal{L}_Y^ℓ :

$$\mathcal{L}_Y^\ell = -\frac{Y_{AB}^\ell}{\sqrt{2}}(v+h)\bar{\ell}_{LA}\ell_{RB} + \text{h.c.},$$

definiendo

$$M^\ell \equiv Y^\ell \frac{v}{\sqrt{2}},$$

y

$$E'_{L,R} = \begin{pmatrix} e'_{L,R} \\ \mu'_{L,R} \\ \tau'_{L,R} \end{pmatrix}$$

Considerando que $E'_{L,R}$ es un vector en el espacio de sabor, el lagrangiano adopta la siguiente forma:

$$\mathcal{L}'_Y = -\bar{E}'_L M^l E'_R - \frac{h}{v} \bar{E}'_L M^l E'_R + \text{h.c.}$$

Un resultado del álgebra lineal establece que, dada una matriz compleja M , es posible encontrar matrices unitarias U y V tales que UMV sea diagonal y real. En nuestro caso, las matrices V que transforman los vectores tienen dimensión 3. Por lo tanto, definimos las siguientes transformaciones unitarias en el espacio de sabor:

$$E'_L = V_L^\ell E_L, \quad E'_R = V_R^\ell E_R, \quad (V_{L,R}^\ell)^\dagger = (V_{L,R}^\ell)^{-1}. \quad (1.23)$$

Es importante observar que:

$$\bar{E}'_L = (E'_L)^\dagger \gamma^0 = \bar{E}_L (V_L^\ell)^\dagger,$$

lo que implica que:

$$\mathcal{L}'_Y = - \left(1 + \frac{h}{v}\right) \bar{E}_L \bar{M}^\ell E_R + \text{h.c.},$$

donde $\bar{M}^\ell = (V_L^\ell)^\dagger M^\ell V_R^\ell$ es una matriz diagonal, escrita como $\bar{M} = \text{Diag}(m_e, m_\mu, m_\tau)$. Además, es cierto que:

$$\left(\bar{E}_L \bar{M}^\ell E_R\right)^\dagger = \bar{E}_R \bar{M}^\ell E_L.$$

Usando las propiedades de los proyectores, se puede concluir que el sector de Yukawa leptónico se expresa como:

$$\mathcal{L}'_Y = - \left(1 + \frac{g}{2m_W} h\right) \bar{E} \bar{M}^\ell E, \quad E = \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix},$$

lo que nos lleva a concluir que las entradas diagonales de \bar{M} representan las masas de los leptones.

1.3.2. Sector de Quarks

Para comenzar, se introduce un campo transformado de forma covariante bajo el grupo $SU_L(2)$, definido como:

$$\tilde{\Phi} = i\sigma^2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \frac{v+h-igG_Z}{\sqrt{2}} \\ -G_W \end{pmatrix}. \quad (1.24)$$

El lagrangiano que describe las interacciones de Yukawa para los quarks toma la forma:

$$\mathcal{L}'_Y = -Y_{ij}^d \bar{Q}'_i \Phi d'_{jR} - Y_{ij}^u \bar{Q}'_i \tilde{\Phi} u'_{jR} + \text{h.c.} \quad (1.25)$$

Al trabajar en la norma unitaria, este lagrangiano se puede expresar como:

$$\mathcal{L}'_Y = -Y_{ij}^d \left(\frac{v+h}{\sqrt{2}}\right) \bar{d}'_{iL} d'_{jR} - Y_{ij}^u \left(\frac{v+h}{\sqrt{2}}\right) \bar{u}'_{iL} u'_{jR} + \text{h.c.}, \quad (1.26)$$

o, de manera más explícita:

$$\mathcal{L}'_Y = -\bar{D}'_L M^d D'_R - \bar{U}'_L M^u U'_R - \frac{h}{v} \left(\bar{D}'_L M^d D'_R + \bar{U}'_L M^u U'_R\right) + \text{h.c.}, \quad (1.27)$$

donde los objetos involucrados se definen como:

$$D = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}, \quad U = \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}, \quad M^{u,d} = Y^{u,d} \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (1.28)$$

Para diagonalizar las masas, se introducen transformaciones unitarias de la forma:

$$D'_L = V_L^d D_L, \quad U'_L = V_L^u U_L, \quad D'_R = V_R^d D_R, \quad U'_R = V_R^u U_R, \quad (1.29)$$

lo que permite escribir finalmente el lagrangiano como:

$$\mathcal{L}_Y^q = - \left(1 + \frac{g}{2m_W} h \right) \left(\bar{D} \bar{M}^d D + \bar{U} \bar{M}^u U \right), \quad (1.30)$$

donde las matrices $\bar{M}^d = \text{Diag}(m_d, m_s, m_b)$ y $\bar{M}^u = \text{Diag}(m_u, m_c, m_t)$ contienen los valores de las masas de los quarks.

1.4. El sector de corrientes

Este sector es el responsable de generar las interacciones de los fermiones quirales con los bosones de norma a nivel de árbol. Estas interacciones se clasifican en dos categorías principales: las *corrientes cargadas*, asociadas a los acoplamientos con los bosones W^\pm , y las *corrientes neutras*, que involucran interacciones con el bosón Z y el fotón γ . La formulación de estas interacciones proviene naturalmente al reemplazar la derivada ordinaria por la derivada covariante del grupo electrodebil dentro del término cinético de los campos fermiónicos.

Al igual que en el caso del sector de Yukawa, el sector de corrientes puede descomponerse en dos contribuciones principales: una que involucra leptones y otra que incluye quarks. Esto se expresa como:

$$\mathcal{L}_C = \mathcal{L}_C^\ell + \mathcal{L}_C^q,$$

donde \mathcal{L}_C^ℓ corresponde al término relacionado con los leptones y \mathcal{L}_C^q al de los quarks.

El lagrangiano de este sector se formula utilizando los eigenestados de norma, siguiendo la misma notación empleada en el sector de Yukawa. En este enfoque, los campos fermiónicos se expresan inicialmente como eigenestados de norma y posteriormente se diagonalizan en términos de eigenestados de masa mediante las transformaciones unitarias especificadas en las ecuaciones (1.23) y (1.29).

En este caso, la transformación para N'_L no está determinada por el sector de Yukawa, lo que permite que sea seleccionada de manera arbitraria. Para mantener consistencia, se opta por utilizar la misma matriz unitaria aplicada previamente a E'_L , de manera que:

$$N'_L = V'_L N_L. \quad (1.46)$$

El lagrangiano que describe las corrientes fermiónicas queda expresado como:

$$\mathcal{L}_C = i\bar{Q}'_A \not{D} Q'_A + i\bar{u}'_{AR} \not{D} u'_{AR} + i\bar{d}'_{AR} \not{D} d'_{AR} + i\bar{L}'_A \not{D} L'_A + i\bar{e}'_{AR} \not{D} e'_{AR}. \quad (1.31)$$

La derivada covariante asociada se define como:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i - ig' \frac{Y}{2} B_\mu, \quad (1.32)$$

donde los términos corresponden a las interacciones con los bosones de norma.

Cuando los campos de norma y los fermiones son trasladados a sus eigenestados de masa, como se realiza en el sector de Yukawa, el lagrangiano de corrientes toma la forma:

$$\mathcal{L}_C = i\bar{U}\not{\partial}U + i\bar{D}\not{\partial}D + i\bar{N}_L\not{\partial}N_L + i\bar{E}\not{\partial}E + W_\mu^+ J^{\mu+} + W_\mu^- J^{-\mu} + Z_\mu J_Z^\mu + A_\mu J_A^\mu, \quad (1.33)$$

donde $N_L^T = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)_L$.

Las corrientes cargadas están dadas por:

$$J^{+\mu} = \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{N}\gamma^\mu E_L + \bar{U}K^\dagger\gamma^\mu D_L), \quad (1.34)$$

y es importante notar que estas corrientes introducen un cambio de sabor en los quarks, mediado por la matriz K . Esta última corresponde a la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), definida como:

$$K^\dagger = V_L^{u\dagger} V_L^d. \quad (1.35)$$

Los valores de los elementos de K deben determinarse experimentalmente.

Por otro lado, las corrientes neutras están descritas por:

$$J_Z^\mu = \frac{g}{c_W} \sum_F \bar{F}\gamma^\mu (g_V^F - g_A^F\gamma^5) F, \quad (1.36)$$

$$J_A^\mu = e \sum_F Q_F \bar{F}\gamma^\mu F, \quad (1.37)$$

donde $F = E, N_L, U, D$, y los coeficientes g_V^F y g_A^F se definen como:

$$g_V^F = \frac{1}{2}T_{3L(F)} - s_W^2 Q_F, \quad g_A^F = \frac{1}{2}T_{3L(F)}, \quad (1.38)$$

con los valores de $T_{3L(F)}$ y Q_F listados en la Tabla 1.1.

1.5. Neutrinos masivos

En 1998, el experimento SuperKamiokande [14] en Japón marcó un hito en la física al ofrecer la primera evidencia experimental de que los neutrinos tienen masa. Aunque este descubrimiento fue inicialmente impulsado por la observación de oscilaciones de neutrinos, las implicaciones de su masa van mucho más allá, abriendo nuevas preguntas sobre su naturaleza y origen. En particular, la posibilidad de que los neutrinos sean partículas masivas de Dirac, análogas a los electrones y quarks, ha sido objeto de intenso estudio.

Los neutrinos, partículas casi invisibles y extremadamente ligeras, interactúan tan débilmente que atraviesan la materia ordinaria casi sin perturbaciones. Esto hace que su detección sea un desafío experimental significativo.

El SuperKamiokande detectó neutrinos atmosféricos, producidos por interacciones de rayos cósmicos en la atmósfera, utilizando un enorme tanque de agua pura equipado con detectores de luz ultrasensibles que captaban la radiación Cherenkov. Aunque los resultados iniciales del experimento se enfocaron en la "desaparición" de neutrinos muónicos debido a oscilaciones, estas observaciones también indicaban que los neutrinos debían tener masa para permitir esta conversión de un tipo a otro.

Si los neutrinos son partículas de Dirac, sus masas extremadamente pequeñas sugieren la existencia de mecanismos de generación de masa más allá del Modelo Estándar, como el mecanismo seesaw, que introduce nuevos estados de neutrinos pesados que interactúan mínimamente con el resto de las partículas. Este enfoque preserva la simetría fundamental del número leptónico, diferenciando los neutrinos masivos de Dirac de los de Majorana, que violarían dicha simetría.

El estudio de neutrinos masivos de Dirac no solo es fundamental para entender la jerarquía de masas de las partículas elementales, sino que también puede ofrecer pistas sobre la materia oscura, la asimetría materia-antimateria en el universo, y la física en escalas energéticas mucho más allá de las alcanzables en los experimentos actuales. Por tanto, su exploración sigue siendo un campo activo de investigación tanto teórica como experimental.

1.5.1. Sector de Yukawa Leptónico con neutrinos derechos

En el modelo estándar (SM), solo se introducen neutrinos izquierdos, así que no es posible dotarlos de masa vía el mecanismo de Higgs, ya que un término de masa espinorial requiere de ambos espinores básicos:

$$-m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R) = -m\bar{\psi}(P_L + P_R)\psi = -m\bar{\psi}\psi.$$

El sector de Yukawa de la teoría electrodébil, gobernada por el grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$, es el responsable de generar las masas de los leptones y quarks, así como sus interacciones con el bosón de Higgs H .

Como vimos en la Sección 1.3, el sector de Yukawa leptónico está dado por

$$\mathcal{L}_Y^\ell = -Y_{AB}^\ell \bar{L}_A \Phi \ell_{RB} + \text{h.c.}, \quad (1.39)$$

donde

$$L_A = \begin{pmatrix} \nu_A \\ \ell_A \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} \nu_{LA} \\ \ell_{LA} \end{pmatrix}, \quad \ell_A = e, \mu, \tau; \quad \nu_A = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau,$$

es un doblete de $SU(2)_L$; es decir,

$$L'_A = e^{i\frac{\alpha^i}{2}\sigma^i} L_A, \quad e^{i\alpha^i\frac{\sigma^i}{2}} \in SU(2)_L,$$

con $\frac{\sigma^i}{2}$ los generadores del grupo en la representación fundamental (doblete).

Dado que el grupo electrodebil es roto espontáneamente al grupo electromagnético a la escala de Fermi $v \approx 246$ GeV:

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \xrightarrow{v} U(1)_Q,$$

el generador de $U(1)_Q$ está dado por la siguiente combinación lineal de generadores del grupo electrodebil:

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2}, \quad (1.40)$$

donde Q es el generador de $U(1)_Q$, T^3 es el generador de $SU(2)_L$ y, por último, $\frac{Y}{2}$ es el generador de $U(1)_Y$.

Debemos especificar la hipercarga Y de L_A de tal forma que se reproduzca el contenido de carga de las componentes de este doblete. Dado que

$$L_A = \begin{pmatrix} \nu_A \\ \ell_A \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} Q = 0 \\ Q = -1 \end{pmatrix},$$

se asigna $Y_L = -1$, ya que de (1.40) se tiene

$$Q = \frac{\sigma^3}{2} + \frac{Y_L}{2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \implies Q L_A = \begin{pmatrix} 0 \\ -\ell_A \end{pmatrix}.$$

Así, bajo $SU(2)_L \times U(1)_Y$, L_A se transforma como

$$\begin{aligned} L' &= e^{i\alpha^i \frac{\sigma^i}{2} + i\beta \frac{Y_L}{2}} L, \\ \bar{L}' &= e^{-i\alpha^i \frac{\sigma^i}{2} - i\beta \frac{Y_L}{2}} \bar{L}. \end{aligned}$$

Por otra parte, el doblete de Higgs se escribe como

$$\Phi = \begin{pmatrix} G_W^+ \\ \frac{v + h + igG_Z}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.41)$$

el cual es un doblete de $SU(2)_L$ con hipercarga $+1$ (es decir, $Y\Phi = (+1)\Phi$). De acuerdo con

$$Q = \frac{\sigma^3}{2} + \frac{Y}{2}, \quad Y = 1,$$

la primera componente de Φ tiene carga $+1$ y la segunda es neutra. Por ello, el producto $\bar{L}_A \Phi$ es invariante bajo $SU(2)_L$, aunque no lo es por sí solo bajo $U(1)_Y$ ni bajo el grupo de Lorentz $SO(1,3)$. En consecuencia, el término

$$-Y_{AB}^\ell \bar{L}_A \Phi \ell_{RB},$$

debe disponer de la hipercarga apropiada para garantizar la invariancia bajo $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Dado que tanto l_L como l_R tienen carga -1 , se asigna $Y_{lR} = -2$ para satisfacer la relación

$$Q = T^3 + \frac{Y_{lR}}{2} = \frac{Y_{lR}}{2}.$$

La lagrangiana en (1.39) genera términos de masa para los leptones cargados, pero no para los neutrinos, puesto que en el SM no se incluye el neutrino derecho.

Sin embargo, es posible generar masa para el neutrino mediante la adición de un término de Yukawa adicional:

$$\mathcal{L}_Y^\ell = -Y_{AB}^\ell \bar{L}_A \Phi \ell_{RB} - Y_{AB}^\nu \bar{L}_A \tilde{\Phi} \nu_{RB} + \text{h.c.}, \quad (1.42)$$

donde

$$\tilde{\Phi} = i\sigma^2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \frac{v+h-igG_Z}{\sqrt{2}} \\ -G_W^- \end{pmatrix}, \quad (1.43)$$

es un doblete de $SU(2)_L$ con hipercarga -1 .

En la norma unitaria, donde

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.44)$$

la lagrangiana se reduce a

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^\ell &= -Y_{AB}^\ell (\bar{\nu}_{LA}, \bar{\ell}_{LA}) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \ell_{RB} - Y_{AB}^\nu (\bar{\nu}_{LA}, \bar{\ell}_{LA}) \begin{pmatrix} \frac{v+H}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} \nu_{RB} + \text{h.c.} \\ &= -Y_{AB}^\ell \left(\frac{v+H}{\sqrt{2}} \right) \bar{\ell}_{LA} \ell_{RB} - Y_{AB}^\nu \left(\frac{v+H}{\sqrt{2}} \right) \bar{\nu}_{LA} \nu_{RB} + \text{h.c.} \\ &= - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \left\{ \bar{E}_L \hat{Y}^\ell E_R + \bar{N}_L \hat{Y}^\nu N_R \right\} + \text{h.c.} \\ &= - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \left[\bar{E} \hat{Y}^\ell E + \bar{N} \hat{Y}^\nu N \right], \end{aligned}$$

con

$$E = \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix}, \quad N = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}, \quad \hat{Y}_{AB}^{\ell,\nu} = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{AB}^{\ell,\nu}.$$

Finalmente, la inclusión de neutrinos quirales derechos en el modelo estándar permite estudiar las propiedades de masa de los neutrinos, cuyas magnitudes son, en general, mucho menores que las de otros fermiones. No obstante, en el presente análisis se opta por considerar neutrinos sin masa, lo cual simplifica el sector leptónico.

Capítulo 2

Violación de CPT en el sector de Yang-Mills electrodébil

2.1. Extensión del Modelo Estándar

El Modelo Estándar (SM) y la Relatividad General (GR) son las dos teorías más exitosas para describir las interacciones fundamentales de la naturaleza. Mientras que la GR describe la gravedad a escalas macroscópicas, el SM describe la física de partículas a escalas microscópicas. Sin embargo, ambas teorías no son compatibles entre sí en su forma actual. En particular, la incompatibilidad se vuelve evidente en situaciones donde tanto la gravedad como los efectos cuánticos juegan un papel fundamental, como en la escala de Planck, que está alrededor de 10^{-35} m o 10^{19} GeV. A pesar de que los experimentos actuales son capaces de investigar física a escalas de distancias mucho mayores que las de Planck, la unificación de la gravedad cuántica sigue siendo un desafío abierto.

La búsqueda de una teoría que combine la gravedad con la cuántica ha dado lugar a varias propuestas, como la Teoría de Cuerdas y la Gravedad Cuántica, entre otras. Una de las ideas más prometedoras es la posibilidad de que a escalas de energía superiores a la de Planck, la simetría de Lorentz está rota. Este capítulo se enfoca en la extensión del Modelo Estándar (SME), en particular, en el estudio de cómo la ruptura espontánea de la simetría de Lorentz podría influir en las teorías fundamentales.

Kostelecký y Samuel (1989) demostraron que la ruptura espontánea de la simetría de Lorentz es una característica natural de las teorías de cuerdas. Esta ruptura se debe a la inestabilidad del vacío perturbativo en estas teorías, lo que genera términos adicionales en la Lagrangiana que violan la simetría de Lorentz. Estos términos pueden ser descritos mediante la introducción de tensores de Lorentz con valores no nulos que afectan las interacciones de las partículas [13].

La Extensión del Modelo Estándar (SME) es un marco teórico que describe los efectos de la violación la simetría de Lorentz en el contexto de la física de partículas. El SME se construye añadiendo términos a la Lagrangiana del Modelo Estándar que violan la simetría de Lorentz, pero que son consistentes con la simetría bajo transformaciones de Lorentz de observador. Estos términos adicionales no son invariantes bajo PLT.

El SME es una teoría efectiva de baja energía que se espera que sea válida solo a escalas mucho menores que la escala de Planck. La introducción de términos que violan la simetría de Lorentz se hace mediante la modificación de la Lagrangiana del Modelo Estándar. Estos términos se escriben en forma de productos de tensores de Lorentz, como se muestra en la siguiente expresión general:

$$\mathcal{L}_{LV} = \sum_n T^{\mu_1 \dots \mu_n} O_{\mu_1 \dots \mu_n},$$

donde $T^{\mu_1 \dots \mu_n}$ es un tensor constante de Lorentz, $O_{\mu_1 \dots \mu_n}$ es un tensor que involucra los campos del Modelo Estándar. Estos términos violan la simetría de Lorentz de partícula, pero la simetría de Lorentz de observador sigue siendo válida. La Lagrangiana total del SME incluye tanto los términos del Modelo Estándar como los términos adicionales que violan la simetría de Lorentz.

Estructura y Propiedades del SME

El SME mínimo (mSME), que es una teoría efectiva de baja energía, se caracteriza por la introducción de términos en la Lagrangiana que violan la simetría de Lorentz de partícula, pero no la de observador.

El SME respeta la invarianza de norma $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$, que es la simetría del Modelo Estándar. Esto significa que los términos adicionales en la Lagrangiana deben ser singletes bajo este grupo de simetría, lo que implica que no deben cambiar bajo transformaciones de color, isospín o carga eléctrica. La Lagrangiana modificada también debe ser renormalizable por conteo de potencias, lo que significa que los términos violadores de Lorentz deben tener unidades de masa no mayores a 4.

Los coeficientes de acoplamiento $T^{\mu_1 \dots \mu_n}$ en los términos que violan Lorentz deben ser de una magnitud pequeña, del orden de la escala de Planck, para garantizar que el SME sea una teoría efectiva válida solo a energías mucho menores.

Violación de CPT y Lorentz

El SME también permite la violación de CPT (Carga, Paridad y Reversión Temporal), que es una simetría fundamental en las teorías relativistas. En el caso de que exista violación de CPT, esta también implicaría la violación de la simetría de Lorentz. Esto se debe a un teorema importante aportado por Greenberg[15], que demuestra que cualquier campo que rompe CPT también debe romper Lorentz. En este contexto, la violación de CPT puede ser investigada mediante experimentos que estudien las diferencias entre materia y antimateria.

2.2. Sector de Yang-Mills con violación de CPT

Dentro del SME, el sector de Yang-Mills con violación de CPT es el sector de interés para este trabajo, ya que permite analizar cómo la violación de esta simetría afecta a los bosones de norma electrodébiles.

El sector electrodébil de Yang-Mills en la Extensión del Modelo Estándar (SME) que es impar bajo transformaciones CPT introduce una descripción generalizada que incorpora la violación de simetría CPT en el ámbito de los bosones de norma electrodébiles. Las Lagrangianas que representan este sector en la SME se expresan como:

$$\mathcal{L}_W^{\text{CPT-Impar}} = \frac{1}{2}(k_2)_\lambda \epsilon^{\lambda\rho\mu\nu} \text{Tr} \left(W_\rho W_{\mu\nu} + \frac{2}{3} ig W_\rho W_\mu W_\nu \right), \quad (2.1)$$

$$\mathcal{L}_B^{\text{CPT-Impar}} = \frac{1}{2}(k_1)_\lambda \epsilon^{\lambda\rho\mu\nu} B_\rho B_{\mu\nu}, \quad (2.2)$$

donde $W_\mu = \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i$ y $W_{\mu\nu} = \frac{\sigma^i}{2} W_{\mu\nu}^i$ representan el campo de norma y las curvaturas asociadas al grupo de norma $SU_L(2)$, mientras que B_μ y $B_{\mu\nu}$ son el campo de norma y la curvatura del grupo $U_Y(1)$. Estas Lagrangianas son invariantes.

Violación de CPT en el sector de Yang-Mills electrodébil
2.2 Sector de Yang-Mills con violación de CPT

Al pasar de la descripción del grupo electrodébil $SU_L(2) \times U_Y(1)$ a la perspectiva del grupo electromagnético $U_Q(1)$, utilizamos el mapeo usual de los campos (W^1, W^2, W^3, B) a los campos (W^-, W^+, Z, A) . De esta manera, obtenemos:

$$\mathcal{L}_W^{\text{CPT-Impar}} = \frac{1}{4}(k_2)_\lambda \epsilon^{\lambda\rho\mu\nu} \left(W_\rho^+ \hat{W}_{\mu\nu}^- + W_\rho^- \hat{W}_{\mu\nu}^+ + W_\rho^3 W_{\mu\nu}^3 - \frac{2ig}{3} W_{[\rho}^3 W_\nu^+ W_{\mu]}^- \right), \quad (2.3)$$

$$\mathcal{L}_B^{\text{CPT-Impar}} = \frac{1}{2}(k_1)_\lambda \epsilon^{\lambda\rho\mu\nu} (c_W^2 A_\rho F_{\mu\nu} + s_W^2 Z_\rho Z_{\mu\nu} - s_W c_W (A_\rho Z_{\mu\nu} + Z_\rho F_{\mu\nu})), \quad (2.4)$$

donde las siguientes definiciones son relevantes:

$$\hat{W}_{\mu\nu}^+ = W_{\mu\nu}^+ + ig (W_\mu^+ W_\nu^3 - W_\nu^+ W_\mu^3), \quad (2.5)$$

$$\hat{W}_{\mu\nu}^- = \left(\hat{W}_{\mu\nu}^+ \right)^\dagger, \quad (2.6)$$

$$W_{\mu\nu}^3 = s_W F_{\mu\nu} + c_W Z_{\mu\nu} + ig (W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-). \quad (2.7)$$

Aquí, $W_{\mu\nu}^+ = \partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+$, $W_\mu^3 = c_W Z_\mu + s_W A_\mu$, $Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu$ y $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. En la Ec. (2.3), el símbolo $[\rho\nu\mu]$ denota la suma de permutaciones cíclicas de los índices ρ , ν y μ . Los factores s_W y c_W representan el seno y coseno del ángulo débil θ_W , respectivamente.

Las contribuciones a nivel árbol y de un lazo de (2.3) y (2.4) a las propiedades electromagnéticas de los leptones cargados están dadas por los acoplamientos AF , ZZ y AZ . Los acoplamientos correspondientes están descritos por los siguientes lagrangianos:

$$\mathcal{L}_{AF}^{\text{CPT-Impar}} = \frac{1}{4}(k_{AF})_\lambda \epsilon^{\lambda\rho\mu\nu} A_\rho F_{\mu\nu}, \quad (2.8)$$

$$\mathcal{L}_{ZZ}^{\text{CPT-Impar}} = \frac{1}{4}(k_{ZZ})_\lambda \epsilon^{\lambda\rho\mu\nu} Z_\rho Z_{\mu\nu}, \quad (2.9)$$

$$\mathcal{L}_{AZ}^{\text{CPT-Impar}} = \frac{1}{4}(k_{AZ})_\lambda \epsilon^{\lambda\rho\mu\nu} (A_\rho Z_{\mu\nu} + Z_\rho F_{\mu\nu}), \quad (2.10)$$

donde:

$$k_{AF} = 2c_W^2 k_1 + s_W^2 k_2, \quad (2.11)$$

$$k_{ZZ} = 2s_W^2 k_1 + c_W^2 k_2, \quad (2.12)$$

$$k_{AZ} = s_W c_W (k_2 - 2k_1). \quad (2.13)$$

El coeficiente k_{AF} , definido en la Ec. (2.11) y asociado con la Lagrangiana de Carroll-Field-Jackiw, ha sido ampliamente estudiado debido a su relación con fenómenos de birrefringencia cosmológica.

Estos estudios iniciales establecieron límites superiores en k_{AF} del orden de 10^{-25} GeV y 10^{-42} GeV para configuraciones específicas de $(k_{AF})^\alpha$. Recientemente, se han obtenido límites superiores más fuertes a partir de búsquedas en el fondo cósmico de microondas [29]. En ese trabajo, se obtuvo un límite superior para el parámetro $k_{(V)00}^{(3)} = -\sqrt{4\pi}(k_{AF})^0$ de $|k_{(V)00}^{(3)}| < 1.54 \times 10^{-44}$ GeV. En el mismo trabajo, se obtuvo un límite de $|k_{AF}| < 7.4 \times 10^{-45}$ GeV para las componentes espaciales de $(k_{AF})_\mu$. Los límites sobre estos parámetros derivados en la literatura previa se recogen en la tabla D15 de la referencia [27].

Debido a estos estrictos límites sobre el coeficiente de Lorentz $(k_{AF})_\mu$, se considera razonable asumir que dicho parámetro es aproximadamente nulo. Entonces, de la relación en la Ec. (2.11), se sigue que los coeficientes de Lorentz $(k_1)_\mu$ y $(k_2)_\mu$ son colineales, expresado como:

$$(k_1)_\mu = -\frac{1}{2} \frac{s_W^2}{c_W^2} (k_2)_\mu. \quad (2.14)$$

Capítulo 3

Efectos de violación de CPT sobre el radio de carga del neutrino

3.1. Cálculo del radio de carga

Reglas de Feynman utilizadas en el cálculo

El vértice electromagnético $\bar{\nu}\nu\gamma$ se genera a nivel de árbol (Fig. 3.1) por el vértice del SM $\bar{\nu}\nu Z$ y los vértices ZZ y AZ de violación de CPT. Las reglas de Feynman para estos acoplamientos cuadráticos se muestran en la Fig. 3.2, y el diagrama de Feynman correspondiente al vértice $\bar{\nu}\nu Z$ del SM se presenta en la Fig. 3.3.

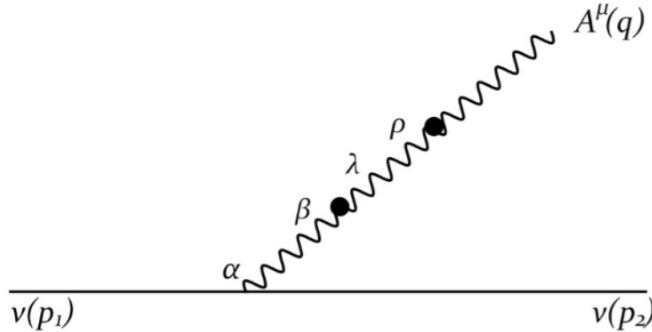


Figura 3.1: Diagrama de Feynman que contribuye al vértice $\bar{\nu}\nu\gamma$ a nivel de árbol.

Para llevar a cabo el cálculo de la contribución al vértice $\bar{\nu}\nu\gamma$ en presencia de violación de CPT (CPTV), es fundamental establecer las reglas de Feynman que se emplearán en el análisis. Estas reglas incluyen:

- Los acoplamientos cuadráticos ZZ y AZ , los cuales describen las interacciones entre dos bosones de norma y permiten considerar contribuciones adicionales en los diagramas de Feynman.
- La regla de Feynman para el vértice $\bar{\nu}\nu Z$ dentro del Modelo Estándar (SM), que gobierna la interacción entre el neutrino, el antineutrino y el bosón Z .
- El propagador del bosón Z en la norma de R_ξ , el cual describe la propagación del bosón de norma en el diagrama.

$$P_{3\alpha\mu} = (k_1 \cdot q)k_{1\alpha}q_\mu - q^2k_{1\alpha}k_{1\mu}. \quad (3.7)$$

Estos tensores son estructuras de norma electromagnéticas en el sentido de que satisfacen las siguientes identidades de Ward:

$$q^\mu P_{i\alpha\mu} = 0.$$

Esta propiedad es consistente con el hecho de que el neutrino es una partícula neutra. Si el neutrino fuera una partícula cargada, en el lado derecho aparecería una diferencia entre las funciones de vértice que caracterizan las patas externas. Esto significa que este acoplamiento no se genera a través de la derivada covariante electromagnética, como corresponde a una partícula neutra.

Interpretación de las Estructuras de norma

Es posible observar que la estructura de norma $P_{1\alpha\mu}$ induce tanto el factor de forma de carga como el anapolar del neutrino. En particular, a partir de:

$$(\gamma^\alpha P_L)k_1^2 P_{1\alpha\mu} = k_1^2 (q^2 \gamma^\mu - \not{q} q^\mu) P_L, \quad (3.8)$$

se pueden reconocer las partes vectorial y axial-vectorial de esta expresión como las estructuras de Lorentz correspondientes al factor de forma de carga y anapolar, respectivamente. Esta estructura de norma surge de una interacción de dimensión canónica seis de la forma:

$$\sim k_1^2 \bar{\nu} \gamma_\alpha P_L \nu \partial_\beta F^{\beta\alpha},$$

donde $\nu(x)$ es el campo espinorial asociado al neutrino.

Por otro lado, la estructura de norma $P_{2\alpha\mu}$ genera:

$$(\gamma^\alpha P_L)(k_1 \cdot q)P_{2\alpha\mu} = -(k_1 \cdot q) ((k_1 \cdot q)\gamma_\mu - \not{q}k_{1\mu}) P_L. \quad (3.9)$$

La estructura de Lorentz de esta expresión es similar a la del término dado en la ecuación 3.8. Sin embargo, no se anula en la capa de masa. La parte vectorial de esta expresión induce una contribución dependiente de la energía al factor de forma de carga, que surge de una interacción de dimensión seis de la forma:

$$\sim k_{1\lambda}k_{1\beta}(\bar{\nu}\gamma_\alpha P_L\nu)\partial^\lambda F^{\beta\alpha}.$$

Finalmente, la estructura de norma $P_{3\alpha\mu}$ genera:

$$(\gamma^\alpha P_L)P_{3\alpha\mu} = ((k_1 \cdot q)q_\mu - q^2k_{1\mu}) \not{k}_1 P_L. \quad (3.10)$$

Esta amplitud se anula en la capa de masa y no contribuye a las propiedades electromagnéticas convencionales del neutrino. Este término surge de un lagrangiano de la forma:

$$\sim k_{1\alpha}k_{1\lambda}\bar{\nu}\gamma^\alpha P_L\nu\partial_\rho F^{\lambda\rho}.$$

Expresión Final de la Función de Vértice

A partir de los resultados anteriores podemos observar que la función vértice puede expresarse en términos de cuatro estructuras de norma electromagnéticas de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \Gamma_\mu(q, k_1) &= f_Q(q, k_1)\gamma_\mu + f_A(q, k_1)(q^2\gamma_\mu - \not{q}q_\mu)\gamma_5 \\ &+ f((k_1 \cdot q)(k_1 \cdot q)\gamma_\mu - \not{q}k_{1\mu})\gamma_5 \\ &+ 2f((k_1 \cdot q)q_\mu - q^2k_{1\mu})\not{k}_1 P_L, \end{aligned} \quad (3.11)$$

donde los factores de forma de carga, anapolar y no convencionales están dados por:

$$f_Q(q, k_1) = \frac{c_{2W}}{s_W^4} \frac{k_1^\alpha k_1^\beta}{(q^2 - m_Z^2)^2} (q^2 g_{\alpha\beta} - q_\alpha q_\beta), \quad (3.12)$$

Efectos de violación de CPT sobre el radio de carga del neutrino
 3.1 Cálculo del radio de carga

$$f_A(q^2, k_1^2) = -\frac{c_{2W}}{s_W^4} \frac{k_1^2}{(q^2 - m_Z^2)^2}, \quad (3.13)$$

$$f = \frac{c_{2W}}{s_W^4} \frac{1}{(q^2 - m_Z^2)^2}. \quad (3.14)$$

Es importante destacar que la función vértice 3.11 incluye, además de los factores de forma de carga y anapolar, dos estructuras de norma no convencionales que dependen del coeficiente de LV $k_{1\mu}$.

Cabe destacar también que f_A es invariante tanto bajo OLT como PLT, pero f_Q solo es invariante bajo OLT, ya que depende de la energía a través del término $(k_1 \cdot q)^2$ (en el caso on-shell $q^2 = 0$). La estructura del factor de forma de carga es notable, ya que puede escribirse como la contracción $k_1^\alpha k_1^\beta \pi_{\alpha\beta}$, donde $\pi_{\alpha\beta}$ es la estructura de norma que caracteriza la autoenergía del fotón. En la siguiente sección, estudiamos la estructura del factor de forma de carga y su radio de carga asociado.

3.2. Análisis de resultados

En esta sección, llevamos a cabo un análisis detallado del radio de carga del neutrino en el contexto de efectos de violación de CPT (CPTV) en el sector electrodébil. Nos enfocamos en el factor de forma de carga, $f_Q(q, k_1)$, y discutimos su comportamiento en diferentes condiciones, así como su relación con el radio de carga del neutrino en el marco del Modelo Estándar (SM).

Definición del Radio de Carga en el Contexto del Factor de Forma

En teorías convencionales que respetan las simetrías de Lorentz y CPT, el radio de carga se define a partir de una expansión en serie de Taylor alrededor de $q^2 = 0$. Esto se expresa como:

$$f_Q(q^2) = f_Q(0) + q^2 \left. \frac{df_Q}{dq^2} \right|_{q^2=0} + \dots$$

Para el caso del neutrino, sabemos que $f_Q(0) = 0$, y el radio de carga, $\langle r_\nu^2 \rangle$, se define en función de la derivada de $f_Q(q^2)$ en $q^2 = 0$:

$$\langle r_\nu^2 \rangle = 6 \left. \frac{df_Q}{dq^2} \right|_{q^2=0}.$$

Este es un punto de partida importante en el estudio del radio de carga del neutrino, ya que permite caracterizar su interacción con el campo electromagnético.

Dependencia Energética y la Definición en el Límite Estático

A partir de la estructura del factor de forma $f_Q(q, k_1)$, Ec.(3.12), observamos que la carga del neutrino definida para un fotón en la capa de masa es no nula. Esto se debe a la presencia de un término dependiente de la energía, $(k_1 \cdot q)^2$, que para un fotón en la capa de masa se convierte en $[q^0(k_1^0 - |\mathbf{k}_1| \cos \theta_\gamma)]^2$, donde θ_γ es el ángulo entre los vectores espaciales \mathbf{k}_1 y \mathbf{q} . Este resultado inesperado significa que debemos ser más cuidadosos acerca de cómo definimos la carga.

Una forma más precisa de definir la carga eléctrica[12] consiste en suponer la misma energía para los dos neutrinos, es decir, $p_1 = (E, \mathbf{p}_1)$ y $p_2 = (E, \mathbf{p}_2)$, de modo que $q^0 = 0$ y $\mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$. El procedimiento de límite de tomar $q^0 = 0$ y luego $\mathbf{q} \rightarrow 0$ se conoce como el límite estático, adoptaremos este procedimiento para definir la carga y el radio de carga.

Con esta convención, la expresión del factor de forma de carga en el límite estático toma la forma:

$$\begin{aligned} f_Q(q^0 = 0, \mathbf{q}, k_1) &= -\frac{c_{2W}}{s_W^4} \frac{1}{(\mathbf{q}^2 + m_Z^2)^2} \left[k_1^2 \mathbf{q}^2 + (\mathbf{q} \cdot \mathbf{k}_1)^2 \right] \\ &= -\frac{c_{2W}}{s_W^4} \left[(k_1^0)^2 - (\mathbf{k}_1)^2 \sin^2 \theta_\gamma \right] \frac{\mathbf{q}^2}{(\mathbf{q}^2 + m_Z^2)^2} \end{aligned} \quad (3.15)$$

Esto claramente muestra que, cuando $q^0 = 0$ y $\mathbf{q} \rightarrow 0$, $f_Q(q^0 = 0, \mathbf{q} \rightarrow 0, k_1) = 0$, garantizando así una definición consistente del radio de carga.

Cálculo del Radio de Carga con correcciones de CPTV

El radio de carga asociado en presencia de violación de CPT (CPTV) se calcula a partir de:

$$\langle r_\nu^2 \rangle_{\text{CPTV}} = 6 \left. \frac{df_Q(q^0 = 0, \mathbf{q}, k_1)}{dq^2} \right|_{q^2=0},$$

que resulta en:

$$\langle r_\nu^2 \rangle_{CPTV} = -\frac{6c_{2W}}{s_W^4} \frac{(k_1^0)^2 - |\mathbf{k}_1|^2 \sin^2 \theta_\gamma}{m_Z^4}, \quad (3.16)$$

con la condición

$$k_{AF} = 2c_W^2 k_1 + s_W^2 k_2 = 0,$$

se sigue que k_1 y k_2 son colineales, es decir,

$$k_1 = -\frac{s_W^2}{2c_W^2} k_2.$$

Por tanto, al considerar la parte dependiente de k_1 en la expresión del radio de carga,

$$(k_1^0)^2 - |\mathbf{k}_1|^2 \sin^2 \theta_\gamma,$$

se tiene

$$(k_1^0)^2 - |\mathbf{k}_1|^2 \sin^2 \theta_\gamma = \frac{s_W^4}{4c_W^4} \left[(k_2^0)^2 - |\mathbf{k}_2|^2 \sin^2 \theta_\gamma \right].$$

Sustituyendo esta relación en la ecuación 3.16 se obtiene:

$$\langle r_\nu^2 \rangle_{CPTV} = -\frac{3c_{2W}}{2c_W^4} \frac{(k_2^0)^2 - |\mathbf{k}_2|^2 \sin^2 \theta_\gamma}{m_Z^4}.$$

Esta expresión nos permite identificar la contribución de CPTV al radio de carga del neutrino, la cual surge debido al intercambio de dos bosones de norma Z virtuales, lo que conduce a una supresión significativa en $1/m_Z^4$.

Relación entre el Radio de Carga y el Factor de Forma Anapolar

De la ecuación 3.13 vemos que, en el límite estático, el radio de carga y el factor de forma anapolar satisfacen la siguiente relación:

$$\langle r_\nu^2 \rangle_{CPTV} = 6f_A(q^0 = 0, \mathbf{q} \rightarrow 0) + \frac{3c_{2W}}{2s_W^4} \frac{\mathbf{k}_1^2}{m_Z^4} \cos^2 \theta_\gamma.$$

Esta relación se reduce al conocido resultado del Modelo Estándar si se ignora el término dependiente de la energía en el factor de forma de carga. Así, la violación de CPT introduce términos adicionales en el análisis de las propiedades electromagnéticas del neutrino.

Estimación Numérica y Comparación con el Modelo Estándar

En términos del invariante de Lorentz $k_2^2 = (k_2)_\mu (k_2)^\mu = (k_2^0)^2 - (\mathbf{k}_2)^2$, podemos reescribir el valor absoluto del radio de carga dado en la Ec. (3.16) de la siguiente manera:

$$\langle r_\nu^2 \rangle_{CPTV} = \frac{3c_{2W}}{2c_W^4} \left(\frac{k_2^2}{m_Z^2} + \frac{\mathbf{k}_2^2}{m_Z^2} \cos^2 \theta_\gamma \right) \frac{1}{m_Z^2}. \quad (3.17)$$

Dado que hemos asumido que $k_2^2 > 0$, esta expresión es estrictamente positiva. Entonces, podemos usar la cota $k_2^2 < 4.36 \times 10^{-10} m_e^2$ obtenida[16] a partir del valor experimental del momento magnético dipolar del electrón para estimar $\langle r_\nu^2 \rangle_{SME}$. Suponiendo que $\mathbf{k}_2^2 \cos^2 \theta_\gamma \leq k_2^2$, encontramos que los efectos de violación de CPT que surgen del sector de norma electrodébil sobre el radio de carga del neutrino deben ser menores que $0.83 \times 10^{-51} \text{ cm}^2$. Dicha contribución debe ser menor que este valor porque la cota sobre k_2^2 es un límite superior.

En el contexto del SME, el resultado anterior es la corrección por violación de CPT a la predicción del radio de carga del neutrino en el Modelo Estándar (SM), de modo que, al incluir estos efectos, tenemos:

$$\langle r_\nu^2 \rangle_{\text{SME}} = \langle r_\nu^2 \rangle_{\text{SM}} + \langle r_\nu^2 \rangle_{\text{CPTV}},$$

donde el término del SM está dado por[17]:

$$\langle r_\nu^2 \rangle_{\text{SM}} = \frac{G_F}{4\sqrt{2}\pi^2} \left(3 - 2 \log \frac{m_l^2}{m_W^2} \right),$$

con G_F como la constante de Fermi. Este valor representa la contribución del SM sin violación de CPT.

Implicaciones y Potenciales Efectos de Corrección en el Nivel de un Lazo

Aunque la contribución de CPTV al radio de carga del neutrino es extremadamente pequeña en el nivel árbol, podría incrementarse significativamente al considerar correcciones de orden $\mathcal{O}(k_i^2)$ en el nivel de un lazo[16]. A este orden, las masas de los leptones cargados m_l también juegan un papel importante[16], lo cual introduce efectos no desacoplantes debido a que los coeficientes de Violación de Lorentz(LV) son parámetros relevantes. Como se ha mostrado en estudios recientes del momento magnético de los leptones cargados, estos efectos no desacoplantes pueden aumentar las contribuciones al radio de carga por un factor de m_Z^2/m_l^2 , cambiando considerablemente la magnitud del término CPTV en comparación con el nivel árbol.

El análisis del radio de carga del neutrino bajo el SME sugiere que, aunque las contribuciones de CPTV en el nivel árbol son pequeñas, existe un potencial considerable para que los efectos de un lazo incrementen estas contribuciones, lo que abre nuevas posibilidades en el estudio de propiedades electromagnéticas de los neutrinos en presencia de violación de CPT.

Capítulo 4

Conclusión

En esta tesis se discutieron los efectos de la violación de simetría de carga-paridad-tiempo (CPTV, por sus siglas en inglés) en el radio de carga del neutrino que se derivan del sector de norma electrodébil del Modelo Estándar Extendido (SME). A lo largo de este análisis, encontramos que el radio de carga del neutrino se induce mediante efectos del orden $\mathcal{O}(k_i^2)$ de los coeficientes de Violación de Lorentz y la violación de CPT (LV y CPTV) en el nivel árbol, a través del intercambio de dos bosones de norma Z virtuales.

Los resultados obtenidos revelan que, además de la estructura de norma convencional que da origen a los factores de forma asociados a la carga y al momento anapolar del neutrino, se generan dos estructuras de norma no convencionales. Estos factores de forma electromagnéticos del neutrino son físicos en el sentido de que no dependen del parámetro de norma ξ , lo que confirma la independencia de norma en estas propiedades electromagnéticas.

Al analizar el comportamiento energético de estos factores de forma, encontramos que, mientras el factor de forma de carga depende de la energía, el factor de forma correspondiente al momento anapolar permanece independiente de esta. De hecho, se encuentra que el factor de forma del momento anapolar es bien definido para un fotón real con un valor específico e independiente de la energía, dado por:

$$f_A(q^2 = 0, k_1^2) = -\frac{c_{2W}}{s_W^4} \frac{k_1^2}{m_Z^4}.$$

Por otro lado, se muestra que el factor de forma de carga no se anula en la capa de masa debido a su dependencia energética mediante un término de la forma $(q \cdot k_1)^2$.

Al considerar el límite estático, definido por las condiciones $q^0 = 0$ y $\mathbf{q} \rightarrow 0$, encontramos que el factor de forma de carga se anula, mientras que el factor de forma del momento anapolar coincide con el valor obtenido en el caso de capa de masa. En este límite estático, obtenemos una corrección de CPTV al radio de carga del neutrino, dada por:

$$\langle r_\nu^2 \rangle_{\text{CPTV}} = \frac{3c_{2W}}{2c_W^4} \left[\frac{k_2^2}{m_Z^2} + \frac{\mathbf{k}_2^2}{m_Z^2} \cos^2 \theta_\gamma \right] \frac{1}{m_Z^2},$$

utilizando un límite reciente sobre $|k_1^2|$ obtenido de resultados experimentales del momento magnético dipolar del electrón, se estima que:

$$\langle r_\nu^2 \rangle_{\text{CPTV}} \leq 0.83 \times 10^{-51} \text{ cm}^2,$$

lo cual es dieciocho órdenes de magnitud menor que la predicción del Modelo Estándar (SM). Esta corrección extremadamente pequeña se debe a la fuerte supresión proporcional a $1/m_Z^4$ que surge del intercambio de dos bosones Z virtuales.

No obstante, se espera que esta corrección se vea notablemente mejorada al considerar efectos de orden $\mathcal{O}(k_i^2)$ en el nivel de un lazo, dado que en este orden también participan las masas de

los leptones cargados junto con efectos no desacoplantes, como se ha observado en el caso de las propiedades electromagnéticas de los leptones cargados[16].

Bibliografía

- [1] C. Brogini, C. Giunti, A. Studenikin, et al., Electromagnetic properties of neutrinos. *Advances in High Energy Physics*, 2012, 2012.
- [2] C. Giunti and A. Studenikin, Neutrino electromagnetic interactions: a window to new physics. *Reviews of Modern Physics*, 87:531, 2015, arXiv:1403.6344v3 [hep-ph].
- [3] M. Nowakowski, E. A. Paschos, and J. M. Rodríguez, All electromagnetic form factors. *European Journal of Physics*, 26:545, 2005, arXiv:physics/0402058v2 [physics.ed-ph].
- [4] J. M. Cornwall and J. Papavassiliou, Gauge-invariant three-gluon vertex in QCD, *Phys. Rev. D* 40, 3474 (1989).
- [5] M. E. Pospelov and I. B. Khriplovich, *Sov. J. Nucl. Phys.* 53, 638 (1991) [*Yad. Fiz.* 53, 1030 (1991)]; E. P. Shabalin, *Sov. J. Nucl. Phys.* 28, 75 (1978) [*Yad. Fiz.* 28, 151 (1978)]; D. Chang, W. Y. Keung, and J. Liu, *Nucl. Phys. B* 355, 295 (1991); A. Czarnecki, B. Krause, *Phys. Rev. Lett.* 78, 4339 (1997); I. B. Khriplovich, *Phys. Lett. B* 173, 193 (1986).
- [6] R. E. Shrock, Electromagnetic Properties and Decays of Dirac and Majorana Neutrinos in a General Class of Gauge Theories, *Nucl. Phys. B* 206, 359 (1982).
- [7] J. L. Lucio, A. Rosado, and A. Zepeda, Neutrino charge in the linear R_ξ gauge. *Physical Review D*, 29:1539, 1984; **31**:1091, 1985.
- [8] N. M. Monyonko, J. H. Reid, and A. Sen, Some properties of Green's functions in the non-linear R_ξ gauge, *Phys. Lett. B* 136, 265 (1984); N. M. Monyonko and J. H. Reid, What is the Charge Radius of the Neutrino? An investigation in the Background Field Gauge, *Prog. Theor. Phys.* 73, 426 (1985).
- [9] G. Degrassi, A. Sirlin, W. J. Marciano, Effective Electromagnetic Form-factor of the Neutrino, *Phys. Rev. D* **39**, 287 (1989).
- [10] P. W. Higgs, Broken symmetries and the masses of gauge bosons, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, pp. 508–509, 1964.
- [11] J. Goldstone, A. Salam, and S. Weinberg, Broken Symmetries, *Phys. Rev.*, vol. 127, no. 3, pp. 965–970, 1962.
- [12] J. F. Nieves and P. B. Pal, Induced charge of neutrinos in a medium. *Physical Review D*, 49:1398, 1994, arXiv:hep-ph/9305308v2.
- [13] V. A. Kostelecky and S. Samuel. Lorentz-violating processes in string theory. In *Phys. Rev. D*, volume 39, page 683, 1989; volume 40, page 1886, 1989.
- [14] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos, *Physical Review Letters*, 81, 1562 (1998).

- [15] O. W. Greenberg, CPT Violation Implies Violation of Lorentz Invariance, *Physical Review Letters*, **89**, 231602 (2002).
- [16] J. S. Hurtado-Silva, J. J. Toscano, and O. Vázquez-Hernández, CPT-Odd effects on magnetic dipole moments in the Standard Model Extension, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **52** (2025) 025002, arXiv:2306.11523 [hep-ph].
- [17] J. Bernabeu, L. G. Cabral-Rosetti, J. Papavassiliou, J. Vidal, On the charge radius of the neutrino, *Phys. Rev. D*, **62** (2000) 113012, arXiv:hep-ph/0008114; J. Bernabeu, J. Papavassiliou, J. Vidal, On the observability of the neutrino charge radius, *Phys. Rev. Lett.*, **89** (2002) 101802, *Phys. Rev. Lett.*, **89** (erratum), arXiv:hep-ph/0206015; *ibid*, The neutrino charge radius is a physical observable, *Nucl. Phys. B*, **680** (2004) 450, arXiv:hep-ph/0210055; J. Papavassiliou, J. Bernabeu, D. Binosi, J. Vidal, The Effective neutrino charge radius, *Eur. Phys. J. C*, **33** (2004) 5865, arXiv:hep-ph/0310028.
- [18] Steven Weinberg. A model of leptons. *Physical Review Letters*, 19(21):1264, 1967.
- [19] Abdus Salam. Elementary particle theory. In *Prog. Of the Nobel Symposium*, 1968, Stockholm, Sweden, volume 367, 1968.
- [20] Paul Adrien Maurice Dirac. The quantum theory of the electron. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 117(778):610–624, 1928.
- [21] Steven Weinberg. Baryon-and lepton-nonconserving processes. *Physical Review Letters*, 43(21):1566, 1979.
- [22] W. A. Bardeen, R. Gastmans, and B. Lautrup, Static quantities in Weinberg’s model of weak and electromagnetic interactions. *Nuclear Physics B*, 46(1):319–331, 1972.
- [23] Kaoru Hagiwara, R. D. Peccei, D. Zeppenfeld, and K-i Hikasa, Probing the weak boson sector in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. *Nuclear Physics B*, 282:253–307, 1987.
- [24] W. Hollik, J. I. Illana, S. Rigolin, C. Schappacher, and D. Stöckinger, Top dipole form factors and loop-induced CP violation in supersymmetry. *Nuclear Physics B*, 551(1–2):3–40, 1999.
- [25] M. Tanabashi, Particle Data Group, et al., Review of particle physics. *Physical Review D*, 98(3), 2018.
- [26] D. Colladay and V. Alan Kostelecký, Lorentz-violating extension of the standard model. *Physical Review D*, 58:116002, 1998.
- [27] V. A. Kostelecký and N. Russell, Data Tables for Lorentz and CPT Violation. *Reviews of Modern Physics*, 83:11, 2011, arXiv:0801.0287v16 [hep-ph].
- [28] S. Carroll, G. Field, and R. Jackiw, Limits on Lorentz- and parity-violating modifications of electrodynamics. *Physical Review D*, 41:1231, 1990.
- [29] L. Caloni et al., Probing Lorentz-Violating electrodynamics with CMB polarization. *JCAP*, 2023, arXiv:2212.04867.
- [30] W. A. Bardeen, R. Gastmans, and B. Lautrup, Static quantities in Weinberg’s model of weak and electromagnetic interactions, *Nucl. Phys. B* 46, 319 (1972); K. Fujikawa, B. W. Lee, A. I. Sanda, Generalized Renormalizable Gauge Formulation of Spontaneously Broken Gauge Theories, *Phys. Rev. D* 6, 2923 (1972); S. Y. Lee, Higher-Order Corrections to Leptonic Processes and the Renormalization of Weinberg’s Theory of Weak Interactions in the Unitary Gauge, *Phys. Rev. D* 6, 1701 (1972).