



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE ZACATECAS
"Francisco García Salinas"



Unidad Académica de Física

EFFECTOS DE LOS MOMENTOS DIPOLARES DEL ν EN LA PÉRDIDA DE ENERGÍA ESTELAR

T E S I S

Que para obtener el grado de
DOCTOR EN CIENCIAS BÁSICAS
(Orientación en Física)

PRESENTA

M. en C. María Alejandra Llamas Bugarín

DIRECTOR DE TESIS

Dr. Alejandro Gutiérrez Rodríguez

Zacatecas, México, Septiembre, 2020.

De acuerdo con los requisitos para la obtención del grado de Doctor en Ciencias Básicas (Orientación en Física), presento la siguiente tesis titulada:

“Efectos de los Momentos Dipolares del ν en la Pérdida de Energía Estelar”

Este trabajo fue realizado bajo la supervisión del Dr. Alejandro Gutiérrez Rodríguez, Docente-Investigador de la Unidad Académica de Física, UAZ, SNI Nivel II, Perfil deseable PRODEP con Especialidad en Fenomenología de Física del Bosón de Higgs y Física de Neutrinos. El formato aquí presentado cumple con los lineamientos de Titulación-DCB, relativos al formato, escritura y presentación. Declaro que el trabajo presentado en esta tesis es mío, excepto como se reconoce en el texto y en las notas a pie de página, y no se ha presentado anteriormente para obtener un título en la Benemérita Universidad Autónoma de Zacatecas ni en ninguna otra institución.

M. en C. María Alejandra Llamas Bugarín



AGRADECIMIENTOS

A la Universidad Autónoma de Zacatecas, mi Alma Mater, a ella le debo mi desarrollo profesional, agradezco a la Unidad Académica de Física, institución pilar en mi vida desde el inicio de mi formación académica, en ella encontré el impulso, la inspiración y a grandes maestros para continuar y llegar a este momento. El arte supremo del maestro consiste en despertar el goce de la expresión creativa y del conocimiento por ello mi especial reconocimiento al director de este Proyecto, el Dr. Alejandro Gutiérrez Rodríguez por brindarme completa libertad en el desarrollo del presente trabajo. Al Comité Tutorial, integrado por el Dr. Augusto Espinoza Garrido y el Dr. José Juan Ortega Sigala, su apoyo y buena dirección me han sostenido firme durante los cuatro años de este Doctorado. Mi sincera gratitud al Comité Sinodal, conformado por la Dra. Mariana Kirchbach, el Dr. Carlos Alberto Ortiz y el Dr. José Luis Saucedo, sus valiosas contribuciones hicieron posible la conclusión de este trabajo.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el soporte económico a través del Programa Nacional de Posgrados de Calidad, en particular al Programa de Doctorado en Ciencias Básicas con número PNPC 3911, mediante la beca nacional número 395167.

Agradezco especialmente a la RedFAE y a la División de Partículas y Campos de la SMF por su apoyo en el financiamiento de las múltiples actividades académicas y sobre todo porque a través de sus diversas Escuelas mi mente se abrió a nuevas ideas y a un exquisito conocimiento. Gracias a la Universidad Iberoamericana, a la Universidad de Sonora, al MCTP (Mesoamerican Centre for Theoretical Physics) y a la Universidad Nacional Autónoma de México, gracias a todas estas instituciones que me abrieron sus puertas y aportaron gran soporte académico para mi formación profesional y personal, gracias al apoyo del COZCyT (Consejo Zacatecano de Ciencia Tecnología e Innovación) y a la Unidad Académica de Física que facilitaron mi estancia en estas instituciones.



DEDICATORIA

“Al G. A. D. U., por el infinito del Cosmos, que con belleza suprema nos atrae y nos atrapa, volviéndonos seres contemplativos, seducidos con la perfección de las matemáticas creemos tener la verdad, una verdad fría y austera, que con magnífica ironía solo se manifiesta para exponer cuán grande es nuestra ignorancia y cuán pequeña es nuestra existencia... y en la tarea de encontrar nuevas respuestas volvemos a contemplar el Universo y lo único que logramos encontrar es a nosotros mismos...”



“Efectos de los Momentos Dipolares del ν en la Pérdida de Energía Estelar”

Resumen

En este proyecto de investigación estudiamos la sensibilidad del momento magnético y el momento dipolar eléctrico del neutrino en el marco del modelo electrodébil $SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_{B-L}$ y para energías y luminosidades de los futuros colisionadores lineales e^+e^- , como el ILC y el CLIC. Para nuestro estudio consideramos el proceso $e^+e^- \rightarrow (Z, Z', \gamma) \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\tau \gamma$. Para las energías del centro de masa y luminosidades del colisionador de $\sqrt{s} = 1000 - 3000$ GeV y $L = 500 - 2000$ fb $^{-1}$, obtenemos límites al 95% C.L. en los momentos dipolares $|\mu_{\nu_\tau}(\mu_B)| \leq 6.28 \times 10^{-9}$ y $|d_{\nu_\tau}(ecm)| \leq 1.21 \times 10^{-21}$, los cuales mejoran los límites existentes en la literatura en 2-3 órdenes de magnitud. Además, como parte del proyecto de investigación desarrollamos y presentamos fórmulas analíticas novedosas para evaluar los efectos de momento magnético y del momento dipolar eléctrico del neutrino en la tasa de pérdida de energía estelar a través del proceso de aniquilación $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$. Nuestros resultados muestran que la pérdida de energía estelar depende significativamente de los momentos dipolares del neutrino, así como de los parámetros que caracterizan el modelo que adoptamos.



“Effects of the ν Electromagnetic Dipole Moments in the Stellar Energy Loss Rates”

Abstract

In this research project we study the sensitivity on the anomalous magnetic and electric dipole moments of the tau-neutrino in the framework of the $SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_{B-L}$ electroweak model and for energies and luminosities at future e^+e^- linear colliders as the ILC and CLIC. For our study we consider the process $e^+e^- \rightarrow (Z, Z', \gamma) \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\tau \gamma$. For center-of-mass energies of $\sqrt{s} = 1000 - 3000$ GeV and integrated luminosities of $L = 500 - 2000 fb^{-1}$, we derive 95% C.L. limits on the dipole moments $|\mu_{\nu_\tau}(\mu_B)| \leq 6.28 \times 10^{-9}$ and $|d_{\nu_\tau}(ecm)| \leq 1.21 \times 10^{-21}$ which improve on the existing limits by 2 or 3 orders of magnitude. Furthermore, as part of the research project we develop and present novel analytical formulas to assess the effects of the anomalous magnetic moment and electric dipole moment of the neutrino on the stellar energy loss rates through some common physical process of pair-annihilation $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$. Our results show that the stellar energy loss rates strongly depends on the effective magnetic moment of the neutrino, but also on the parameters which characterize the adopted $U(1)_{B-L}$ model.



ÍNDICE GENERAL

Agradecimientos	I
Dedicatoria	III
Resumen	V
Abstract	VII
Índice de figuras	XIII
Índice de tablas	XV
1. Introducción	1
1.1. Objetivo	6
1.2. Estructura de la Tesis	6
2. Física de los Neutrinos	9
2.1. Neutrinos: Un viaje a su historia	10
2.2. Los neutrinos en el Modelo Estándar	13
2.2.1. Neutrinos masivos	14
2.3. Masa y mezcla de neutrinos	16
2.3.1. Neutrinos de Dirac	18
2.3.2. Neutrinos de Majorana	20
2.4. Oscilación de neutrinos	21
2.5. Propiedades electromagnéticas de los neutrinos	23
2.5.1. Factores de forma electromagnéticos	24
2.5.1.1. Una aproximación general	24
2.5.1.2. Factores de forma electromagnéticos para los neu- trinos	31

2.5.2.	Cotas experimentales y teóricas	34
3.	El Modelo Estándar y Más Allá	37
3.1.	El Modelo Estándar de Física de Partículas	38
3.1.1.	Partículas e interacciones	38
3.1.2.	Teoría de norma	40
3.1.3.	Lagrangiano del Modelo Estándar	42
3.1.3.1.	Lagrangiano de Yang-Mills	42
3.1.3.2.	Lagrangiano de fermiones	44
3.1.3.3.	Lagrangiano de Yukawa	45
3.1.3.4.	Lagrangiano de Higgs	46
3.2.	La Extensión del SM, $U(1)_{B-L}$	47
3.2.1.	Lagrangiano del modelo $U(1)_{B-L}$	48
3.2.1.1.	El Sector Escalar	48
3.2.1.2.	El Sector de Yang-Mills	49
3.2.1.3.	El sector fermiónico	50
3.2.1.4.	El sector de Yukawa.	50
3.2.2.	Rompimiento espontáneo de la simetría $U(1)_{B-L}$	51
3.2.3.	Parámetros de implementación del modelo $U(1)_{B-L}$	53
4.	Momentos Dipolares del ν_τ en $U(1)_{B-L}$	55
4.1.	Anchura de decaimiento del bosón Z' en el modelo $U(1)_{B-L}$	57
4.2.	Sección transversal total	58
4.3.	Momentos dipolares del ν_τ	61
5.	Pérdida de Energía Estelar	71
5.1.	Amplitud para el proceso $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$	71
5.2.	La sección transversal total para el proceso $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$	76
5.3.	Pérdida de energía estelar vía $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$	78
5.3.1.	Análisis numérico	80
5.3.2.	Región I: $\lambda \ll 1, \eta \ll \frac{1}{\lambda}$	86
5.3.3.	Región II: $\lambda \ll 1, \frac{1}{\lambda} \ll \eta \ll \frac{2}{\lambda}$	87
5.3.4.	Región III: $\lambda \ll 1, 1 \ll \lambda\eta$	88
5.3.5.	Región IV: $\lambda \gg 1, \eta \ll 1$	89
5.3.6.	Región V: $\lambda \gg 1, \eta \gg 1$	89

6. Conclusiones	95
6.1. Perspectivas	98
A. Cálculos en FeynCalc	101
A.1. Intercambio de γ	101
A.2. Interferencia de γ con Z, Z'	103
A.3. Intercambio de los bosones Z, Z'	103
B. Publicaciones	107
Bibliografía	109

ÍNDICE DE FIGURAS

1.1. Escenario simplificado de la explosión de una SN.	3
2.1. «Certificado de nacimiento del neutrino»: Carta de Pauli a los participantes en la conferencia en Tubigen.	11
2.2. Espectro continuo de energía β	12
2.3. Vértice electromagnético efectivo para $f \rightarrow \bar{f}\gamma$	24
2.4. Expansión del vértice de interacción.	28
2.5. Diagramas a un loop que dan lugar al MM del neutrino en el SM, debidas a considerar neutrinos masivos.	31
3.1. Escala de masas en el Modelo Estándar.	43
4.1. Diagramas de Feynman que contribuyen al proceso $e^+e^- \rightarrow \nu_\tau\bar{\nu}_\tau\gamma$	56
4.2. Corrección relativa como función de los parámetros del modelo B-L.	65
4.3. Decaimiento Z' en función de los parámetros del modelo B-L.	66
4.4. Sección transversal del proceso $e^+e^- \rightarrow \nu_\tau\bar{\nu}_\tau\gamma$ como función de la energía del centro de masa a diferentes valores del momento magnético μ_{ν_τ}	67
4.5. Dependencia de la sensibilidad de los límites 95% C. L. para el momento magnético anómalo.	68
4.6. Sección transversal del proceso $e^+e^- \rightarrow \nu_\tau\bar{\nu}_\tau\gamma$ como una función del MM μ_{ν_τ} y del EDM d_{ν_τ}	69
5.1. Diagramas de Feynman que contribuyen al proceso $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$	72
5.2. Emisividad para el proceso $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$ como una función del parámetro de degeneración η para diferentes temperaturas.	81

5.3. Tasa de la pérdida de energía estelar para $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$ en función de $(\mu_\nu$ y $d_\nu)$	83
5.4. Pérdida de energía estelar para $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$ en función de μ_ν y η	83
5.5. Pérdida de energía estelar para $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$ en función de los parámetros del modelo B-L.	84
5.6. Pérdida de energía estelar como una función de la masa del nuevo bosón de norma Z'	85
5.7. Gráfica de contorno para la razón $\frac{\dot{Q}_{\nu\bar{\nu}}^{\dot{B}-L}(\mu_\nu, d_\nu, \theta_{B-L}, g'_1, M_{Z'}, \eta)}{Q_{\nu\bar{\nu}}^{SM}}$ como una función de la temperatura estelar (T) y de la densidad de materia (ρ).	86
5.8. Pérdida de energía estelar para el proceso $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$ como función de la temperatura estelar T	91
5.9. Contornos en el plano $(T, \rho/\mu_e)$ para la Región II. El MM del ν se fija al valor experimental $\mu_\nu = 2.70 \times 10^{-12} \mu_B$	92
5.10. Corrección relativa para las regiones I-II como una función del ángulo de mezcla θ_{B-L} con y sin dependencia del MM y del EDM (μ_ν) y $d_\nu)$ para las regiones I y II.	93
5.11. Corrección relativa como función θ_{B-L} para las regiones III-V.	93



ÍNDICE DE TABLAS

1.1. Fases de fusión atómica de una estrella aproximadamente 25 veces mayor que el Sol.	2
2.1. Límites del momento magnético del neutrino.	34
2.2. Límites experimentales del momento magnético del neutrino tau. .	35
2.3. Límites teóricos del momento dipolar eléctrico del neutrino.	35
3.1. Partículas elementales de materia del SM.	39
3.2. Bosones de gauge mediadores de las diferentes interacciones fundamentales.	40
3.3. Asignaciones de carga a los campos fermión y escalar en el modelo B-L.	49
3.4. Nuevos acoplamientos de los bosones Z, Z' en el modelo B-L. . .	51
4.1. Límites del momento magnético y del momento dipolar eléctrico del ν_τ en el modelo B-L.	63

INTRODUCCIÓN

“I ask you to look both ways. For the road to a knowledge of the stars leads through the atom; and important knowledge of the atom has been reached through the stars. ”

SIR ARTHUR EDDINGTON

En 1913 los astrónomos Hertzsprung y Russell establecieron el diagrama H-R, un esquema para la clasificación de todas las estrellas de acuerdo con dos variables: temperatura y luminosidad, consolidando las bases de una teoría de la evolución estelar, que identifica la masa como el parámetro fundamental para determinar la estructura, la nucleosíntesis, la vida media, las formas de producción. y liberación de energía, mecanismos de estabilidad y el producto final de las estrellas.

De manera simplificada, una estrella es una esfera de gas sometida a la fuerza de gravedad que produce su propia materia, una fuerza que tiende a atraer el gas radialmente hacia el centro y a comprimirlo. Durante la mayor parte de su vida, sin embargo, la estrella se mantiene en equilibrio por la acción de otra fuerza radial de intensidad parecida, que actúa en sentido contrario: la fuerza creada por las reacciones de fusión nuclear que están ocurriendo en el interior de su masa, que empuja el gas hacia afuera.

La evolución estelar es una batalla continua entre esas dos fuerzas y da lugar a sucesivos procesos termonucleares, ya que al agotarse el combustible nuclear la estrella comienza a colapsar por acción de su gravedad, pero ese mismo colapso hace que la temperatura central aumente y se inicie un nuevo ciclo de fusión que asegura la supervivencia del astro. Pero el proceso no se repite en forma idéntica, porque cada etapa sucesiva de fusión se inicia con átomos más pesados y requiere,

en consecuencia, de temperaturas cada vez más altas para ponerse en marcha, agotando el combustible nuclear cada vez más rápido (Tabla 1.1) [1]. El tiempo de duración de cada fase dependen casi exclusivamente de su masa. En resumen, las estrellas de masa reducida pueden ser tan antiguas como el Universo mismo, mientras que las que tienen una masa varias veces superior a la del Sol agotan su combustible nuclear en unos pocos cientos de miles de años.

Tabla 1.1: *Fases de fusión atómica de una estrella aproximadamente 25 veces mayor que el Sol.*

ELEMENTO	TEMPERATURA	DURACIÓN
Hidrogeno (H)	40×10^6	9×10^6 años
Helio (He)	170×10^6	1×10^6 años
Carbono (C)	1×10^3	1000 años
Oxigeno (O)	$2,100 \times 10^6$	10 años
Silicio (Si)	$3,500 \times 10^6$	días

En el momento en que una estrella comienza con la formación de núcleos atómicos más pesados que el hierro (Fe), se produce una dramática y veloz secuencia de acciones en su interior. La fusión de átomos de hierro no solo no libera energía al exterior, lo que permitiría contrarrestar la gravedad, sino que consume energía del resto de la estrella. En tales circunstancias, el núcleo estelar se contrae enormemente y su densidad aumenta tanto que se produce una implosión gravitacional: los electrones que forman el gas de la estrella resultan empujados hacia los núcleos de los átomos, donde reaccionan con los protones y forman neutrones[1–5].

Ahora sabemos que las estrellas masivas con una masa inicial mínima de aproximadamente $7M_{\odot} < M < 9M_{\odot}$ son los precursores potenciales de diferentes tipos de supernovas tipo I (SN I) con subtipos Ia, Iba y Ic. Las dos primeras están relacionadas principalmente con enanas blancas simples, mientras que la última parece estar relacionada con estrellas masivas de Wolf-Rayet [6]. Las supernovas tipo II (SN II), con subtipos IIn, IIP, IIL I Ib y IIe, se asocian con estrellas masivas de masas iniciales dentro de $10M_{\odot} < M < 35M_{\odot}$, resultado de estrellas

supergigantes rojas, enanas blancas más masivas y estrellas variables azules muy luminosas [7, 8]. Cada una de estas poblaciones SN son potenciales progenitoras de estrellas de neutrones y agujeros negros.

En un evento de SN (Fig. 1.1), el estallido violento provocado por el colapso gravitacional de un núcleo de masa de Fe de aproximadamente $1.3-2M_{\odot}$ hacia una estrella de neutrones, libera una energía de aproximadamente $E_{\nu} \approx (3-5) \times 10^{53}$ ergios en forma de neutrinos y antineutrinos de los tres sabores ($\nu_e, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$). La energía de unión gravitacional de la estrella de neutrones resultante corresponde casi a (10 – 15 %) de la masa central en reposo. El remanente de la SN colapsada puede alcanzar temperaturas y densidades de superficie extremadamente altas, *e.g.* por encima de $3 \times 10^8 \text{K}$ y $\rho \leq 10^5 \text{gr/cm}^3$.

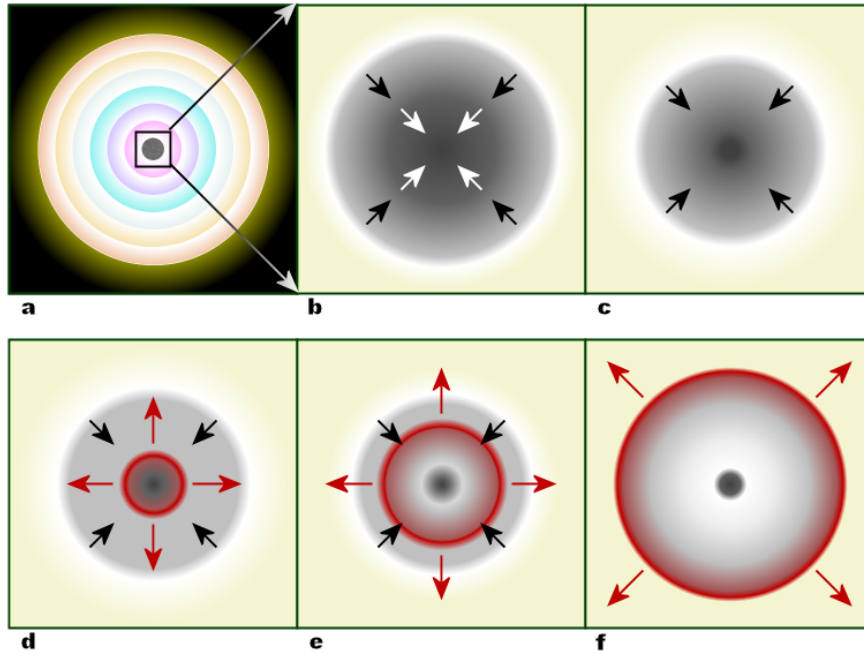


Figura 1.1: *Escenario simplificado de la explosión de una SN:(a) Una estrella masiva evolucionada presenta los elementos estratificados, (b) cuando el núcleo de hierro alcanza el límite de Chandrasekhar la estrella comienza su colapso con el núcleo externo, (c) el núcleo interno se comprime hasta formar neutrones y la energía gravitacional es convertida en neutrinos, (d) el material en caída libre rebota contra el denso núcleo y forma ondas de choque propagándose hacia el exterior, (e) el choque comienza a estancarse a medida que el núcleo drena energía al exterior y (f) El material fuera del núcleo interno es eyectado dejando detrás un núcleo compacto [9].*

Por lo tanto, a diferencia de las estrellas donde los fotones pueden ser transportados a la superficie por procesos radiativos, los neutrinos interactúan extremadamente débilmente y pueden escapar fácilmente de los interiores estelares anulando tales cantidades de energía. Estas las tasas de pérdida de energía estelar debido a la emisión de neutrinos recibe contribuciones tanto de reacciones nucleares débiles como de procesos puramente leptónicos. Sin embargo, para los grandes valores de densidad y temperatura que caracterizan la etapa final de la evolución estelar, estos últimos son en gran medida dominantes y se producen principalmente por cuatro posibles mecanismos de interacción [10–17]:

$$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu} \quad (\text{aniquilación de pares}), \quad (1.1)$$

$$\gamma + e^\pm \rightarrow e^\pm\nu\bar{\nu} \quad (\nu\text{-fotoproducción}), \quad (1.2)$$

$$\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu} \quad (\text{decaimiento plasmón}), \quad (1.3)$$

$$e^\pm + Z \rightarrow e^\pm + Z\nu\bar{\nu} \quad (\text{radiación de frenado neutrón}). \quad (1.4)$$

Cuantificar las tasas de pérdida de energía estelar se reconoce como un conocimiento científico prioritario para establecer restricciones sobre las propiedades y la interacción de las partículas de luz [15, 18], lo cual también tiene un impacto importante en astrofísica y cosmología [19, 20]. Además, la señal de neutrinos emerge del núcleo de una estrella inmediatamente después del colapso del núcleo, mientras que la señal de fotones puede tardar horas o días en emerger de la envoltura estelar. Por lo tanto, la señal de neutrinos puede proporcionar información sobre las primeras etapas del colapso del núcleo, que es inaccesible para otros tipos de astrofísica. El material expulsado durante la explosión contiene elementos pesados que son importantes para la evolución estelar de galaxias, estrellas, planetas y vida. Por lo general, los neutrinos irradiados por las supernovas llevan en su espectro información clave no solo sobre la naturaleza detallada del colapso de la supernova sino también sobre las propiedades de los neutrinos, aún no explorados en los laboratorios [21].

Es importante mencionar que los datos de neutrinos registrados de la Supernova SN1987A en la Gran Nube de Magallanes conducen al nacimiento del campo de la astrofísica de neutrinos de Supernova [2]. Por lo tanto, las estrellas pueden

usarse como laboratorios para buscar propiedades no estándar del neutrino. Estas son algunas de las motivaciones por las cuales es importante estudiar la razón de la pérdida de energía estelar debido a la producción de pares de neutrinos en el proceso de aniquilación e^+e^- .

Por otro lado, la teoría electrodébil predice a través de la interacción con el fotón, que el momento magnético del neutrino es extremadamente pequeño:

$$\mu_\nu = \frac{3eG_F m_\nu}{8\sqrt{2}\pi^2} = 3 \times 10^{-19} \mu_B \times \left(\frac{m_\nu}{1\text{eV}} \right), \quad (1.5)$$

con $\mu_B = e/2m$ (magnetón de Bohr). Los descubrimientos de nuevas interacciones y/o propiedades no estándares de los neutrinos podrían modificar la velocidad a la que se producen estas partículas, o incluso pueden transportar más o menos energía. En este sentido, las propiedades electromagnéticas del neutrino, como el momento magnético (MM)¹ y el momento dipolar eléctrico (EDM)² han dado una de las pruebas más sensibles de la física más allá del Modelo Estándar (BSM)³ [21, 22]. Se espera que estas interacciones generen efectos observables en entornos astrofísicos relevantes en cosmología y en experimentos con neutrinos terrestres.

Las investigaciones del impacto de las pérdidas de energía debido a mecanismos BSM en la evolución estelar comenzaron en 1963 con los trabajos de Bernstein, Ruderman & Feinberg [23], acerca del momento dipolar magnético de los neutrinos. Poco después, Gamow [24] y Pontecorvo⁴ [26], reconocieron la importancia de los neutrinos en la evolución de las estrellas, su tesis señalaba que el proceso de emisión de neutrinos puede afectar las propiedades de la materia a altas temperaturas, y por lo tanto impactar en la evolución estelar.

Más tarde, en el año de 1990 los físicos Raffelt & Dearborne [27] estimaron el límite $\mu_\nu < 3 \times 10^{-12} \mu_B$, basándose en el máximo aumento en la luminosidad bolométrica, durante la fase de gigante roja, que podría alcanzarse, como resultado de un incremento en la masa del núcleo de helio (He) degenerado a causa de la emisión intensificada de neutrinos, sin entrar en conflicto con los datos observacionales de

¹MM (Magnetic Moment) por sus siglas en inglés, las cuales hemos adoptado en este trabajo.

²EDM (Electric Dipole Moment), ítem.

³BSM (Beyond Standard Model), ítem.

⁴Bruno Pontecorvo en 1957 propusieron el fenómeno de la oscilación de neutrinos, el cuál fue observado por primera vez en el 2010 y meritorio del Premio Nobel 2015[25].

la época. Por esos mismos años, el profesor B.K. Kerimov [28] y colaboradores, en su publicación “*The role of the neutrino electromagnetic moments in the stellar energy loss rate*” consideraron los mecanismos electromagnéticos de la producción de pares de neutrinos ($\nu\bar{\nu}$) que tienen lugar en una supernova y mostraron como los momentos dipolares de neutrino incrementan la pérdida de energía; el límite experimental que utilizaron para el μ_ν fue del orden de $10^{-10}\mu_B$.

1.1. Objetivo

El principal objetivo de la presente tesis es el estudio de los efectos del momento magnético (MM) y del momento dipolar eléctrico (EDM) del neutrino más allá del Modelo Estándar (SM)⁵, específicamente nos centramos en dos direcciones:

- Estudio la sensibilidad del MM y del EDM del neutrino en el contexto del modelo electrodébil $SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_{B-L}$ para energías y luminosidades de los futuros colisionadores lineales e^+e^- , como el ILC⁷ y el CLIC⁸.
- Desarrollo de novedosas fórmulas analíticas para la evaluación de los efectos del MM y del EDM en la tasa de pérdida de energía estelar a través del proceso de aniquilación $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$ y en el contexto de un modelo $U(1)_{B-L}$.

1.2. Estructura de la Tesis

La estructura de esta tesis está organizada de la siguiente manera: en el Capítulo 2, se aborda la física de los neutrinos, comenzando por su fascinante historia, la descripción general de los conceptos de masa y mezcla y el fenómeno de oscilación, posteriormente nos centramos en sus propiedades electromagnéticas y los factores de forma. El Capítulo concluye con una revisión de los actuales límites teóricos y experimentales.

⁵6

⁷Colisionador Lineal Internacional (ILC, por sus siglas en inglés).

⁸Colisionador Lineal Compacto (CLIC, ítem).

Posteriormente, en el Capítulo 3, se describe el formalismo matemático del SM y de la teoría electrodébil, se justifica la necesidad de una extensión para incluir las propiedades electromagnéticas de los neutrinos y se propone la extensión $U(1)_{B-L}$, la cual resulta una propuesta atractiva debido a su estructura teórica relativamente simple.

En el Capítulo 4, se exponen los primeros resultados de este proyecto, la estimación de los límites del momento magnético μ_{ν_τ} y del momento dipolar eléctrico d_{ν_τ} del neutrino tau en el marco del modelo $U(1)_{B-L}$, para ello se considera el proceso $e^+e^- \rightarrow (Z, Z', \gamma) \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\tau \gamma$. Este estudio se realizó para las energías del centro de masa y luminosidades de $\sqrt{s} = 1000 - 3000$ GeV y $\mathcal{L} = 500 - 2000$ fb⁻¹, correspondientes a los futuros colisionadores lineales e^+e^- , como el ILC⁹ y CLIC¹⁰ [22].

Luego, en el Capítulo 5, se determina la expresión para la tasa de pérdida de energía de una SN a través de la emisión de neutrinos vía el proceso de aniquilación de pares de la Ec. (1.1) considerando la reacción intermedia $e^+e^- \rightarrow (Z, Z', \gamma) \rightarrow \nu \bar{\nu}$. Además, se realiza un análisis numérico del efecto de d_ν y μ_ν en la pérdida de energía estelar $\mathcal{Q}_{\nu\bar{\nu}}$ de la SN para distintas regiones de interés [29].

Por último, en el Capítulo 6 se discuten las conclusiones de este proyecto de tesis y se exponen las perspectivas para futuros trabajos.

⁹Colisionador Lineal Internacional (ILC, por sus siglas en inglés)

¹⁰Colisionador Lineal Compacto (CLIC por sus siglas en inglés).

FÍSICA DE LOS NEUTRINOS

“*The neutrino is the smallest bit of material reality ever conceived of by man; the largest is the universe. To attempt to understand one in terms of the other is to attempt to span the dimension in which lie all manifestations of natural law.*”
FREDERICK REINES

En la actualidad, de todas las propuestas de la física para entender la estructura de la materia, y la conformación del Universo, los neutrinos son las partículas más enigmáticas, abstractas y ajenas a la experiencia inmediata; sin embargo, estas partículas de «apariencia fantasmagórica» son las candidatas favoritas de un gran número de científicos, teóricos y experimentales, para dar respuesta a las múltiples preguntas que ha dejado pendientes el Modelo Estándar y por tanto una prodigiosa ventana para explorar la física que hay más allá del SM. Y es que los neutrinos juegan un papel importante en muchos campos de la física nuclear y de partículas, así como en astrofísica y cosmología. Los neutrinos además de intervenir en fenómenos que ocurren desde la escala de Planck, 10^{-33} cm, a la escala del Universo visible, 10^{28} cm, exhiben exclusivas propiedades con respecto a las demás partículas del SM, el cual es, sin lugar a duda, un elegante marco teórico para describir los componentes fundamentales de toda la materia en el universo y sus distintas interacciones. Sin embargo, aún existen incertidumbres, tales como el MM y el EDM de los neutrinos.

2.1. Neutrinos: Un viaje a su historia

La existencia del neutrino fue sugerida por Wolfgang Pauli en una famosa carta, «*Liebe radioactive damen und herren*» (ver Fig. 2.1) [30], con fecha del 4 de diciembre de 1930, dirigida a una conferencia acerca de radioactividad en Tübingen, Alemania. En esta carta Pauli explica la falta de energía en el decaimiento β del ${}_{83}^{210}\text{Bi}$ y la pobre estadística en este decaimiento debida a la emisión de una partícula neutra, aún sin descubrir, a la cual llamó neutrón¹. La propuesta de Pauli impactó al físico italiano Enrico Fermi quien dio a esta partícula el nombre de neutrino² y la introdujo en su teoría sobre interacciones débiles. Desde un principio, Fermi sugirió que el neutrino debía tener una masa extremadamente pequeña, incluso menos que la del electrón; de hecho, en artículos posteriores sugirió que no tenía masa, idea que fue considerada como principio por muchas décadas.

Incluso desde antes de su concepción, la historia del neutrino resulta fascinante, iniciando tal vez con el hallazgo de la radiación por H. Becquerel en 1896 [31], seguida de los «*corpúsculos*» de J. J. Thompson en 1897 [32], consecuencia de sus trabajos sobre los rayos catódicos. Posteriormente, en 1899 con la contribución de Rutherford con su investigación sobre el Torio, descubrió lo que denominó radiación α , la radiación β (que hoy sabemos son los electrones) y la radiación γ (fotones) [33]. Eventos que culminaron con los sorprendes trabajos de J. Chadwick [34] que ponían de manifiesto el hecho de que el espectro de energía de los electrones (partículas β) formaba un continuo cuando eran emitidos en el decaimiento de β , la única partícula presumiblemente emitida- debería de tener una energía fija en vez de todo un espectro continuo.

Desde el punto de vista del modelo electrón-protón, el decaimiento β de un núcleo (A, Z) consiste en un electrón emitido en la transición nuclear $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^-$. Aplicando la ley de conservación de la energía en este proceso, los electrones producidos en la desintegración β deben tener una energía cinética fija aproximadamente igual a la energía de liberación Q_e . Sin embargo, en 1911, L. Meitner y O. Hahn verificaron que los espectros eran continuos, con una energía de punto final igual a Q_e (ver Fig. 2.2), resultado de un proceso secundario por los rayos γ . Este resultado se confirmó posteriormente en el experimento calorimétrico

¹Aún no había sido descubierto el verdadero neutrón.

²Traducido del italiano como «*pequeño neutrón*».

original - Photocopy of PLC 0393
Abschrift/15.12.30 FN

Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der
Gauvereins-Tagung zu Tübingen.

Abschrift

Physikalisches Institut
der Eidg. Technischen Hochschule
Zürich

Zürich, 4. Dez. 1930
Gloriastrasse

Liebe Radioaktive Damen und Herren,

Wie der Ueberbringer dieser Zeilen, den ich huldvollst
ansuhören bitte, Ihnen des näheren auseinandersetzen wird, bin ich
angesichts der "falschen" Statistik der N- und Li-6 Kerne, sowie
des kontinuierlichen beta-Spektrums auf einen verzweifelten Ausweg
verfallen um den "Wechselsatz" (1) der Statistik und den Energiesatz
zu retten. Nämlich die Möglichkeit, es könnten elektrisch neutrale
Teilchen, die ich Neutronen nennen will, in den Kernen existieren,
welche den Spin $1/2$ haben und das Ausschliessungsprinzip befolgen und
sich von Lichtquanten ausserdem noch dadurch unterscheiden, dass sie
nicht mit Lichtgeschwindigkeit laufen. Die Masse der Neutronen
könnte von derselben Grössenordnung wie die Elektronenmasse sein und
jedemfalls nicht grösser als $0,01$ Protonenmasse.- Das kontinuierliche
beta-Spektrum wäre dann verständlich unter der Annahme, dass beim
beta-Zerfall mit dem Elektron jeweils noch ein Neutron emittiert
wird, derart, dass die Summe der Energien von Neutron und Elektron
konstant ist.

Nun handelt es sich weiter darum, welche Kräfte auf die
Neutronen wirken. Das wahrscheinlichste Modell für das Neutron scheint
mir aus wellenmechanischen Gründen (näheres weiss der Ueberbringer
dieser Zeilen) dieses zu sein, dass das ruhende Neutron ein
magnetischer Dipol von einem gewissen Moment μ ist. Die Experimente
verlangen wohl, dass die ionisierende Wirkung eines solchen Neutrons
nicht grösser sein kann, als die eines gamma-Strahls und darf dann
 μ wohl nicht grösser sein als $e \cdot (10^{-13} \text{ cm})$.

Ich traue mich vorläufig aber nicht, etwas über diese Idee
zu publizieren und wende mich erst vertrauensvoll an Euch, liebe
Radioaktive, mit der Frage, wie es um den experimentellen Nachweis
eines solchen Neutrons stände, wenn dieses ein ebensolches oder etwa
10mal grösseres Durchdringungsvermögen besitzen würde, wie ein
gamma-Strahl.

Ich gebe zu, dass mein Ausweg vielleicht von vornherein
wenig wahrscheinlich erscheinen wird, weil man die Neutronen, wenn
sie existieren, wohl schon längst gesehen hätte. Aber nur wer wagt,
ganzheit und der Ernst der Situation beim kontinuierliche beta-Spektrum
wird durch einen Ausspruch meines verehrten Vorgängers im Amt,
Herrn Debye, beleuchtet, der mir kürzlich in Brüssel gesagt hat:
"O, daran soll man am besten gar nicht denken, sowie an die neuen
Steuern." Darum soll man jeden Weg zur Rettung ernstlich diskutieren.-
Also, liebe Radioaktive, prüfet, und richtet.- Leider kann ich nicht
persönlich in Tübingen erscheinen, da ich infolge eines in der Nacht
vom 6. zum 7. Dez. in Zürich stattfindenden Balles hier unabkömmlich
bin.- Mit vielen Grüssen an Euch, sowie an Herrn Baek, Euer
untertänigster Diener

ges. W. Pauli

Figura 2.1: «Certificado de nacimiento del neutrino»: Carta de Pauli a los participan-
tes en la conferencia en Tübingen (Pauli, 1930) [30].

realizado por C. Ellis y W. Wooster en 1927 [35]. Más tarde, Meitner y Orthmann [36] demostraron que los rayos γ no podían resolver este problema, lo que llevó a la idea de explicar la energía faltante con la existencia de una nueva partícula, lo cual nos retorna a las primeras líneas de este capítulo con la propuesta de W. Pauli (1930).

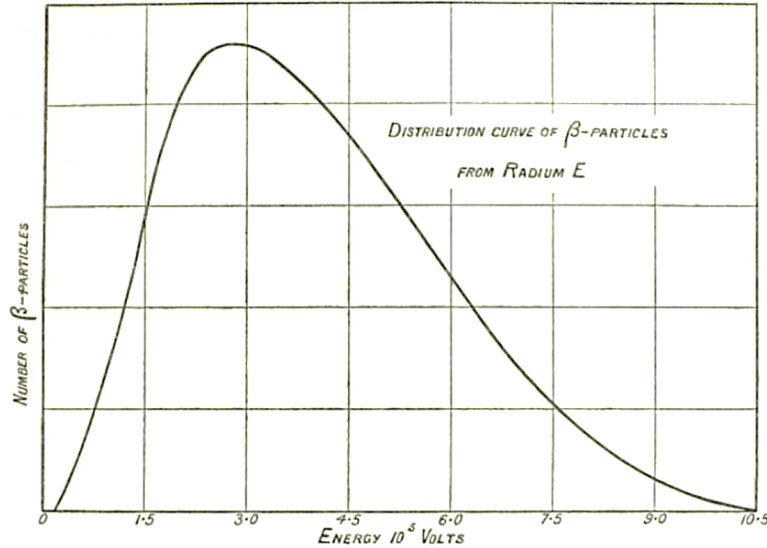


Figura 2.2: Espectro continuo de Energía de las partículas β , observada experimentalmente por de Ellis y Woster (original tomada de [36]).

De acuerdo con las observaciones de Pauli, esas partículas estarían dentro de los núcleos atómicos junto con los protones y los electrones y se liberarían al momento de decaer los núcleos atómicos; deberían de tener masa del orden de la masa de los electrones, tener espín semientero, ser eléctricamente neutras, tener como diez veces la potencia de penetración de los rayos gamma después de ser emitidas; la física de los neutrino explicaría los resultados experimentales dado que la suma de su energía más la energía del electrón permanecería como una constante; además, deberían explicar la conservación de la cantidad de movimiento angular en decaimientos nucleares, y la estadística seguida por los núcleos atómicos.

Así el estudio de la física del neutrino empezó, como evidencia experimental contundente y definitiva. A mediados de los años 70, los neutrinos fueron incluidos en el SM bajo las premisas de tener masa nula, carecer de carga eléctrica, experimentar únicamente la fuerza nuclear débil, ser distintos de sus antipartículas y la

existencia de tres familias con números leptónicos conservados por separado.

Conforme se ha profundizado en el conocimiento a lo largo del tiempo, la evidencia hoy en día indica que son partículas masivas con propiedades distintivas. La física de neutrinos se ha transformado en un campo muy activo, tanto desde el punto de vista experimental como del teórico, desde la confirmación experimental de que los neutrinos cambian de sabor a lo largo de su viaje. Es decir, que los neutrinos oscilan y por lo tanto son partículas masivas. Además, experimentos han establecido que solamente hay tres especies de neutrinos activos. Por otro lado, de los ajustes globales de los parámetros de oscilación, los ángulos de mezcla y las diferencias cuadradas de las masas entre los neutrinos están muy bien determinados.

Sin embargo, aun con toda la información que se tiene acerca de los neutrinos y sus propiedades, existen algunos desafíos experimentales y teóricos. Por ejemplo, todavía no se ha podido determinar:

- (a) el valor absoluto de la masa de los neutrinos³;
- (b) ¿cuál es la naturaleza de los neutrinos (si son partículas de Majorana o de Dirac)?
- (c) la jerarquía de la masa de los neutrinos;
- (d) el valor de la fase de violación CP en el sector leptónico.

2.2. Los neutrinos en el Modelo Estándar

El neutrino fue introducido en el SM como una partícula sin masa. Sin embargo, el estudio de las anomalías de los neutrinos solares y atmosféricos pusieron de manifiesto que los neutrinos cambiaban de sabor durante su propagación en un fenómeno conocido como oscilación de neutrinos. Luego de que el Premio Nobel de física en 2015 [37] fuera otorgado a Arthur McDonald y Takaaki Kajita por el descubrimiento de las oscilaciones de los neutrinos, no cabe duda de que los

³En la actualidad no existe ningún experimento que nos permita conocer el valor absoluto o escala de las masas de los neutrinos. De hecho, los experimentos de oscilaciones únicamente nos permiten determinar la diferencia de los cuadrados de las masas.

neutrinos son partículas masivas y en consecuencia sus propiedades electromagnéticas deberán ser distintas de cero [38–43]. No obstante, el SM nos ha enseñado mucho sobre el neutrino, aun mas cuando sus propiedades no se ajustan en su formalismo teórico.

Las masas de los neutrinos pueden ser obtenidas en el SM extendiendo el contenido de partículas, considerando a los neutrinos de mano derecha como singletes de $SU(2)$. La masa de Dirac para los neutrinos y los correspondientes acoplamientos de Yukawa pueden ser incluidos en la teoría de la misma manera que para todos los fermiones. De modo que la pequeñez de la masa de los neutrinos puede ser obtenida usando un valor pequeño de la constante de Yukawa [44].

2.2.1. Neutrinos masivos

En la teoría cuántica de campos, las partículas con espín semientero se describen con funciones de onda $\psi(x)$ con cuatro componentes (espinores) las cuales obedecen la ecuación de Dirac⁴. Las cuatro componentes independientes corresponden a las partículas y antipartículas con dos posibles proyecciones del espín $J_Z = \pm\frac{1}{2}$ equivalente a las dos helicidades $h = \pm 1$. Los neutrinos son leptones con espín $\frac{1}{2}$ (fermiones). Sin embargo, solo se han observado neutrinos izquierdos ($h = -1$) y antineutrinos derechos ($h = 1$). Por lo que la descripción de los neutrinos con dos componentes deberá, en principio, ser suficiente [45–48].

La ecuación de Dirac es una ecuación de onda relativista para partículas con masa m y espín $\frac{1}{2}$ dada por:

$$\left(i\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_k} - m\right)\psi = 0, \quad \mu = 0, 1, 2, 3. \quad (2.1)$$

en donde denota un espinor con cuatro componentes y son matrices de 4×4 de la forma:

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.2)$$

con σ_i igual a las matrices 2×2 de Pauli. Adicionalmente se define la matriz γ_5 que cumple con $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$ la cual es útil para definir a los operadores de

⁴Dirac desarrolló la ecuación de onda relativista para partículas con espín $\frac{1}{2}$ partiendo de la ecuación de Schrödinger y haciendo la corrección a la energía $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$.

proyección izquierda P_L y derecha P_R :

$$P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5), \quad (2.3)$$

con los cuales se define:

$$\psi_{L,R} \equiv P_{L,R}\psi, \quad (2.4)$$

Los eigenvalores ± 1 de γ_5 son las componentes quirales, izquierda y derecha, y $\phi_{L,R}$ son las proyecciones quirales de ϕ ; cualquier espinor puede describirse como la suma de sus proyecciones: $\psi = \psi_L + \psi_R$. En el caso $m = 0$, ϕ_L y ϕ_R están desacopladas y son eigenfunciones del operador de helicidad y es idéntica a la quiralidad. Por otro lado, para $m > 0$ no es posible desacoplar a los eigenespinores de quiralidad $\phi_{L,R}$ y la helicidad ya no es un buen número cuántico, no está fija. En una explicación más simple, un observador no podría cambiar de marco de referencia para observar a una partícula en movimiento sin masa por lo que su helicidad está fija; en el caso de una partícula masiva, existe un marco de referencia en el cual el momento de la partícula este invertido y por lo tanto su helicidad no es un invariante de Lorentz.

Sin embargo, en la teoría con dos componentes el espinor del neutrino ψ_ν en interacciones débiles cumple con la siguiente expresión:

$$\psi_\nu = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi = \psi_L, \quad (2.5)$$

lo que significa que un neutrino interactuante siempre es izquierdo mientras que un antineutrino es derecho. El Modelo Estándar predice neutrinos sin masa. Ahora bien, dado que se tiene prueba experimental de que los neutrinos son masivos, la teoría debe extenderse para incluir otros estados quirales en donde los neutrinos faltantes sean neutrinos estériles pues no interactúan vía los bosones W^+ , W^- , y Z^0 .

La ecuación de Dirac es deducible a partir de la ecuación de Euler-Lagrange para un Lagrangiano [49]:

$$\mathcal{L}_D = \bar{\psi} \left(i\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} - m_D \right) \psi, \quad (2.6)$$

en donde el primer término corresponde a la energía cinética y el segundo es el término de masa de Dirac:

$$\mathcal{L}_D^{masa} = m_D \bar{\psi} \psi = m_D (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L), \quad (2.7)$$

Para producir este término de masa se requiere de neutrinos de Dirac izquierdos y derechos. Como ya se ha mencionado la evidencia experimental dice otra cosa. Existen otros métodos de añadir la masa de los neutrinos en el modelo⁵. Mientras que la carga puede diferenciar entre partículas y antipartículas dentro de los fermiones del SM, no lo es así en el caso de los neutrinos. Si una partícula y su antipartícula no son idénticas entonces se le llama partícula de Dirac; si una partícula y su antipartícula son idénticas entonces se les llama partículas de Majorana. Luego, si $\psi(x)$ es el campo espinorial de un neutrino de Majorana libre entonces su correspondiente campo conjugado de carga ψ^C es indistinguible de ψ .

Ettore Majorana propuso entonces el término de masa [50]:

$$\mathcal{L}_M^{masa} = m (\bar{\psi}_L)^C \psi_L, \quad (2.8)$$

En la base de Majorana $\psi_L^C \equiv i\psi^*$. Majorana se dio cuenta que $(\psi_L)^C \equiv i(\psi_L)^*$ tiene quiralidad derecha por lo que $\psi = \psi_L + (\psi_L)^*$ lo cual satisface la condición de Majorana $\psi^C = \psi$.

Por lo tanto, si no se incluyen neutrinos adicionales, los únicos términos de masa posibles son los términos de Majorana y, por lo tanto, se violaría el número leptónico. Esto es equivalente a violar la simetría $B - L$, que es la única simetría de norma libre de anomalías que contiene la combinación de estos dos números. Entonces, se deben incluir nuevos bosones de Higgs (tripletes) que violen $B - L$ en las interacciones [21].

2.3. Masa y mezcla de neutrinos

Los experimentos con neutrinos solares, atmosféricos, reactores y aceleradores han proporcionado evidencias convincentes de oscilaciones de neutrinos causadas por masas de neutrinos distintos de cero y mezcla de neutrinos. Los datos implican la existencia de mezcla de tres neutrinos en el vacío.

A excepción de los neutrinos, todos los fermiones en el Modelo Estándar original consisten en campos quirales, derecho e izquierdo. Por lo tanto, para introducir

⁵En la Secc. 2.3 se aborda con mayor detalle la masa de los neutrinos de Dirac, ya que son las partículas que consideramos para el presente trabajo.

masas de neutrinos es sencillo agregar tres nuevos neutrinos diestros al contenido de partículas del SM. En analogía con los otros fermiones diestros del SM, se supone que son singletes $SU(2)_L$. Como los neutrinos son eléctricamente neutros, esto implica una hipercarga cero, lo que los convierte en singletes SM totales.

Cuando se introducen estos campos de neutrinos diestros ν_R , inmediatamente conduce a los términos adicionales en los lagrangianos:

$$\mathcal{L}^D = - \sum_{\alpha,\beta=e,\mu,\tau} Y_{\alpha,\beta} \bar{L}_\alpha \bar{\phi} \nu_{\beta R} + h.c., \quad (2.9)$$

$$\mathcal{L}^M = \frac{1}{2} \sum_{\alpha,\beta=e,\mu,\tau} M_{\alpha\beta}^R \bar{\nu}_{\alpha R}^c \nu_{\beta R} + h.c., \quad (2.10)$$

donde \bar{L}_α son los leptones dobles del SM, $Y_{\alpha\beta}$ son las matrices de los acoplamientos de Yukawa, $M_{\alpha\beta}^R$ es la matriz de masa de Majorana para los neutrinos diestros y $\bar{\phi} = i\sigma_2\phi^*$ usando el doblete de Higgs y la segunda matriz de Pauli σ_2 . El superíndice c denota el campo conjugado de carga definido por $\nu^c = C\bar{\nu}^T$ con la matriz de conjugación de carga C .

Después de la ruptura de la simetría electrodébil, la Ec.(2.9) induce masas de neutrinos de Dirac, mientras que la Ec. (2.10) es un término masivo de Majorana para los neutrinos diestros. Tomando en cuenta que la Ec. (2.10) viola la conservación total del número de leptones, uno de los principios del Modelo Estándar. En principio, se podría forzar la ausencia del término de masa Majorana al imponer la conservación total del número de leptones. En este caso, los neutrinos son del tipo Dirac como se discutirá en la Sec. 2.3.1. Sin embargo, no existen argumentos convincentes para exigir a priori la conservación del número de leptones. La presencia de una masa de neutrinos diestros de Majorana proporciona un mecanismo interesante y popular para explicar la pequeñez de la masa de neutrinos.

Si solo se considera los campos de neutrinos en el SM, como en el lagrangiano, se estaría considerando que son partículas sin masa algo que experimentalmente es incorrecto. La hipótesis de la mezcla de neutrinos se basa en la suposición de que en el Lagrangiano total existe un término de masa de neutrinos, que no conserva los números leptónicos.

2.3.1. Neutrinos de Dirac

Al asumir la conservación total del número de leptones, la interacción del sector de Yukawa Ec. (2.9), es la única fuente de masa de neutrinos. Entonces para que se produzca ruptura espontánea de simetría es necesario que el valor esperado del campo de Higgs en el vacío sea no nulo $\langle \phi^0 \rangle = v/\sqrt{2}$. Así, la Ec. (2.9) contiene los términos de masa para los neutrinos:

$$\mathcal{L}^D \supset \sum_{\alpha, \beta=e, \mu, \tau} \overline{\nu_{\alpha R}} M_{\alpha\beta}^D \nu_{\beta R} + h.c., \quad (2.11)$$

donde la matriz de masa esta dada por $M_{\alpha\beta}^D = v/\sqrt{2}Y_{\alpha\beta}$. La diagonalización de la matriz de masa se logra mediante matrices de transformación unitarias U^L , U^R de tal manera que M^D queda diagonalizada, *i.e.* $(U^{L\dagger} M^D U^R)_{ij} = \delta_{ij} m_{\nu_i}$. Por lo tanto, la transformación del campo de neutrinos dentro de la base de los autoestados de masa ν_1, ν_2, ν_3 queda dada por:

$$\nu_{\alpha L/R} = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k}^{L/R} \nu_{k L/R}, \quad (2.12)$$

lo que lleva a:

$$-\mathcal{L}_m^D = \sum_{i=1}^3 m_{\nu_i} \overline{\nu_{iL}} \nu_{iR} + h.c. = \sum_{i=1}^3 m_{\nu_i} \overline{\nu}_i \nu_i, \quad (2.13)$$

con el campo de Dirac $\nu_i = \nu_{iL} + \nu_{iR}$.

De manera similar, la diagonalización de la matriz de masa del campo de los leptones cargados $\ell' = e', \mu', \tau'$ da la transformación:

$$\ell'_{L/R} = \sum_{\ell=e, \mu, \tau} V_{\ell} \ell_{L/R}, \quad (2.14)$$

tal que en la base de los autoestados de masas e, μ, τ de la matriz de masas de leptones cargados es diagonal. En la interacción electrodébil de corriente neutra, las matrices de transformación se cancelan entre sí debido a su unitaridad. El

único término en el Lagrangiano diagonalizado, donde aparecen esas matrices de transformación es el acoplamiento de la corriente cargada, lo que significa:

$$\mathcal{L}_{CC} = \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{\ell}_L \gamma^\mu \nu_{\ell L} + h.c., \quad (2.15)$$

$$= \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \sum_{k=1}^3 \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{\ell}_L \gamma^\mu U_{\ell k} \nu_{kL} + h.c., \quad (2.16)$$

La matriz en el espacio de sabor $U = V^{L\dagger} U^L$ es conocida como matriz de mezcla Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) [51, 52]. Dado que el único efecto físico de la mezcla está en el acoplamiento de corriente cargada, es conveniente trabajar de forma tal que la masa de leptones cargados sea diagonal. La mezcla se considera presente solo en los campos de neutrinos. Por lo tanto, se definen los estados de sabor de neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ de tal manera que la interacción de la corriente cargada tome la forma simple de la Ec. (2.15) con el acoplamiento directo de los campos leptónicos cargados e, μ, τ . La matriz de masa de neutrinos escrita en esta base no es diagonal. La realización de la transformación en los estados propios de la masa a través de la matriz PMNS de acuerdo con $\nu_\alpha = U_{\alpha i} \nu_i$ lo que da como resultado una masa diagonal, pero luego en la matriz PMNS aparece en el acoplamiento de la corriente cargada.

Como la matriz PMNS es una matriz unitaria de 3×3 , se puede parametrizar mediante tres ángulos de rotación y seis estados fase complejos (nueve grados de libertad). Excepto por el término de la corriente cargada, donde la matriz PMNS está presente, el resto de Lagrangiano es invariante bajo un cambio de fase global de los campos de leptones cargados. Por lo tanto, cinco de aquellos parámetros reales pueden ser absorbidos como fases de los campos de leptones, por ello la matriz PMNS puede ser plenamente descrita por cuatro parámetros libres. La matriz PMNS es más comúnmente parametrizada por la mezcla de tres ángulos (θ_{12}, θ_{23} , y θ_{13}) y un ángulo de fase única llamado δ_{CP} relacionado con la violación de la carga-paridad, así se puede llegar a la parametrización [41, 46]:

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix}, \quad (2.17)$$

donde $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ y $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$.

2.3.2. Neutrinos de Majorana

Sin la suposición de la conservación total del número de leptones, el SM extendido por neutrinos diestros introduce el término de masa Majorana en la Ec.(2.10), Es necesario tener en cuenta que los números cuánticos del campo de neutrinos zurdos no permiten un término análogo para la masa Majorana. En esta breve discusión sobre las masas de neutrinos de Majorana, nos atenemos a la extensión mínima del SM que consiste solo en agregar neutrinos diestros. Así, los dos términos lagrangianos de las Ecs. (2.10) y (2.11), pueden reescribirse como [53]:

$$\mathcal{L}^D + \mathcal{L}^M \supset -\frac{1}{2}\overline{N}_L^c \begin{pmatrix} 0 & M^{D^T} \\ M^D & M^R \end{pmatrix} N_L + h.c., \quad (2.18)$$

Para diagonalizar la matriz de masa (2.57) es necesario hacerlo por bloques mediante una transformación unitaria, asumiendo que los términos de masa de Majorana son mucho mas grandes que los términos de masa de Dirac. Esta suposición es razonable, ya que M^D se genera después del rompimiento de la simetría electrodébil a baja escala, mientras que el M^R podría estar relacionado a una escala de alta energía. La diagonalización produce una matriz de masa de Majorana de 3×3 (con M_l y M_h) [53]:

$$M_l = -M^{D^T} (M^R)^{-1} M^D, \quad M_h = M^R. \quad (2.19)$$

De esta manera, se obtienen tres neutrinos de Majorana ligeros, siendo sus masas los eigenvalores de M_l y tres neutrinos Majorana pesados con la matriz de masa M_h . Es importante señalar que el mecanismo presentado aquí proporciona una explicación razonable de la pequeñez de las tres masas de neutrinos zurdos simplemente asumiendo que las masas de los neutrinos diestros M^R son mucho más grandes que la escala electrodébil. Por lo tanto, el valor de M_l puede ser inducido a la escala $sub - eV$. Este mecanismo es conocido como *seesaw* [54].

En consecuencia, el término de masa efectiva para los neutrinos zurdos viene dado por:

$$\mathcal{L}_{eff}^M = -\frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta=e, \mu, \tau} (M_l)_{\alpha\beta} \overline{\nu}_{\alpha L}^c \nu_{\beta L} + h.c. \quad (2.20)$$

La diagonalización se logra mediante una matriz de transformación unitaria \tilde{U} tal que $(\tilde{U}^T M_l \tilde{U})_{ij} = \delta_{ij} m_{\nu_i}$ lo que da como resultado:

$$\mathcal{L}_{eff}^M = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 (m_{\nu_i}) \overline{\nu_{iL}^c} \nu_{iL} + h.c. = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 m_{\nu_i} \overline{\nu_i^c} \nu_i, \quad (2.21)$$

donde se ha definido el campo de neutrinos de Majorana $\nu_i = \nu_{iL} + \nu_{iL}^c$ con la propiedad $\nu_i^c = \nu_i$ lo que implica que es su propia antipartícula. Análogamente al caso de los neutrinos de Dirac la matriz de mezcla para los neutrinos de Majorana esta dada por $U = V^{L\dagger} \tilde{U}$ y aparece en la interacción de corrientes cargadas.

2.4. Oscilación de neutrinos

Con lo anterior, se deduce que la presencia de una masa de neutrinos distinta de cero da como resultado la mezcla de la masa de neutrinos y los estados propios del sabor, un neutrino con sabor inicial α puede sufrir una transformación a un estado de sabor β conforme avanza en su trayectoria. Esto se conoce como oscilaciones de neutrinos. A su vez, la observación de las oscilaciones de neutrinos proporciona una prueba de que los neutrinos transportan masa. En 2015, Takaaki Kajita de la Super-Kamiokande Collaboration [55] y Arthur B. McDonald del Sudbury Neutrino Observatory (SNO) [56] Collaboration recibió conjuntamente el premio Nobel por el descubrimiento de las oscilaciones de neutrinos [37]. A continuación, discutimos brevemente el concepto de oscilaciones de neutrinos, ya que los efectos de oscilación juegan un papel en la comprensión de los observables físicos del MM. Consideramos una fuente de neutrinos que produce neutrinos de sabor α en alguna distancia L de un detector, el cual es sensible a los neutrinos entrantes de sabor β . La probabilidad de la transición de sabor $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ en el vacío puede calcularse de acuerdo con:

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_{i=1}^3 \sum_{\gamma=e,\mu,\tau} \langle \nu_\beta | U_{\alpha i}^* e^{itE_i} U_{\gamma i} | \nu_\gamma \rangle \right|^2. \end{aligned} \quad (2.22)$$

Los estados de sabor de neutrinos no son estados propios del hamiltoniano. Por lo tanto, el campo de neutrinos debe transformarse en la base de masa y viceversa, produciendo dos inserciones de la matriz PMNS (2.17). Esta propiedad hace que la probabilidad de detectar el neutrino en un cierto estado de sabor oscile con el tiempo. La probabilidad ahora puede simplificarse aún más usando $\langle \nu_\beta | \nu_\gamma \rangle = \delta_{\beta\gamma}$ y suponiendo un neutrino relativista $t \approx L$, del mismo modo que se define el tres-momentos que es el mismo para todas las masas contribuyentes estados propios. Usando esta suposición, se puede escribir la energía de neutrinos aproximadamente como:

$$E_i \approx |\mathbf{p}| + \frac{m_i^2}{2\mathbf{p}} \approx |\mathbf{p}| + \frac{m_i^2}{2E}. \quad (2.23)$$

Así:

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} &= \left| \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* e^{-iLE_i} U_{\beta i} \right|^2 \\ &= \left| \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* e^{-iL|\mathbf{p}|} e^{-iL \frac{m_j^2}{2E}} e^{-iL \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}} U_{\beta i} \right|^2 \\ &= \left| \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* e^{-iL \frac{\Delta m_{i1}^2}{2E}} U_{\beta i} \right|^2, \end{aligned} \quad (2.24)$$

donde $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$. El resultado de esta derivación simplificada de la probabilidad de oscilación concuerda con el tratamiento correcto que explica la propagación del momento del neutrino y utiliza el formalismo teórico de campo cuántico completo [21, 41].

Los experimentos generalmente no son sensibles a todas las fases de oscilación $\Delta m_{ij}^2 L / (2E)$ simultáneamente. La mejor sensibilidad se logra para $\Delta m_{ij}^2 L / (2E) \sim \mathcal{O}(1)$. Si, en cambio, $\Delta m_{ij}^2 L / (2E) \gg 1$, la oscilación se promedia para que el patrón de oscilación no se pueda detectar debido a la resolución finita del detector. Un experimento con $\Delta m_{ij}^2 L / (2E) \ll 1$, por otro lado, no pudo medir las transiciones de sabor en absoluto. Supongamos, por ejemplo, que $\Delta m_{21}^2 L / (2E) \ll 1$ mientras que $\Delta m_{31}^2 L / (2E) \approx \Delta m_{32}^2 L / (2E) \sim \mathcal{O}(1)$. Esto es razonable, ya que las diferencias

de cuadrados de masa realmente satisfacen $|\Delta m_{21}^2| \ll |\Delta m_{21}^2| \approx |\Delta m_{32}^2|$. Por lo tanto, la probabilidad de oscilación toma la forma simple [46]:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \approx 4 |U_{\alpha 3}|^2 |U_{\beta 3}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right), \quad (2.25)$$

este caso es aplicable para experimentos atmosféricos, aceleradores y reactores. La cantidad $\Delta m_{31}^2 \sim 10^{-3} \text{eV}^2$ es también llamada diferencia de masa atmosférica al cuadrado.

Para concluir esta breve discusión sobre las oscilaciones de neutrinos, es preciso señalar que en las últimas décadas se han desarrollado muchos experimentos de neutrinos en los que se han determinado los parámetros de oscilación con buena precisión.

2.5. Propiedades electromagnéticas de los neutrinos

En muchas extensiones del Modelo Estándar, que tienen en cuenta las masas de neutrinos y las mezclas, los neutrinos adquieren propiedades no triviales que, por lo tanto, permiten interacciones electromagnéticas directas de los neutrinos con campos electromagnéticos y otras partículas. Las características electromagnéticas más estudiadas y comprendidas entre los neutrinos son los momentos magnéticos.

Aunque desde el momento de su invención, Pauli expuso la posibilidad de que el neutrino tuviera un momento magnético asociado, fue hasta muchas décadas después que a través del estudio sistemático de sus propiedades electromagnéticas se inició con la demostración, en el marco del SM extendido con la inclusión de neutrinos de quiralidad derecha, que el momento magnético de un neutrino masivo es distinto de cero y su valor es proporcional a su masa [38]:

$$\mu_\nu = \frac{3eG_F m_\nu}{8\sqrt{2}\pi^2} = 3 \times 10^{-19} \mu_B \times \left(\frac{m_\nu}{1\text{eV}} \right), \quad (2.26)$$

con $\mu_B = e/2m$ (magnetón de Bohr).

Las propiedades de esta pequeña pero sorprendente partícula, son importantes porque representan una ventana para la física más allá del SM (BSM), primero un

neutrino masivo tiene propiedades electromagnéticas distintas de cero, y segundo, porque las interacciones electromagnéticas de los neutrinos predicen efectos que pueden conducir a nuevos fenómenos [43]. Para el estudio detallado de la física del neutrino y de sus propiedades electromagnéticas, se consultó una extensa literatura [40, 43, 48, 53, 57–62].

2.5.1. Factores de forma electromagnéticos

2.5.1.1. Una aproximación general

Las propiedades electromagnéticas de los fermiones aparecen en teoría cuántica de campos con su interacción con el fotón, para lo cual se debe considerar el vértice mostrado en la Fig. 2.3.

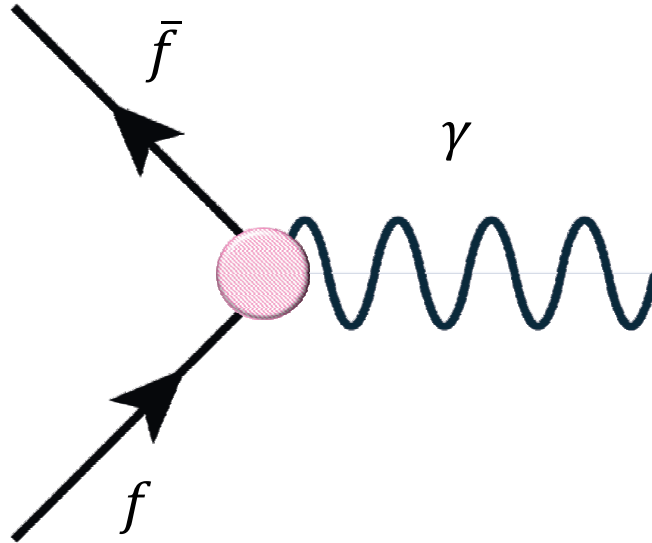


Figura 2.3: *Vértice electromagnético efectivo para $f \rightarrow \bar{f}\gamma$.*

Para analizar el vértice de la Fig. 2.3, es necesario estudiar la estructura de Lorentz más general, la cual contiene veinticuatro términos independientes, los cuales son combinaciones de los cuadvectores q^μ , l^μ y las matrices de Dirac donde hemos definido $q^\mu = p_2^\mu - p_1^\mu$ y $l^\mu = p_2^\mu + p_1^\mu$, donde:

$$\begin{aligned}
\mathbb{I} &: q^\mu, l^\mu, \\
\gamma^\mu &: \gamma^\mu, l^\mu \not{l}, l^\mu \not{q}, q^\mu \not{l}, q^\mu \not{q}, \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}, \\
\gamma_5 &: \gamma_5 q^\mu, \gamma_5 l^\mu, \\
\sigma_{\mu\nu} &: \sigma_{\mu\nu} l^\nu, \sigma_{\mu\nu} q^\nu, l^\mu \sigma^{\alpha\beta} l_\alpha q_\beta, q^\mu \sigma^{\alpha\beta} l_\alpha q_\beta, \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \sigma_{\alpha\beta} l_\nu, \\
&\quad \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \sigma_{\alpha\beta} q_\nu, l^\mu \epsilon^{\mu\nu\delta\sigma} \sigma_{\alpha\beta} l_\delta q_\sigma, q^\mu \epsilon^{\mu\nu\delta\sigma} \sigma_{\alpha\beta} l_\delta q_\sigma, \\
\gamma_5 \gamma_\mu &: \gamma_5 \gamma^\mu, \gamma_5 l^\mu \not{l}, \gamma_5 l^\mu \not{q}, \gamma_5 q^\mu \not{l}, \gamma_5 q^\mu \not{q}, \gamma_5 \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \gamma_\nu l_\alpha q_\beta.
\end{aligned} \tag{2.27}$$

Para fermiones cargados, hay diagramas de esta forma aún a nivel árbol, ya que el lagrangiano básico de interacción contiene un término que se escribe como:

$$\mathcal{L}_{EM} = j^m u A_\mu = -Q_f \bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu, \tag{2.28}$$

donde Q_f es la carga de la partícula en unidades de e (quark, leptón, hadrón), γ^μ son las matrices de Dirac, $\bar{\psi}(x)$ es el campo de espinor, A_μ representa el campo de bosón de norma electromagnético (fotón) y $j^m u = -e Q_f \bar{\psi}(x) \gamma^\mu$, la 4-corriente.

Considerando un elemento matricial de corriente electromagnética:

$$J_\mu^{EM} = e \sum_f Q_f \bar{f}(p_1, \lambda) \gamma_\mu f(p_2, \lambda'), \tag{2.29}$$

entre el estado fermiónico inicial $f(p_1, \lambda)$ y un estado final $f(p_2, \lambda')$ el cual puede ser representado como:

$$\begin{aligned}
\langle f(p_1, \lambda) | J_\mu^{EM} | f(p_2, \lambda') \rangle &= e^{-i(p_2 - p_1)x} \langle f(p_1, \lambda) | J_\mu^{EM}(0) | f(p_2, \lambda') \rangle \\
&= \bar{u}(p_1, \lambda) \Gamma_\mu(l, q) u(p_2, \lambda')
\end{aligned} \tag{2.30}$$

donde $q^\mu = p_2^\mu - p_1^\mu$, $l^\mu = p_2^\mu + p_1^\mu$ y Γ_μ es una matriz actuando sobre los espinores⁶, la cual debe cumplir las siguientes condiciones:

- **Covarianza de Lorentz**, dado que J_μ^{EM} es un vector de Lorentz, entonces Γ_μ debe ser un tensor.

⁶Para construir la matriz 4×4 que representa $\Gamma_\mu(q)$ consideramos $\{q_\mu, l_\mu\}$, $\{1, \gamma_5, \gamma_\mu, \gamma_5 \gamma_\mu, \sigma_{\mu\nu}\}$, el tensor métrico $g^{\mu\nu}$ y el tensor antisimétrico de Pauli-Lubanski $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$. Adicionalmente es necesario tener en cuenta las identidades de Gordon.

- **Hermiticidad**, esta segunda condición implica que $J_\mu^{\dagger EM} = J_\mu^{EM}$ lo que implica:

$$\langle f(p_1, \lambda) | J_\mu^{EM} | f(p_2, \lambda') \rangle = \langle f(p_2, \lambda') | J_\mu^{EM} | f(p_1, \lambda) \rangle^* \quad (2.31)$$

entonces:

$$\Gamma_\mu(l, q) = \gamma^0 \Gamma_\mu^\dagger(l, -q) \gamma^0 \quad (2.32)$$

donde $\bar{f} = f^\dagger \gamma^0$.

- **Invarianza de Gauge**, finalmente tenemos la conservación de la corriente:

$$\partial_\mu J_\mu^{EM} = 0 \quad (2.33)$$

la cual puede ser escrita como

$$q^\mu \bar{u}(p_1, \lambda) \Gamma_\mu(l, q) u(p_2, \lambda') = 0 \quad (2.34)$$

La expresión más general para el vértice puede ser escrita como:

$$\begin{aligned} i\Gamma_\mu(p_1, P_2) = & ie \left[\gamma^\mu (A_1 + A_2 \gamma_5) + (iA_3 + A_4 \gamma_5) \sigma^{\mu\nu} q_\nu + (iA_5 + A_6 \gamma_5) q^\mu \right. \\ & \left. + (A_7 + iA_8 \gamma_5) l^\mu + (A_9 + iA_{10} \gamma_5) \sigma^{\mu\nu} l_\nu + \dots \right]. \end{aligned} \quad (2.35)$$

Las amplitudes escalares A_i , son en general funciones de los productos escalares independientes que se pueden construir con los vectores p_1, p_2 , *i.e.*, $A_i(p_2^2, p_1^2, q)$. Se ha introducido la constante e para que los acoplamientos queden normalizados a los de la electrodinámica cuántica. Si se tiene que los dos fermiones están *on-shell*, lo cual es equivalente a decir que $l^2 = m^2$, la ecuación de Dirac permite eliminar los términos A_7, A_8, A_9 y A_{10} debido a que no son independientes, así:

$$i\Gamma_\mu(p_1, P_2) = ie \left[\gamma^\mu (A_1 + A_2 \gamma_5) + (iA_3 + A_4 \gamma_5) \sigma^{\mu\nu} q_\nu + (iA_5 + A_6 \gamma_5) q^\mu \right]. \quad (2.36)$$

si adicionalmente se tiene en cuenta que el bosón vectorial V también está *on-shell*, su polarización⁷ satisface que $q^\mu \epsilon^\mu = 0$. Así entonces, los términos A_5 y A_6 no contribuyen y el vértice queda como:

$$i\Gamma_\mu(p_1, p_2) = ie \left[\gamma^\mu (A_1 + A_2 \gamma_5) + (iA_3 + A_4 \gamma_5) \sigma^{\mu\nu} q_\nu \right]. \quad (2.37)$$

⁷Una partícula masiva de spin 1 y de momento p_μ , como el fotón, tiene tres grados de libertad de polarización ϵ^μ , donde $\epsilon^\mu(p)$ es denominado vector de polarización, este vector tiene el rol de la parte espinorial de la función de onda del fotón. Al aplicar la condición de Lorentz

Dado que en nuestro caso $V = \gamma$, la invariancia de gauge $U(1)$ impone la conservación de la corriente, *i.e.*, $q_\mu \Gamma^\mu = 0$, así entonces, para los fermiones *on-shell* tenemos que estos son idénticos ($m = m_1 = m_2$) y la amplitud adimensional A_i solo va a depender de la variable cinemática q^2 , con lo cual se puede escribir $A_i = A_i(q^2)$ y la expresión general para el vertice $\Gamma_\mu(l, q)$ será:

$$\begin{aligned} \Gamma_\mu(l, q) = & F_Q(q^2) \gamma_\mu + F_M(q^2) i\sigma^{\mu\nu} q^\nu \gamma_5 + F_E(q^2) \sigma^{\mu\nu} q^\nu \gamma_5 \\ & + F_A(q^2) (q^2 \gamma_\mu - q_\mu \not{q}) \gamma_5. \end{aligned} \quad (2.38)$$

Donde se define $F_Q(q^2)$ como el término asociado al factor de forma eléctrico o de carga eléctrica, $F_M(q^2)$ es el término correspondiente al momento dipolar magnético (MM), $F_E(q^2)$ es el elemento asociado al momento dipolar eléctrico (EDM) y finalmente, $F_A(q^2)$ es el término del momento anapolar [58].

De la relación anterior hay tres puntos interesantes:

- $\Gamma_\mu(l, q)$ solo depende de q_μ y no de l_μ , lo cual es debido a la invariancia traslacional,
- debido a la condición de hermiticidad, los factores de forma son reales e invariantes de Lorentz,
- solo existe una cantidad independiente q^2 , que es invariante de Lorentz y de la cual dependen los factores de forma, pudiendose escribir $\Gamma_\mu(l, q) = \Gamma_\mu(q)$.

Para analizar el significado físico de los factores de forma, partiremos de la solución de la ecuación de Dirac en un campo magnético externo. Al considerar el $\overline{\partial_\mu A^\mu} = 0$ obtenemos una restricción del vector de polarización:

$$\begin{aligned} \partial_\mu A^\mu &= 0 \\ \partial_\mu \left[e^{-ip_\mu x^\mu} \epsilon^\mu(p) \right] &= 0 \\ (-ip_\mu) e^{-ip_\mu x^\mu} \partial_\mu \epsilon^\mu + e^{-ip_\mu x^\mu} \epsilon^\mu &= 0 \end{aligned}$$

debido a que $\partial_\mu \epsilon^\mu(p) = 0$ dado que $\epsilon^\mu(p)$ es una función del momento y por lo tanto no depende de x^μ así entonces:

$$\partial_\mu \left[e^{-ip_\mu x^\mu} \epsilon^\mu(p) \right] = (-ip_\mu) e^{-ip_\mu x^\mu} \epsilon^\mu$$

dado que la exponencial puede ser diferente de cero, la única forma de asegurar la igualdad es $p_\mu \epsilon^\mu(p) = 0$.

límite no relativista (NR), *i.e.* $q^2 = 0$, el factor de forma de carga eléctrica será:

$$F_Q(0) = e, \quad (2.39)$$

el cual aparece en el Hamiltoniano de interacción como:

$$H_{int}^{NR}[F_Q] = F_Q(0) A_0 = e\Phi, \quad (2.40)$$

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

Se define $F_M(0)$ como el momento magnético de la partícula, el cual se denota generalmente como μ :

$$\vec{\mu} = \frac{e\hbar}{2m_0c} \vec{\sigma} = \frac{e}{m_0c} \vec{S}, \quad (2.41)$$

y \vec{S} es el momento angular. Así mismo, podemos definir el momento magnético total como:

$$\mu_{Tot}^{\vec{}} = \frac{e}{2M} (g_l \vec{L} + g_s \vec{S}) = \frac{m_e}{M} \mu_B (g_l \vec{l} + g_s \vec{s}), \quad (2.42)$$

donde μ_B se define como el magnetón de Bohr:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c}. \quad (2.43)$$

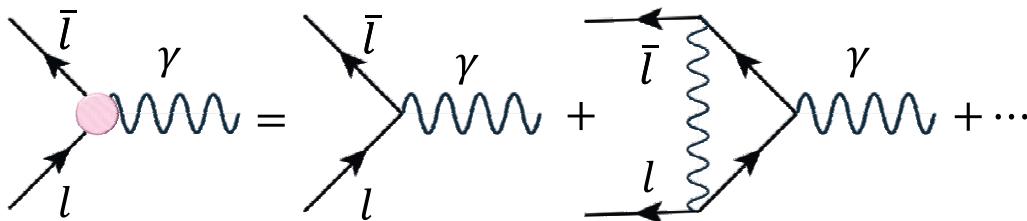


Figura 2.4: *Expansión del vértice de interacción.*

En el caso particular del electrón $g_l = 1$ y $g_s = 2$. Sin embargo, al introducir correcciones radiativas como las realizadas en la Fig. 2.4, el momento magnético es corregido, de tal manera que tenemos un nuevo factor de Landé:

$$\mu = \frac{e\hbar}{2m} (1 + a), \quad (2.44)$$

donde

$$a = \frac{g_s - 2}{2}. \quad (2.45)$$

Por lo tanto el primer término en teoría de perturbaciones corresponde a la predicción de la ecuación de Dirac para $g_s = 2$, los términos restantes son las correcciones radiativas a diversos ordenes, donde a es un término adimensional, también llamado *anómalo*.

Al igual que el F_Q , el MM aparece en el Hamiltoniana de interacción como:

$$H_{int}^{NR}[F_M] = -\mu\vec{\sigma} \cdot \vec{B}, \quad (2.46)$$

donde \vec{B} es el campo magnético. La aparición de un término de momento magnético anómalo en el SM, es una consecuencia del rompimiento espontáneo de la simetría a través de mecanismo de Higgs. El cual dota de masa a las partículas físicas y permite procesos de cambio de helicidad, como las transiciones del momento magnético anómalo. En cualquier teoría renormalizable, el término de momento magnético anómalo puede desaparecer a nivel árbol, lo cual significa también, que no hay parámetros libres asociados con este y por lo tanto sería una predicción finita de la teoría de perturbaciones a orden superior.

Las correcciones radiativas a nivel árbol del vértice fermión-fotón también permiten introducir el tercer factor de forma F_E . Este se asocia al momento dipolar eléctrico, el cual surge si hay violación de las simetrías discretas de paridad y reversión temporal (ambas violadas por las interacciones débiles). El valor de este factor ha sido medido como cero para cualquier valor de q^2 o para cualquier partícula. Lo cual no es sorprendente, ya que de hecho se espera que este factor sea muy pequeño⁸.

La interacción efectiva la podemos escribir como:

$$\delta\mathcal{L}_{efectivo}^{F_E} = -\frac{d_f}{2}\bar{\psi}(x) i\sigma_{\mu\nu}\gamma_5\psi(x) F_{\mu\nu}(x) \quad (2.47)$$

⁸Existe evidencia indirecta que indica que la violación ocurre en la naturaleza, sin embargo como dijimos este valor sería muy pequeño.

donde d_f es el momento dipolar eléctrico. En el límite no relativista, la Ec. (2.47) se puede escribir como:

$$\delta\mathcal{L}_{efectivo}^{F_E} \Rightarrow H_{int}^{NR}[F_E] \simeq d_f \vec{\sigma} \cdot \vec{E}. \quad (2.48)$$

En el marco de referencia de la teoría cuántica de campos, donde la simetría **CPT** es conservada, la violación de **T** implica una violación directa de la simetría **CP**, siendo pequeña. Por esta razón el EDM es mucho menor que el MM.

Finalmente, el factor de forma $F_A(q^2)$ es llamado momento anapolar, el cual corresponde a una interacción efectiva:

$$\delta\mathcal{L}_{efectivo}^{F_A} = -\frac{e_l a_l}{4m_l} \bar{\psi}(x) \sigma_{\mu\nu} \psi(x) F_{\mu\nu}(x) \quad (2.49)$$

donde a_l es el MM del leptón correspondiente. En el límite clásico de baja energía la Ec. (2.49) es:

$$\delta\mathcal{L}_{efectivo}^{F_A} \Rightarrow H_{int}^{NR}[F_A] \simeq -\frac{e_l a_l}{2m_l} \vec{\sigma} \cdot \vec{B} \propto F_A(0) \left[\nabla \times \vec{B} - \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right]. \quad (2.50)$$

El factor de forma anapolar F_A es una cantidad adimensional con características inusuales. En primer lugar este acople al fotón viola paridad pero preserva reversión temporal. También en la Ec. (2.50) se puede observar como esta se hace cero a menos que $\vec{J} \neq 0$, lo que equivale a decir que las fuentes de los campos eléctrico y magnético deben ser diferentes de cero. Esto implica que el acople del momento anapolar a un campo electromagnético externo, es relevante solo en la materia.

Si consideramos el acoplamiento de un fotón a un fermión, el acople anapolar es cero si el fotón es real (en el caso *on-shell* $q^2 = 0$ y $\epsilon_\mu q^\mu = 0$). Por lo tanto, en los procesos como el Bremsstrahlung el término F_A es virtual entre dos fermiones, el momento anapolar podría contribuir al proceso. Como en el caso de F_E no tenemos evidencia experimental directa para F_A . La razón es de nuevo la búsqueda de la violación de una de las simetrías discretas, si suponemos que F_A viola paridad y dicha violación no es tan pequeña como la que se presenta con la violación de la reversión temporal, en procesos reales como $ep \rightarrow ep$ donde los factores de forma son medidos. La violación de la paridad a través de F_A puede interferir con una violación de la paridad originada directamente mediante la interacción

débil. Lo cual implica una manifestación física del momento anapolar, que puede ocurrir en procesos tales como la dispersión de electrones en la cual se involucre el intercambio de un bosón Z^0 o de un fotón.

2.5.1.2. Factores de forma electromagnéticos para los neutrinos

Para fermiones neutros como el neutrino, los factores de forma electromagnéticos no existen a nivel árbol debido a que los neutrinos no tienen carga eléctrica. Sin embargo, como se describió en la Secc. 2.5.1.1 las interacciones solo aparecen por lazos o loops mediante cálculos perturbativos. Incluso Pauli propuso que el neutrino tendría un momento magnético menor a $0.02\mu_B$ debido a la ausencia de interacciones con la materia [30].

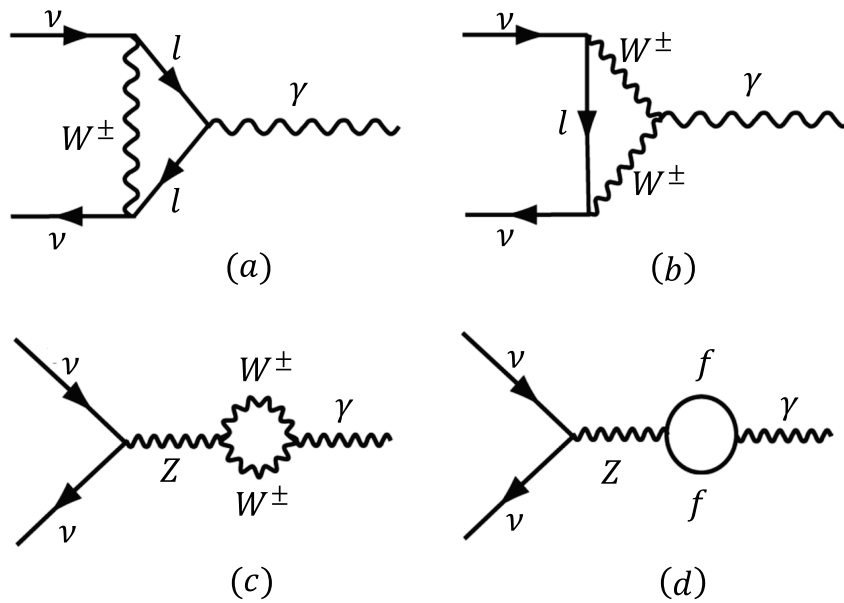


Figura 2.5: Diagramas a un loop que dan lugar al MM del neutrino en el SM, debidas a considerar neutrinos masivos.

Al considerar la corrección a un loop para neutrinos, los diagramas que contribuyen en el vértice electromagnético con neutrinos en el SM minimamente extendido están representados en la Fig. 2.5. Esto hace que dependan del momento general y por lo tanto es posible escribir el término relacionado con los factores de forma, como una interacción efectiva en analogía a la Ec. (2.28) como

$$\mathcal{L}_{efectivo} = -A^\mu \bar{\psi} \Gamma_\mu \psi. \quad (2.51)$$

La estructura de la función vértice Γ_μ depende directamente de si el neutrino es de Majorana o de Dirac. De hecho, cuando se realiza el cálculo de los factores de forma electromagnéticos, se obtiene que solamente los neutrinos de Dirac poseen momento magnético.

Podemos comenzar considerando un elemento matricial de corriente electromagnética entre los estados $\nu(p, \lambda)$ y un estado final $\nu(p', \lambda')$, el cual puede ser representado como:

$$\begin{aligned} \langle \nu(p, \lambda) | J_\mu^{SM}(x) | \nu(p', \lambda') \rangle &= e^{-i(p'-p)x} \langle \nu(p, \lambda) | J_\mu^{SM}(0) | \nu(p', \lambda') \rangle \\ &= \nu(p, \lambda) \Gamma_\mu(l, q) \nu(p', \lambda'), \end{aligned} \quad (2.52)$$

donde $q_\mu = p'_\mu - p_\mu$, $l_\mu = p'_\mu + p_\mu$ y Γ_μ es una matriz actuando sobre los espinores, que debe cumplir algunas condiciones:

- Covarianza de Lorentz, dado que J_μ^{SM} es un vector de Lorentz, entonces Γ_μ debe ser un tensor.
- Hermiticidad, *i.e.* $J_\mu^{\dagger SM} = J_\mu^{SM}$ lo que implica que:

$$\begin{aligned} \langle \nu(p, \lambda) | J_\mu^{SM}(x) | \nu(p', \lambda') \rangle &= \langle \nu(p, \lambda) | J_\mu^{SM}(x) | \nu(p', \lambda') \rangle^* \\ &= \nu(p, \lambda) \gamma^0 \Gamma_\mu^\dagger(l, -q) \gamma^0 \nu(p', \lambda'), \\ \Rightarrow \Gamma_\mu(l, q) &= \gamma^0 \Gamma_\mu^\dagger(l, -q) \gamma^0. \end{aligned} \quad (2.53)$$

- Invariancia de gauge, la tercera y última condición es la conservación de la corriente $\partial_\mu J_\mu^{SM} = 0$, la cual puede ser escrita como:

$$q^\mu \bar{\nu}(p', \lambda') \Gamma_\mu(l, q) \nu(p, \lambda) = 0 \quad (2.54)$$

Las condiciones anteriores, en particular la hermiticidad y la suposición de invariancia bajo simetrías discretas, coloca restricciones a los factores de forma para los neutrinos, las cuales en general son diferentes para neutrinos de Majorana y de Dirac. Si consideramos que los neutrinos son partículas masivas de Dirac, lo cual implica considerar neutrinos tanto de mano derecha, como de mano izquierda. Al evaluar los diagramas de la Fig. 2.5. Pero considerando que tenemos $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta + \gamma$ se obtiene la siguiente contribución general al MM y al MDE [21, 43, 58, 59, 63, 64]:

$$\mu_{\nu_\alpha \nu_\beta} = \frac{eG_F}{8\sqrt{2}\pi^2} (m_{\nu_\alpha} + m_{\nu_\beta}) \sum_{i=1}^3 U_{\beta_i}^\dagger U_{\alpha_j} f(a_i), \quad (2.55)$$

y

$$d_{\nu_\alpha\nu_\beta} = \frac{eG_F}{8\sqrt{2}\pi^2} (m_{\nu_\alpha} - m_{\nu_\beta}) \sum_{i=1}^3 U_{\beta_i}^\dagger U_{\alpha_j} f(a_l), \quad (2.56)$$

con $a_l = \left(\frac{m_{l_\alpha}}{m_W}\right) \ll 1$ y

$$f(a_l) = \frac{3}{4} \left[1 + \frac{1}{1-a_l} - 2\frac{a_l}{(1-a_l)^2} - 2\frac{a_l^2}{(1-a_l)^3} \ln a_l \right] \approx \frac{3}{2} \left(1 - \frac{1}{2}a_l \right).$$

Un aspecto muy interesante, es que solo se tiene MM para el neutrino si este es masivo, pero este hecho trae como consecuencia que el valor del MM es muy pequeño al depender de la masa del neutrino como claramente se puede observar en la Ec. (1.5).

Al considerar neutrinos de Majorana, en el proceso $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta + \gamma$ la contribución del MM estará dad por [55, 64]:

$$\mu_{\nu_\alpha\nu_\beta} = \frac{3eG_F}{16\sqrt{2}\pi^2} (m_{\nu_\alpha} + m_{\nu_\beta}) \sum_{i=1}^3 i\text{Im} \left[U_{\beta_i}^\dagger U_{\alpha_j} \left(\frac{m_{l_\alpha}}{m_W} \right)^2 \right], \quad (2.57)$$

Al considerar neutrinos de Majorana, en donde su partícula coincide con su antipartícula, tenemos una reducción a la mitad en los posibles grados de libertad y estados de helicidad entre los neutrinos de Dirac y de Majorana; lo cual nos lleva a que las propiedades electromagnéticas del neutrino de Majorana se reduzca; en tal caso los factores de forma para neutrinos de Majorana F_Q , F_M y F_E son matrices antisimétricas y por lo tanto los elementos en la diagonal serían cero. Mientras que el F_A sería simétrica y podría tener elementos diferentes de cero en la diagonal y sería el único termino posible. Es importante darse cuenta que aunque en particular los elementos diagonales para F_M sean cero, esto no impide tener transiciones y por lo tanto términos de la forma $\mu_{\nu_i\nu_j} \neq 0$ como en el caso de los neutrinos de Dirac.

La expresión que se empleara en los cálculos subsecuentes de esta tesis corresponde a la expresión más general de la función vértice Γ^α la cual debe contener todos los bilineales posibles, esto es:

$$\begin{aligned} \Gamma^\alpha = & eF_1(q^2)\gamma^\alpha + \frac{ie}{2m_\nu}F_2(q^2)\sigma^{\alpha\mu}q_\mu + eF_3(q^2)\gamma_5\sigma^{\alpha\mu}q_\mu \\ & + eF_4(q^2)\gamma_5(\gamma^\mu q^2 - \not{q}q^\mu), \end{aligned} \quad (2.58)$$

donde e es la carga del electrón, m_ν es la masa del neutrino, q^μ es el momento del fotón, y $F_{1,2,3,4}(q^2)$ son los factores de forma electromagnéticos del neutrino, correspondientes al radio de carga, al momento magnético (MM), al momento dipolar eléctrico (EDM) y al momento anapolar (AM), respectivamente, en $q^2 = 0$ [40, 48, 65–69].

2.5.2. Cotas experimentales y teóricas

En la actualidad, existe información acerca del momento dipolar magnético de los neutrinos izquierdos. La medición directa de la sección eficaz de la dispersión electrón-neutrino(antineutrino) a bajas energías es el método más sensible y confiable para estudiar el momento magnético del neutrino. Los experimentos de este tipo comenzaron hace 30 años en los laboratorios de Savannah River, y la primera cota al valor del momento dipolar magnético del neutrino fue $\mu_\nu \leq 2.4 \times 10^{-10} \mu_B$ [70]. En la tabla 2.1 se muestran algunos límites del momento magnético del neutrino.

Tabla 2.1: Límites del momento magnético del neutrino.

EXPERIMENTO/ MÉTODO	LÍMITE	C. L.
Borexino [71]	$\mu_\nu \leq 5.4 \times 10^{-11} \mu_B$	90 %
TEXONO [72]	$\mu_\nu < 2.9 \times 10^{-11} \mu_B$	90 %
Enfriamiento de enanas blancas [73]	$\mu_\nu \lesssim 10^{-11} \mu_B$	90 %
Enfriamiento de rojas gigantes [20]	$\mu_\nu \lesssim 3 \times 10^{-12} \mu_B$	90 %
Supernovas [74]	$\mu_\nu \lesssim (1.1 - 2.7) \times 10^{-12} \mu_B$	90 %
Señales de ν en SN1987A [75]	$\mu_\nu \lesssim 10^{-12} \mu_B$	90 %
Masa de Dirac en SM [59]	$\mu_\nu \simeq 3.1 \times 10^{-19} (m_\nu/1 \text{ eV}) \mu_B$	

En el caso del anómalo momento magnético del tau-neutrino, el mejor límite actual del μ_{ν_τ} se ha obtenido en el experimento Borexino que explora los neutrinos solares. Las búsquedas del momento magnético del tau-neutrino también se han realizado en experimentos con aceleradores. El experimento E872 (DONUT) se basa en la dispersión elástica. En el experimento CERN WA-066, el límite de

μ_{ν_τ} se obtuvo en un flujo supuesto de tau-neutrinos en el haz de neutrinos. La colaboración L3 obtiene un límite en el momento magnético del tau-neutrino a partir de una muestra de eventos e^+e^- aniquilación en la resonancia Z. Los límites experimentales sobre el momento magnético del tau-neutrino se muestran en la Tabla 2.2

Tabla 2.2: Límites experimentales del momento magnético del neutrino tau.

EXPERIMENTO	MÉTODO	LÍMITE	C. L.
Borexino [71]	Neutrinos Solares	$\mu_{\nu_\tau} < 1.9 \times 10^{-10} \mu_B$	90 %
E872 (DONUT) [76]	Accelerador $\nu_\tau e^-, \bar{\nu}_\tau e^-$	$\mu_{\nu_\tau} < 3.9 \times 10^{-7} \mu_B$	90 %
CERN-WA-066 [77]	Accelerador	$\mu_{\nu_\tau} < 5.4 \times 10^{-7} \mu_B$	90 %
L3 [78]	Accelerador	$\mu_{\nu_\tau} < 3.3 \times 10^{-6} \mu_B$	90 %

El descubrimiento de la violación de CP en las desintegraciones de los kaones neutros, y más tarde en las desintegraciones de los mesones neutros B y D^0 , arroja luz sobre la naturaleza y el origen de la violación de esta simetría. La violación de la simetría CP es uno de los problemas abiertos en el SM por lo que puede ser un indicio de la nueva física BSM. Las señales de la nueva física se pueden analizar investigando los momentos dipolares electromagnéticos del tau-neutrino, como su momento magnético (MM) y el momento dipolar eléctrico (EDM) definido como una fuente de violación de CP. En el caso del momento dipolar eléctrico del tau-neutrino, algunos límites teóricos se presentan en la Tabla 2.3.

Tabla 2.3: Límites teóricos del momento dipolar eléctrico del neutrino.

PARTÍCULA	MODELO	LÍMITE	C. L.
$\nu_{e,\mu}$	Modelo-independente [79]	$d_{\nu_{e,\mu}} < 2 \times 10^{-21} ecm$	95 %
ν_τ	Lagrangiano Efectivo [65]	$d_{\nu_\tau} < 5.2 \times 10^{-17} ecm$	95 %
ν_τ	Modelo-independente [80]	$d_{\nu_\tau} < O(2 \times 10^{-17} ecm)$	95 %
ν_τ	Multipletas [81]	$d_{\nu_\tau} < O(10^{-18} - 10^{-20} ecm)$	95 %

EL MODELO ESTÁNDAR Y MÁS ALLÁ

“*The important thing is not to stop questioning. Curiosity has its own reason for existing. One cannot help but be in awe when he contemplates the mysteries of eternity, of life, of the marvelous structure of reality. It is enough if one tries merely to comprehend a little of this mystery every day.*”

ALBERT EINSTEIN

El hombre en su incansable aspiración de comprender todo lo que le rodea se ha planteado preguntas tales como: ¿Cuáles son los bloques fundamentales que componen el Universo? ¿Qué fuerzas les permiten a estos entes fundamentales conformar todo lo que vemos alrededor nuestro? ¿Qué características desconocidas de estos entes y fuerzas han impulsado la evolución del Universo desde la gran explosión hasta su estado actual, con todo y sus complejas estructuras que soportan la vida, incluyendo a nosotros mismos?.

Esta curiosidad innata en el ser humano, pero virtud de unos cuantos «*nosotros los físicos*», ha llevado a la humanidad a ver más allá del Universo observable, de lo micro a lo macro, mediante experimentos con rayos cósmicos y sucesivas generaciones de aceleradores y colisionadores de partículas, construidos y operados alrededor del mundo, se ha logrado responder de forma racional, aunque incompleta, a las preguntas antes planteadas. El estudio de partículas elementales ha revelado numerosas características insospechadas de la naturaleza y la existencia de principios desconocidos subyacentes en los fenómenos que en ella tienen lugar, dando lugar a la sofisticada teoría denominada Modelo Estándar (SM), el cual

brinda una descripción detallada y comprensiva de los mecanismos que gobiernan el Universo desde escalas del radio de Hubble (10^{30} cm) hasta escalas de tres ordenes menores que la distancia de fermi 10^{-13} cm. La última historia de éxito del SM ha sido el descubrimiento de la partícula perdida durante mucho tiempo, el bosón de Higgs la primera partícula con una energía en reposo de 126 GeV y la última partícula faltante del SM de Física de Partículas.

Sin embargo, aún con toda su belleza matemática, el SM no puede ser considerado como una teoría completa de las interacciones fundamentales ya que no incorpora la gravedad, así como tampoco resuelve el llamado «problema de jerarquía», no explica el mecanismo de ruptura espontánea de simetría electrodébil (EWSB, del inglés Electroweak Symmetry Breaking), ni la naturaleza de la materia oscura, o la asimetría materia-antimateria del Universo, ni algunas propiedades de los neutrinos como su masa, la oscilación o su interacción electromagnética. Como consecuencia, se espera que haya física más allá del SM que resuelva estos problemas. Con este fin, se han construido modelos que incorporan nuevas partículas, dimensiones extras, simetrías extendidas, como es el caso del Modelo $U(1)_{B-L}$, el cual ha resultado ser un buen candidato para incorporar las propiedades del neutrino que no tienen lugar en el SM, y paralelamente para explorar el papel que tiene esta fantástica partícula en eventos astrofísicos y cosmológicos como la pérdida de la energía estelar. En este capítulo se ofrece una breve introducción sobre los aspectos teóricos y fenomenológicos de del Modelo Estándar y las consideraciones básicas que nos introducen a la simetría B-L para ir a la física BSM.

3.1. El Modelo Estándar de Física de Partículas

3.1.1. Partículas e interacciones

De acuerdo con el SM [49, 82–93] toda la materia está compuesta por un número pequeño de partículas fundamentales, fermiones, de espín $\frac{1}{2}$ que se dividen en dos tipos: «*quarks*» y «*leptones*» (ver tabla 3.1)¹. Hasta el momento, ningún experimento ha podido encontrar evidencia de que estos fermiones tengan una

¹Dentro del formalismo del SM, los neutrinos son partículas sin masa, sin embargo, en la tabla se han incluido los valores de Particle Data Group 2019.

Tabla 3.1: Partículas elementales de materia del SM, incluyendo las tres generaciones, ordenadas según su masa. En la segunda y tercera columna se encuentra la masa y la carga eléctrica, respectivamente. En el caso de los neutrinos solo existen cotas superiores de su masa [19].

	PARTÍCULA			MASA			CARGA
Leptones	e	μ	τ	511 keV	105.7 MeV	1768 MeV	-1
	ν_e	ν_μ	ν_τ	< 2.2 eV	< 0.17 MeV	< 15.5 MeV	0
Quarks	u	c	t	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	$\frac{2}{3}$
	d	s	b	4.8 MeV	104	4.2 GeV	$-\frac{1}{3}$

subestructura interna. Los quarks y leptones además están divididos en tres generaciones o familias, ordenadas según su masa.

Las partículas de las generaciones más altas tienen mayor masa y son inestables, decayendo en partículas de generaciones más bajas. Es por este motivo que la materia ordinaria está formada por las partículas estables de la primera generación. La construcción del SM está basada en elegantes ideas sobre la evidente simetría de la naturaleza, las distintas interacciones entre quarks y leptones son descritas en términos del intercambio de partículas entre estos. Estas partículas de intercambio son los «bosones de gauge», y tienen espín igual a 1 (tabla 3.2). Existen cuatro tipos de interacciones fundamentales. La interacción fuerte es la responsable de mantener los quarks formando los protones, neutrones y hadrones en general, y es mediada por partículas no masivas llamadas gluones.

Las interacciones electromagnéticas son las responsables de los fenómenos extra nucleares, como por ejemplo las fuerzas intermoleculares en líquidos y sólidos. Estas interacciones están mediadas por el intercambio de fotones no masivos. La interacción débil es la responsable de los procesos de desintegración de núcleos y partículas, y sus mediadores son los bosones Z^0 y W^\pm , con masas del orden de 100 veces la masa del protón. Por último, existe una interacción que actúa entre todo tipo de partículas, la interacción gravitatoria.

Actualmente no existe ninguna teoría cuántica completa que explique esta

Tabla 3.2: *Bosones de gauge mediadores de las diferentes interacciones fundamentales incluidas en el SM, junto con su masa y carga eléctrica [19].*

INTERACCIÓN	PARTÍCULA	MASA	CARGA
Débil	W^\pm	$80.385 \pm 0.015 \text{ GeV}$	± 1
	Z^0	$91.1876 \pm 0.015 \text{ GeV}$	0
Electromagnética	γ	0	0
Fuerte	g	0	0

interacción fundamental, aunque hay varias teorías propuestas que postulan la existencia de una partícula de espín 2 mediadora de la gravedad, denominada gravitón. En la escala de los experimentos de partículas, la gravitatoria es la interacción más débil de todas las interacciones fundamentales, aunque es la dominante en la escala del Universo, y será despreciada en lo que sigue.

Los leptones interactúan de forma débil y electromagnética en el caso de ser cargados, o solo débilmente si son neutros. En contraste, los quarks interactúan además de débil y electromagnéticamente, por medio de la interacción fuerte. Esta es la distinción fundamental entre quarks y leptones.

Adicionalmente, por cada partícula en el SM, existe una antipartícula asociada, con todos sus números cuánticos no nulos opuestos. Los bosones de gauge neutros constituyen su propia antipartícula.

3.1.2. Teoría de norma

Formalmente, el Modelo Estándar es una teoría cuántica de campos renormalizable que provee una descripción de los campos de las partículas elementales, y las interacciones fuerte, débil y electromagnética. Estas interacciones surgen del requerimiento de que la teoría sea invariante bajo transformaciones de gauge locales del grupo de simetría [86, 87]:

$$G_{SM} = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y, \quad (3.1)$$

El subgrupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ representa el sector electrodébil, es decir, la electrodinámica cuántica (QED) más las interacciones débiles, donde L e Y se refieren al isoespín débil y la hipercarga débil, que son las cargas de $SU(2)$ y $U(1)$, respectivamente. La adición del grupo $SU(3)_C$ incluye la cromodinámica cuántica (QCD), que es la teoría de campos de gauge que describe las interacciones fuertes de los quarks y gluones que poseen carga de color, indicada por C .

La masa de las partículas en el SM es introducida mediante el llamado mecanismo de Brout-Englert Higgs [84, 85], mediante la ruptura espontánea de la simetría electrodébil:

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \times U(1)_{EM}, \quad (3.2)$$

que resulta en la generación de los bosones de norma masivos W^\pm , y Z . En este mecanismo, además, un nuevo campo escalar debe ser agregado al lagrangiano, dando lugar a la aparición de un nuevo bosón masivo de espín 0, al que se le llamó «bosón de Higgs» (H).

Weinberg y Salam fueron los primeros en aplicar este mecanismo al rompimiento de la simetría electrodébil [83, 86, 87] y mostraron cómo este mecanismo podía ser incorporado a la teoría electrodébil de Glashow [82], dando inicio a lo que hoy se conoce como el Modelo Estándar de la física de partículas. La relación entre las masas de los bosones W^\pm y Z predicha por el SM está dada por $m_W/m_Z = \cos \theta_W$, donde θ_W es el ángulo de mezcla de Weinberg, y relaciona la constante de acoplamiento débil (g) con la electromagnética (g') como $\tan \theta_W = g'/g$.

El SM contiene 19 parámetros libres [93]:

- las constantes de acoplamiento, g_1 , g_2 y g_3 ,
- las masas de los bosones, m_W , m_H y m_Z ,
- las masas de los leptones, m_e , m_μ y m_τ ,
- las masas de los quarks, m_u , m_d , m_s , m_c , m_b y m_t , y finalmente,
- los parámetros de la matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskaw: tres ángulos de mezcla y una de violación CP.

Las masas de los neutrinos son iguales a cero en el SM. Por lo tanto, la evidencia de que la masa de los neutrinos es diferente de cero añade más parámetros al modelo y nos abre una ventana a la física más allá del Modelo Estándar (BSM). Aunado a esto, la jerarquía de masas continua sin explicación (Fig. 3.1, modificada de [94]), las partículas derechas e izquierdas son tratadas en formas distintas y la cuantización de la carga eléctrica y la igualdad de los valores absolutos de la carga del protón y del electrón a un nivel mejor que 10^{-21} no ha sido predicha. Para explicar los parámetros en el SM se necesitará de una extensión en donde sea posible incluir las masas.

3.1.3. Lagrangiano del Modelo Estándar

El Lagrangiano es el formalismo matemático que nos permite describir todas las interacciones entre las partículas que predice el SM, se denota por \mathcal{L}_{SM} y es consistente con el grupo de simetría de norma Ec. (3.1). Está compuesta de cuatro diferentes partes y se construye como la siguiente suma [89, 91]:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_Y + \mathcal{L}_H, \quad (3.3)$$

3.1.3.1. Lagrangiano de Yang-Mills

El primer término es el lagrangiano de Yang-Mills, tiene la propiedad de ser invariante bajo una transformación de norma local, describe a los grupos de norma del SM, $SU(3)$ para el color, $SU(2)$ para el isoespín y $U(1)$ para la hipercarga.

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4} \sum_{A=1}^8 G_{\mu\nu}^A G^{\mu\nu}_A - \frac{1}{4} \sum_{a=1}^3 W_{\mu\nu}^a W^{\mu\nu}_a - \frac{1}{4} B_{\mu\nu}^a B^{\mu\nu}_a, \quad (3.4)$$

Los campos de fuerza de color están dados por:

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_3 f^{ijk} G_\mu^i G_\nu^k, \quad i, j, k = 1, \dots, 8., \quad (3.5)$$

$G_{\mu\nu}^a$ son los tensores de norma antisimétricos construidos a partir de los ocho campos $G_\mu^a(X)$ de los gluones correspondientes a los ocho generadores de $SU(3)$, f^{ijk} las constantes de estructura y g_3 la constante de acoplamiento al color.

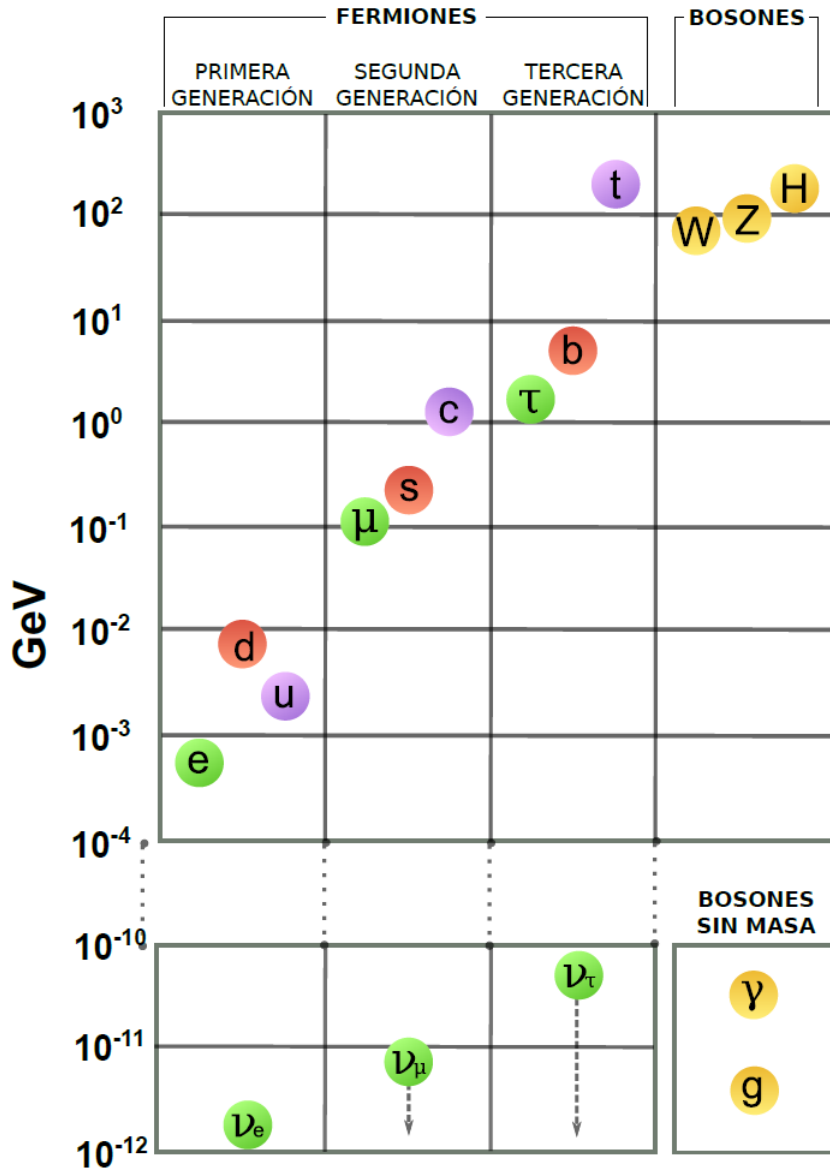


Figura 3.1: Escala de masas en el Modelo Estándar.

Los campos de fuerza de isoespín:

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_2 \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad i, j, k = 1, 2, 3., \quad (3.6)$$

con $W_{\mu\nu}^a$ los tensores de norma antisimétricos contruoidos a partir de los campos de norma $W_\mu^a(X)$ correspondientes a los tres generadores de $SU(2)$, ϵ^{ijk} es la

constante de estructura del grupo $SU(2)$ que coincide con el tensor de Levi-Civita y g_2 la constante de acoplamiento del grupo de isoespín.

Finalmente, el campo de fuerza de hipercarga es:

$$B_{\mu\nu}^a = \partial_\mu B_\nu^a - \partial_\nu B_\mu^a, \quad (3.7)$$

$B_{\mu\nu}^a$ son los tensores de norma antisimétricos contruidos a partir de los campos de norma $B_\mu^a(X)$ asociados a $U(1)$.

3.1.3.2. Lagrangiano de fermiones

La segunda parte corresponde al lagrangiano de fermiones, describe los campos fermiónicos y sus interacciones de norma. Los fermiones del SM, como ya lo hemos mencionado, pueden ser divididos en dos categorías, los quarks, que son tripletes bajo el grupo de norma de color y los leptones que no tienen color. Dentro de estas categorías algunos se transforman como dobletes de $SU(2)$ y otros como singletes (en la representación de dos componentes de Weyl), donde ψ_L son los fermiones dobletes izquierdos de $SU(2)_L$, estos son:

- $l_{Li} = \begin{pmatrix} \nu \\ l \end{pmatrix}_{Li}$, l son los leptones (e^- , μ^- , τ^-),
- $Q_{Li} = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_{Li}$, donde u son los quarks tipo up (u, c, t) y d los quarks tipo down (d, s, b).

ψ_R son los correspondientes singletes derechos de $SU(2)_L$, los cuales son:

- $l_{Ri} = (e^-, \mu^-, \tau^-)$, singletes derechos de leptones,
- $u_{Ri} = (u_R, c_R, t_R)$ y $d_{Ri} = (d_R, s_R, b_R)$, son los singletes derechos up y down del sector de quarks.

El índice i , corre sobre las tres familias de fermiones quirales. El lagrangiano del sector fermiónico esta dado de la siguiente forma:

$$\mathcal{L}_F(\psi) = \sum_{\substack{\psi = l, q \\ k = L, R}} \bar{\psi} i \gamma^\mu D_\mu \psi_k, \quad (3.8)$$

Con el fin de mantener la invariancia de norma de los términos cinéticos, bajo la acción del grupo de simetría de norma G_{SM} , la derivada covariante debe tener la forma:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_3 \frac{\lambda^a}{2} G_\mu^a - ig_2 \frac{\tau^i}{2} W_\mu^i - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu^i \quad (3.9)$$

Las matrices de Gell-Mann λ^a son los generadores del grupo de $SU(3)_C$ de las interacciones fuertes, las matrices de Pauli τ^i son los generadores de grupo $SU(2)_L$ de las interacciones débiles; por último, Y es el generador de carga del grupo $U(1)_Y$.

Las constantes de acoplamiento son:

$$g_1 = \frac{e}{\cos \theta_W}, \quad g_2 = 2^{\frac{5}{4}} M_W \sqrt{G_F}, \quad g_3 = g_s \quad (3.10)$$

3.1.3.3. Lagrangiano de Yukawa

La tercera parte pertenece al lagrangiano de Yukawa, este elemento proporciona las masas a los fermiones cuando los dobletes de Higgs adquieren valor de expectación en el vacío (VEV). Como los neutrinos no tienen helicidad derecha, no tienen representación física en este sector [91]. Describe la interacción de los bosones de Higgs y los fermiones está definida como:

$$\mathcal{L}_Y = -Y_{ij}^u \bar{\psi}_L^i \phi^c \psi_R^j - Y_{ij}^d \bar{\psi}_L^i \phi \psi_R^j + h.c. \quad (3.11)$$

donde ϕ^c se transforma covariante bajo $SU(2)_L$, definido como:

$$\phi^c = i\tau_2 \phi^* = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix}, \quad (3.12)$$

el isodoublet ϕ^c a veces denotado $\tilde{\phi}$ tiene hipercarga $Y = 1$, τ_2 es la segunda matriz de Pauli, ϕ^* el complejo conjugado del campo de Higgs.

Las matrices de Yukawa, Y_{ij}^u , Y_{ij}^d , son parámetros libres que definen los vértices y consecuentemente las reglas de Feynman de la lagrangiana, donde i, j son los índices de la familia.

3.1.3.4. Lagrangiano de Higgs

La última parte es la que describe el lagrangiano de Higgs, el bosón de Higgs es una partícula prevista en 1964 por el físico Peter Higgs [85]. En la interacción electrodébil existía una contradicción muy seria referente a las partículas W^+ , W^- , y Z^0 . El corto alcance de sus interacciones exigía masas relativamente elevadas. Sin embargo, la simetría de esa teoría requiere que las masas sean nulas. Esta singularidad se supera si las masas de estas partículas son dadas por los bosones de Higgs, mediante el llamado mecanismo de Higgs, el cual afirma que las partículas W y Z interactúan constantemente con campo de bosones de Higgs, lo que le proporciona masa.

El mecanismo está considerado como el origen de las masas de todas las partículas elementales. Tanto las partículas W y Z , como el fotón son bosones sin masa propia. Los primeros muestran una enorme masa porque interactúan fuertemente con el campo de Higgs y el fotón no muestra ninguna masa porque no interactúa en absoluto con el campo de Higgs. El bosón de Higgs tiene espín cero, no posee carga eléctrica ni carga de color, por lo que no interactúa con el fotón ni con los gluones. Sin embargo, interactúa con todas las partículas del modelo que poseen masa: los quarks, los leptones cargados y los bosones W^+ , W^- , y Z^0 .

Introduciendo la derivada covariante $D_\mu = \partial_\mu + ig_2 \frac{\tau^i}{2} W_\mu^i + ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu$ y el potencial $V(\phi^\dagger\phi)$, obtenemos el lagrangiano que contiene las interacciones del bosón de Higgs con los bosones de norma y los auto-acoplamientos de Higgs:

$$V(\phi) = -\mu^2(\phi^\dagger\phi) + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2, \quad (3.13)$$

μ es un parámetro con unidades de masa y λ es el parámetro o constante de acoplamiento adimensional tomado positivo para asegurar que $V(\phi)$ esté acotado inferiormente, estos deben ser elegidos para que el potencial sea mínimo para un campo de Higgs no nulo.

Con los términos que contiene el lagrangiano del Modelo Estándar, Ec. (3.3), es posible describir todas las interacciones entre las partículas que predice el modelo, es decir, podemos determinar todas las reglas de Feynman. Cabe mencionar que hasta la fecha las predicciones teóricas del Modelo Estándar con los resultados experimentales son consistentes en un 99%.

Con el descubrimiento del bosón de Higgs en el LHC² en 2012 [95, 96], el contenido de partículas del Modelo Estándar queda verificado experimentalmente. Entre las deficiencias de esta teoría notablemente exitosa, la más sorprendente es el fenómeno de las oscilaciones de neutrinos. Inevitablemente implica la existencia de masas de neutrinos pequeñas pero no nulas y, por lo tanto, requiere que el ME se extienda de manera que los neutrinos se vuelvan masivos. En la siguiente sección se propone una novedosa extensión del Modelo Estándar basada en la simetría norma $B - L$ (número bariónico menos el número leptónico) la cual juega un importante rol en varios escenarios de la física más allá del Modelo Estándar.

3.2. La Extensión del SM, $U(1)_{B-L}$

El modelo $U(1)_{B-L}$ [22, 54, 97–110] es una de las extensiones del SM más atractivas por su estructura relativamente simple, su fenomenología puede explicar tanto las masas de neutrinos como otros fenómenos no reconocidos por el SM como la materia oscura.

Dentro de las características más importantes que distinguen este modelo se encuentran las siguientes:

- (a) El grupo de simetría $U(1)_{B-L}$ está contenida en la gran teoría de la unificación descrita por el grupo $SO(10)$ [102].
- (b) La escala de rompimiento de la simetría $B - L$ está relacionada con la escala de masa de los términos del neutrino de Majorana dextrógiro y proporciona el mecanismo de Seesaw [97, 100, 107] que a su vez explica la ligereza de la masa del neutrino levógiro.
- (c) La simetría B-L y la escala de su ruptura están estrechamente conectadas al mecanismo de la bariogénesis a través de la leptogénesis³ [101].

²El Gran Colisionador de Hadrones (en inglés Large Hadron Collider, LHC) es un acelerador y colisionador de partículas ubicado en la Organización Europea para la Investigación Nuclear (CERN, sigla que corresponde a su antiguo nombre en francés: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire), cerca de Ginebra, en la frontera franco-suiza.

³El esfalerón se ha postulado para explicar la asimetría entre materia y antimateria, una de las cuestiones más interesantes que se pueden plantear en la relación entre física de partículas y cosmología. El esfalerón obtiene el tamaño $B - L$ pero perjudicó a B-L. Por lo tanto, también puede generar una bariogénesis a través de la leptogénesis.

- (d) Otra característica distintiva del modelo $U(1)_{B-L}$ es la posibilidad de la existencia del bosón Z' y su decaimiento en pares de neutrinos pesados $\Gamma Z' \rightarrow \nu_h \bar{\nu}_h$ [106]. El bosón de norma extra Z' correspondiente a la simetría B-L y al singlete escalar extra del SM se acoplan al bosón de Higgs del SM.

Estas virtudes del modelo $U(1)_{B-L}$ y la existencia de los nuevos bosones de norma, proporcionan novedosos mecanismos de producción de partículas de Higgs, siendo de gran interés en la fenomenología de la física de partículas⁴, y postulándose como uno de los candidatos favoritos para los futuros colisionadores tales como el «*Compact Linear Collider*» (CLIC) [111] y el «*International Linear Collider*» (ILC) [112].

3.2.1. Lagrangiano del modelo $U(1)_{B-L}$

El lagrangiano del modelo $U(1)_{B-L}$ [54, 109] obedece la simetría de norma $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_{B-L}$ y puede ser descompuesta como:

$$\mathcal{L}_{B-L} = \mathcal{L}_S + \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_Y, \quad (3.14)$$

donde \mathcal{L}_S , \mathcal{L}_{YM} , \mathcal{L}_f y \mathcal{L}_Y son el sector escalar, el sector de Yang-Mills, el fermiónico y el sector de Yukawa, respectivamente, a continuación, se describe cada uno de los sectores.

3.2.1.1. El Sector Escalar

Para la ruptura espontánea de la simetría B-L del grupo adicional de gauge $U(1)$, se introduce un singlete escalar complejo (χ) junto con el doblete escalar del SM (Φ). Así, el lagrangiano escalar viene dado por:

$$\mathcal{L}_S = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) + (D^\mu \chi)^\dagger (D_\mu \chi) - V(\Phi, \chi), \quad (3.15)$$

con el potencial escalar dado por:

$$\begin{aligned} V(\Phi, \chi) &= m^2 \Phi^\dagger \Phi + \mu^2 |\chi|^2 + (\Phi^\dagger \Phi |\chi|^2) \begin{pmatrix} \lambda_1 & \frac{\lambda_3}{2} \\ \frac{\lambda_3}{2} & \frac{\lambda_2}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi^\dagger \Phi \\ |\chi|^2 \end{pmatrix} \\ &= m^2 \Phi^\dagger \Phi + \mu^2 |\chi|^2 + \lambda_1 (\Phi^\dagger \Phi)^2 + \lambda_2 |\chi|^4 + \lambda_3 \Phi^\dagger \Phi |\chi|^2, \end{aligned} \quad (3.16)$$

⁴La fenomenología de física de partículas es la parte teórica de la física de partículas que se ocupa de la aplicación de la teoría a experimentos físicos de partículas de alta energía.

Tabla 3.3: Asignación de números cuánticos de Y y $B - L$ para los fermiones quirales y los campos escalares.

ψ	q_L	u_R	d_R	l_L	e_R	ν_R	Φ	χ
$SU(3)_C$	3	3	3	1	1	1	1	1
$SU(2)_L$	2	1	1	2	1	1	2	1
Y	$\frac{1}{6}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	-1	0	$\frac{1}{2}$	0
$B - L$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	-1	-1	-1	0	2

donde Φ y χ son el doblete y el singlete escalares complejos en el campo de Higgs. Para los campos Φ y χ , las cargas B-L se toman como 0 y +2 respectivamente. La carga del campo χ ha sido elegida para garantizar la invariancia de norma del sector fermiónico del modelo $B - L$. En la tabla 3.3 resume las asignaciones de carga a los campos fermión y escalar.

3.2.1.2. El Sector de Yang-Mills

La simetría no-Abeliana de este modelo es similar a la del SM, mientras que las Abelianas se pueden escribir como:

$$\mathcal{L}_{YM}^{Abel} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{4}F'^{\mu\nu}F'_{\mu\nu}, \quad (3.17)$$

donde:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \\ F'_{\mu\nu} = \partial_\mu B'_\nu - \partial_\nu B'_\mu$$

Los tensores B_ν y B_μ son los campos de gauge⁵ para $U(1)_Y$ y $U(1)_{B-L}$. Aquí la derivada covariante es:

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ig_s T^\alpha G_\mu^\alpha + ig T^\alpha W_\mu^\alpha + ig_1 Y B_\mu + i(\tilde{g}Y + g'_1 Y_{B-L}) B'_\mu, \quad (3.18)$$

Los acoplamientos de gauge \tilde{g} y g'_1 son parámetros libres. El modelo B-L puro se define por la condición $\tilde{g} = 0$ (i.e. el parámetro libre \tilde{g} se anula en la escala

⁵Un campo de gauge es un campo de Yang-Mills asociado a las transformaciones de gauge asociadas a la teoría y que describe la interacción física entre diferentes campos fermiónicos.

electrodébil). Esto implica que no hay mezcla a nivel de árbol entre el bosón Z' del modelo $U(1)_{B-L}$ y los bosones del SM.

3.2.1.3. El sector fermiónico

La densidad del lagrangiana para el sector de fermiones (siendo k el índice de generación) viene dada por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_f = \sum_{k=1}^3 & (i\bar{q}_{kL}\gamma_\mu D^\mu q_{kL} + i\bar{q}_{kR}\gamma_\mu D^\mu q_{kR} + i\bar{d}_{kR}\gamma_\mu D^\mu d_{kR} \\ & + i\bar{l}_{kL}\gamma_\mu D^\mu l_{kL} + i\bar{e}_{kR}\gamma_\mu D^\mu e_{kR} + i\bar{\nu}_{kR}\gamma_\mu D^\mu \nu_{kR}) \end{aligned} \quad (3.19)$$

Donde las cargas electromagnéticas para el campo son las usuales en el SM y para Y_{B-L} , las cargas para los quarks, leptones y el campo escalar esta dadas por $Y_{B-L}^{Quarks} = 1/3$, $Y_{B-L}^{Leptones} = -1$ (sin distinción entre familias para asegurar la universalidad), $Y_{B-L}(\Phi) = 0$, y $Y_{B-L}(\chi) = 2$. Las asignaciones de carga en $U(1)_{B-L}$, así como la introducción de nuevos neutrinos dextrógiros pesados están diseñados para eliminar las anomalías triangulares de la teoría de norma B-L.

El rompimiento de simetría es a una de la extensión B-L del grupo de norma del SM se da una escala de TeV y necesariamente al menos un nuevo campo escalar y tres nuevos campos de fermión que se cargan con respecto al grupo B-L.

3.2.1.4. El sector de Yukawa.

Por último, las interacciones de Yukawa cumplen con el siguiente lagrangiano:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y = \sum_{i,j,k=1}^3 & (-y_{jk}^d \bar{q}_{jL} d_{kR} \Phi - y_{jk}^u \bar{q}_{jL} u_{kR} \tilde{\Phi} - y_{jk}^e \bar{l}_{jL} e_{kR} \Phi \\ & - y_{jk}^\nu \bar{l}_{jL} \nu_{kR} \tilde{\Phi} - y_{jk}^M (\bar{\nu}_R)_j^C \nu_{kR} \chi) + h.c., \end{aligned} \quad (3.20)$$

donde $\tilde{\Phi} = i\sigma^2 \Phi^*$, el último termino es la contribución de Majorana, y el resto son las habituales partículas de Dirac. Se debe de cumplir entonces que las matrices de los acoplamientos de Yukawa Y^M para el neutrino de quiralidad derecha son diagonales, reales y positivas, estos son los únicos términos permitidos de la invarianza de gauge.

Tabla 3.4: Nuevos acoplamientos de los bosones Z , Z' con los fermiones del SM y el bosón-vector, y los acoplamientos escalares del modelo $B-L$, $g = e \sin \theta_W$ y θ_{B-L} es el ángulo de mezcla de $Z-Z'$. [19]

PARTÍCULA	ACOPLAMIENTOS
$f\bar{f}Z$	$g_V^f = T_3^f \cos \theta_{B-L} - 2Q_f \sin^2 \theta_W \cos \theta_{B-L} + \frac{2g_1'}{g} \cos \theta_W \sin \theta_{B-L},$ $g_A^f = T_3^f \cos \theta_{B-L}$
$f\bar{f}Z'$	$g_V^{f'} = -T_3^f \sin \theta_{B-L} - 2Q_f \sin^2 \theta_W \sin \theta_{B-L} + \frac{2g_1'}{g} \cos \theta_W \cos \theta_{B-L},$ $g_A^{f'} = -T_3^f \sin \theta_{B-L}$
$Z_\mu Z'_\nu h$	$g_{ZZ'h} = 2i[\frac{1}{4}v \cos \alpha f(\theta_{B-L}, g_1') - v' \sin \alpha g(\theta_{B-L}, g_1')]g_{\mu\nu},$ $f(\theta_{B-L}, g_1') = -\sin(2\theta') (g_1^2 + g_2^2 + g_1'^2) - 2 \cos(2\theta') g_1' \sqrt{g_1^2 + g_2^2},$ $g(\theta_{B-L}, g_1') = \frac{1}{4} \sin(2\theta') g_1'^2$
$Z_\mu Z'_\nu H$	$g_{ZZ'H} = 2i[\frac{1}{4}v \sin \alpha f(\theta_{B-L}, g_1') + v' \cos \alpha g(\theta_{B-L}, g_1')]g_{\mu\nu},$
$W_\mu^-(p_1)W_\nu^+(p_2)$ $Z'_\rho(p_3)$	$g_{W^-W^+Z'} = -ig \cos \theta_W \sin \theta_{B-L} [(p_1 - p_2)_\rho g_{\mu\nu}$ $+ (p_2 - p_3)_\mu g_{\nu\rho} + (p_3 - p_1)_\nu g_{\rho\mu}],$

El último término de la Ec. (3.2) combina los neutrinos con el nuevo campo singlete escalar χ que permite la generación dinámica de masas de neutrinos y adquiere un VEV (ver subsección 3.1.3.3) a través del mecanismo de Higgs.

3.2.2. Rompimiento espontáneo de la simetría $U(1)_{B-L}$

Los campos escalares (Φ y χ) puede ser parametrizados como [104]:

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+\phi^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad \chi = \begin{pmatrix} v' + \phi'^0 \\ \sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

donde v y v' son reales y positivos. En la tabla 3.4, se describen las interacciones de los fermiones y de h , H , con el nuevo bosón gauge Z' expresados en términos de los nuevos parámetros del modelo B-L [19].

Para determinar el espectro de masa del bosón de gauge, se tiene que expandir el término del escalar cinético como en el SM. Esperamos que exista un bosón de

gauge sin masa (el fotón), mientras que los otros bosones de gauge se vuelven masivos. La extensión que estamos estudiando se encuentra en el sector abeliano del grupo de medidores SM, de modo que los bosones W^\pm tendrán masas dadas por sus expresiones en el SM relacionadas únicamente con el factor $SU(2)_L$.

Las otras masas no son tan fáciles de identificar debido a la mezcla. De hecho, de manera análoga al SM, los campos de masa definida son combinaciones lineales de B^μ , W_3^μ y B'^μ . Las expresiones explícitas son [104, 108]:

$$\begin{pmatrix} B^\mu \\ W^{3\mu} \\ B'^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \cos \theta_{B-L} & \sin \theta_W \sin \theta_{B-L} \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \cos \theta_{B-L} & -\cos \theta_W \sin \theta_{B-L} \\ 0 & \sin \theta_{B-L} & \cos \theta_{B-L} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^\mu \\ Z^\mu \\ Z'^\mu \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

con $-\frac{\pi}{4} \leq \theta_{B-L} \leq \frac{\pi}{4}$, tal que:

$$\tan 2\theta_{B-L} = \frac{2\tilde{g}\sqrt{g^2 + g_1^2}}{\tilde{g}^2 + 16\left(\frac{v'}{v}\right)^2 g_1'^2 - g^2 - g_1^2}, \quad (3.23)$$

y espectro de masa del bosón de gauge estará dado por:

$$\begin{aligned} M_\gamma &= 0, \\ M_{W^\pm} &= \frac{1}{2}vg, \\ M_Z &= \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g_1^2} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{g}^2 + 16\left(\frac{v'}{v}\right)^2 g_1'^2}{g^2 + g_1^2} + 1 \right) - \frac{\tilde{g}}{\sin 2\theta_{B-L} \sqrt{g^2 + g_1^2}}}, \\ M_{Z'} &= \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g_1^2} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{g}^2 + 16\left(\frac{v'}{v}\right)^2 g_1'^2}{g^2 + g_1^2} + 1 \right) + \frac{\tilde{g}}{\sin 2\theta_{B-L} \sqrt{g^2 + g_1^2}}} \end{aligned} \quad (3.24)$$

donde M_Z y M_{W^\pm} son las masas de los bosones de gauge y $M_{Z'}$ es la masa del nuevo bosón Z' que depende fuertemente de v' y $g_1'^2$. Para $\tilde{g} = 0$ no hay mezcla entre el nuevo bosón Z' y el bosón de gauge del SM. En este caso, el modelo $U(1)_{B-L}$ es llamado puro o mínimo. Específicamente para este proyecto de tesis se consideró el caso de $\tilde{g} \neq 0$ determinado principalmente por los otros acoplamientos de gauge g_1 y g_1' .

La precisión de los datos de medición de la teoría electrodébil proporciona restricciones estrictas en el ángulo de mezcla θ_{B-L} de la Ec.(3.23).

3.2.3. Parámetros de implementación del modelo $U(1)_{B-L}$

El lagrangiano del modelo $U(1)_{B-L}$, Ec. (3.14), en términos de las interacciones entre los bosones neutros Z y Z' y los pares de fermiones del SM puede ser escrito de la forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{NC} = & \frac{-ig}{\cos\theta_W} \sum_f \bar{f}\gamma^\mu \frac{1}{2}(g_V^f - g_A^f\gamma^5) f Z_\mu \\ & + \frac{-ig}{\cos\theta_W} \sum_f \bar{f}\gamma^\mu \frac{1}{2}(g_V'^f - g_A'^f\gamma^5) f Z'_\mu. \end{aligned} \quad (3.25)$$

de la expresión anterior se determinan los nuevos acoplamientos de los bosones Z y Z' (tabla 3.4). Las constantes de acoplamiento g_V^f ($g_V'^f$) y g_A^f ($g_A'^f$) de del ángulo de mezcla θ_{B-L} y el término g_1' , de la interacción $B-L$. En estos acoplamientos el límite de corriente en el ángulo de mezcla es $\theta_{B-L} \leq 10^{-3}$. En el límite de desacoplamiento (*i.e.*, cuando $\theta_{B-L} = 0$ y $g_1' = 0$) se recuperan los parámetros del SM. La expresión para el decaimiento parcial del bosón Z' a fermiones esta dado por:

$$\begin{aligned} \Gamma(Z' \rightarrow f\bar{f}) = & \frac{2G_F}{3\pi\sqrt{2}} N_c M_Z^2 M_{Z'} \sqrt{1 - \frac{4M_f^2}{M_{Z'}^2}} \\ & \times \left[(g_V'^f)^2 \left\{ 1 + 2 \left(\frac{M_f^2}{M_{Z'}^2} \right) \right\} + (g_A'^f)^2 \left\{ 1 - 4 \left(\frac{M_f^2}{M_{Z'}^2} \right) \right\} \right], \end{aligned} \quad (3.26)$$

donde N_c representa el factor del color ($N_c = 1$ para leptones y $N_c = 3$ para los quarks) y las constantes de acoplamiento $g_V'^f$ y $g_A'^f$ del bosón de Z' son las que están dadas en la tabla 3.4. En esta tesis estamos principalmente interesado en el decaimiento del bosón Z' en pares de neutrinos pesados, el cual está dado por:

$$\Gamma(Z' \rightarrow \nu_h \bar{\nu}_h) = \frac{g_1'^2}{24\pi} \sin^2 \theta_{B-L} M_{Z'} \sqrt{\left(1 - \frac{4M_{\nu_h}^2}{M_{Z'}^2} \right)^3}, \quad (3.27)$$

La Ec. (3.27) implica que el neutrino de quiralidad derecha debe ser más ligero que el medio de la masa del bosón Z' , $M_{\nu_h} < \frac{M_{Z'}}{2}$ y las condiciones bajo las cuales se mantiene esta desigualdad son para neutrinos pesados acoplados, es decir, con una masa menor que $\frac{M_{Z'}}{2}$. En el modelo $B-L$, la masa de $M_{Z'}$ satisface la relación $M_{Z'} = 2v'g_1'$, considerando el más reciente limite de $\frac{M_{Z'}}{g_1'} \geq 6.9$ TeV, es posible obtener este límite directamente de la escala de rompimiento de la simetría $B-L$.

MOMENTOS DIPOLARES DEL ν_τ EN $U(1)_{B-L}$

“It takes a fearless, unflinching love and deep humility to accept the universe as it is. The most effective way he knew to accomplish that, the most powerful tool at his disposal, was the scientific method, which over time winnows out deception. It can't give you absolute truth because science is a permanent revolution, always subject to revision, but it can give you successive approximations of reality. ”

ANN DRUYAN

En el presente Capítulo estudiamos la sensibilidad del MM y del EDM del neutrino en el contexto del modelo electrodébil $SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_{B-L}$ para energías y luminosidades de los futuros colisionadores lineales e^+e^- , como el ILC y el CLIC.

La dependencia del momento magnético (μ_{ν_τ}) y el momento dipolar eléctrico (d_{ν_τ}) proviene de la radiación del fotón observada en el neutrino o antineutrino en el estado final del proceso $e^+e^- \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\tau \gamma$, para aumentar la sensibilidad en los límites en el momento magnético y el momento dipolar eléctrico del neutrino tau, consideramos además la contribución que implica el intercambio de un fotón virtual. De este modo, la dependencia de los momentos dipolares proviene de un acoplamiento directo al fotón virtual, emitiendo un fotón por radiación de frenado o bremsstrahlung. Los diagramas de Feynman que dan la contribución más importante a la sección transversal se muestran en la Fig. 4.1.

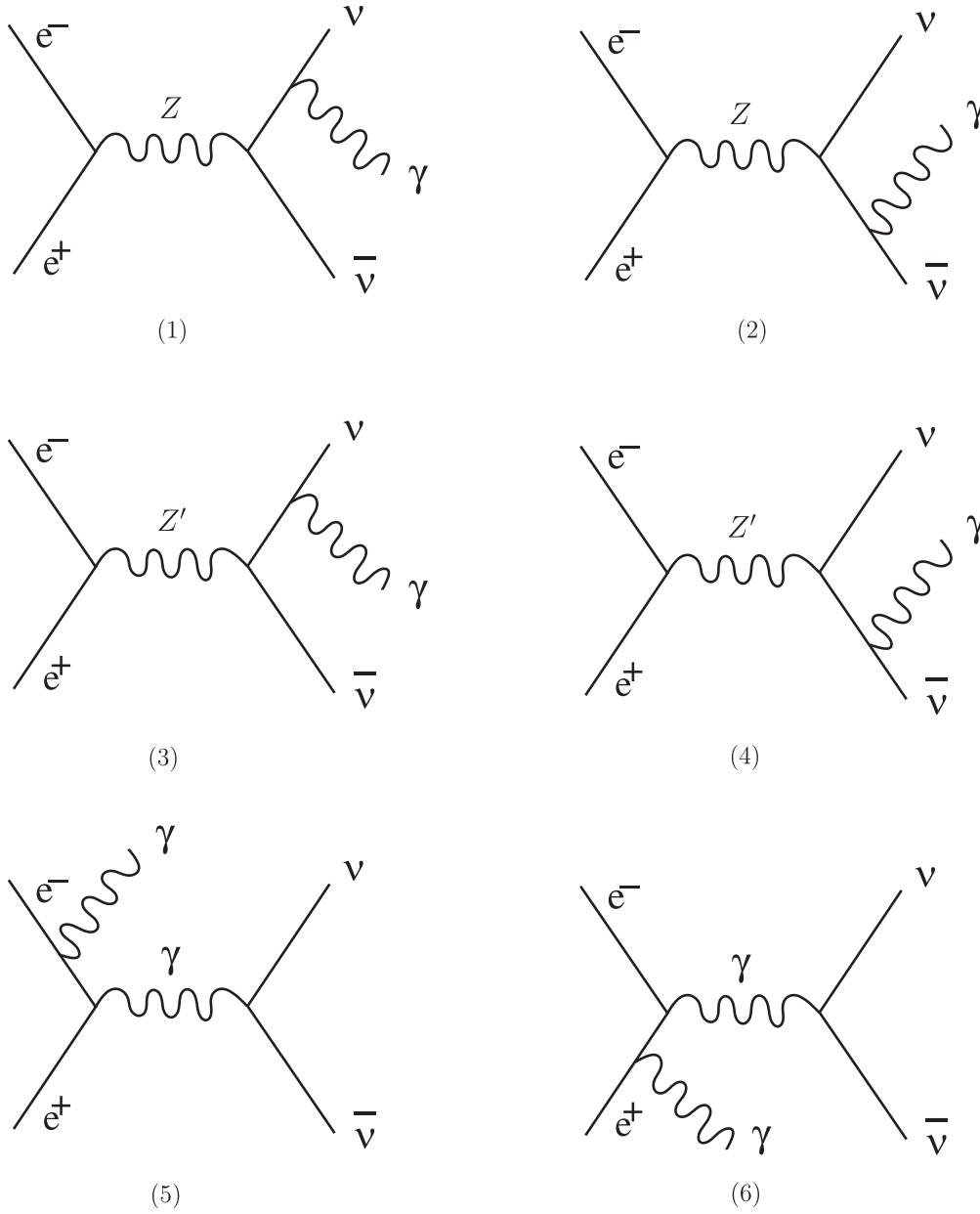


Figura 4.1: Diagramas de Feynman que contribuyen al proceso $e^+e^- \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\tau \gamma$, cuando los bosones $Z(Z')$ son producidos se generan los diagramas 1-4, y los diagramas 5-6 corresponden a las contribuciones de los acoplamientos electromagnéticos.

4.1. Anchura de decaimiento del bosón Z' en el modelo $U(1)_{B-L}$

En esta sección se presenta la anchura de decaimiento o desintegración del bosón Z' en el contexto del modelo $B-L$, esta magnitud es necesaria para el cálculo de la sección transversal total del proceso $e^+e^- \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\tau \gamma$. El ancho de decaimiento del bosón Z' a fermiones esta dada por:

$$\Gamma(Z' \rightarrow f\bar{f}) = \frac{2G_F}{3\pi\sqrt{2}} N_c M_Z^2 M_{Z'} \sqrt{1 - \frac{4M_f^2}{M_{Z'}^2}} \times \left[(g_V^{f'})^2 \left\{ 1 + 2 \left(\frac{M_f^2}{M_{Z'}^2} \right) \right\} + (g_A^{f'})^2 \left\{ 1 - 4 \left(\frac{M_f^2}{M_{Z'}^2} \right) \right\} \right], \quad (4.1)$$

donde N_c es el factor de color ($N_c = 1$ para leptones, $N_c = 3$ para quarks, ver 3.2.3) y los acoplamientos $g_V^{f'}$ y $g_A^{f'}$ correspondientes al bosón Z' son los que se muestran en la Tabla 3.4.

El ancho de decaimiento del bosón Z' a neutrinos pesados es:

$$\Gamma(Z' \rightarrow \nu_h \bar{\nu}_h) = \frac{g_1'^2}{24\pi} \sin^2 \theta_{B-L} M_{Z'} \sqrt{\left(1 - \frac{4M_{\nu_h}^2}{M_{Z'}^2}\right)^3}, \quad (4.2)$$

la Ec. (4.2) implica que los neutrinos derechos deberían ser mas ligeros que la mitad de la masa de del Z' , $M_{\nu_h} < \frac{M_{Z'}}{2}$, y las condiciones bajo las cuales se mantiene esta desigualdad son los neutrinos pesados acoplados, es decir, con una masa menor que $\frac{M_{Z'}}{2}$. La posibilidad de que el bosón pesado Z' se descomponga en pares de neutrinos pesados es sin duda una de las características más interesantes.

El ancho parcial de desintegración de Z' que involucran los bosones vectoriales y los bosones escalares es:

$$\Gamma(Z' \rightarrow W^+W^-) = \frac{G_F M_W^2}{24\pi\sqrt{2}} \cos^2 \theta_W \sin^2 \theta_{B-L} M_{Z'} \left(\frac{M_{Z'}}{M_Z} \right)^4 \times \sqrt{\left(1 - 4 \frac{M_W^2}{M_{Z'}^2}\right)^3} \left[1 + 20 \frac{M_W^2}{M_{Z'}^2} + 12 \frac{M_W^4}{M_{Z'}^4} \right], \quad (4.3)$$

$$\Gamma(Z' \rightarrow Zh) = \frac{G_F M_Z^2 M_{Z'}}{24\pi\sqrt{2}} \sqrt{\lambda_h} \left[\lambda_h + 12 \frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} \right] \times \left[f(\theta_{B-L}, g_1') \cos \alpha + g(\theta_{B-L}, g_1') \sin \alpha \right]^2, \quad (4.4)$$

$$\begin{aligned} \Gamma(Z' \rightarrow ZH) &= \frac{G_F M_Z^2 M_{Z'}}{24\pi\sqrt{2}} \sqrt{\lambda_H} \left[\lambda_H + 12 \frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} \right] \\ &\times \left[f(\theta_{B-L}, g'_1) \sin \alpha - g(\theta_{B-L}, g'_1) \cos \alpha \right]^2, \end{aligned} \quad (4.5)$$

donde:

$$\begin{aligned} \lambda_{h,H} \left(1, \frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2}, \frac{M_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} \right) &= 1 + \left(\frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} \right)^2 + \left(\frac{M_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} \right)^2 - 2 \left(\frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} \right) \\ &- 2 \left(\frac{M_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} \right) - 2 \left(\frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} \right) \left(\frac{M_{h,H}^2}{M_{Z'}^2} \right), \end{aligned} \quad (4.6)$$

$$f(\theta_{B-L}, g'_1) = \left(1 + \frac{v^2 g_1'^2}{4M_Z^2} \right) \sin(2\theta_{B-L}) + \left(\frac{v g'_1}{M_Z} \right) \cos(2\theta_{B-L}) \quad (4.7)$$

$$g(\theta_{B-L}, g'_1) = \left(\frac{v v'}{4M_Z^2} \right) g_1'^2 \sin(2\theta_{B-L}). \quad (4.8)$$

En el modelo B-L, la masa del bosón pesado $M_{Z'}$ satisface la relación $M_{Z'} = 2v'g'_1$, y considerando el mas reciente límite de $\frac{M_{Z'}}{g'_1} \geq 6.9 TeV$, existe la posibilidad de obtener directamente la escala de rompimiento $B-L$, v' . En los próximos cálculos numérico, se tomará $v' = 3.45 TeV$, mientras que $\alpha = \frac{\pi}{9}$ para el ángulo de mezcla $h-H$.

4.2. Sección transversal total

Las respectivas amplitudes de transición para cada uno de los diagramas (Fig. 4.1) que contribuyen al proceso $e^+e^- \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\tau \gamma$ son:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_1 &= \frac{-g^2}{4 \cos^2 \theta_W (l^2 - m_\nu^2)} \left[\bar{u}(p_3) \Gamma^\alpha (l + m_\nu) \gamma^\beta (g_V^\nu - g_A^\nu \gamma_5) v(p_4) \right] \\ &\times \frac{(g_{\alpha\beta} - p_\alpha p_\beta / M_Z^2)}{\left[(p_1 + p_2)^2 - M_Z^2 - iM_Z \Gamma_Z \right]} \left[\bar{u}(p_2) \gamma^\alpha (g_V^e - g_A^e \gamma_5) v(p_1) \right] \epsilon_\alpha^\lambda, \end{aligned} \quad (4.9)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_2 &= \frac{-g^2}{4 \cos^2 \theta_W (l'^2 - m_\nu^2)} \left[\bar{u}(p_3) \gamma^\beta (g_V^\nu - g_A^\nu \gamma_5) (l' + m_\nu) \Gamma^\alpha v(p_4) \right] \\ &\times \frac{(g_{\alpha\beta} - p_\alpha p_\beta / M_Z^2)}{\left[(p_1 + p_2)^2 - M_Z^2 - iM_Z \Gamma_Z \right]} \left[\bar{u}(p_2) \gamma^\alpha (g_V^e - g_A^e \gamma_5) v(p_1) \right] \epsilon_\alpha^\lambda, \end{aligned} \quad (4.10)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_3 &= \frac{-g^2}{4 \cos^2 \theta_W (r^2 - m_\nu^2)} \left[\bar{u}(p_3) \Gamma^\alpha (\not{r} + m_\nu) \gamma^\beta (g_V^{\prime\nu} - g_A^{\prime\nu} \gamma_5) v(p_4) \right] \\ &\times \frac{(g_{\alpha\beta} - p_\alpha p_\beta / M_{Z'}^2)}{\left[(p_1 + p_2)^2 - M_{Z'}^2 - i M_{Z'} \Gamma_{Z'} \right]} \left[\bar{u}(p_2) \gamma^\alpha (g_V^{\prime e} - g_A^{\prime e} \gamma_5) v(p_1) \right] \epsilon_\alpha^\lambda, \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_4 &= \frac{-g^2}{4 \cos^2 \theta_W (r'^2 - m_\nu^2)} \left[\bar{u}(p_3) \gamma^\beta (g_V^{\prime\nu} - g_A^{\prime\nu} \gamma_5) (\not{r}' + m_\nu) \Gamma^\alpha v(p_4) \right] \\ &\times \frac{(g_{\alpha\beta} - p_\alpha p_\beta / M_{Z'}^2)}{\left[(p_1 + p_2)^2 - M_{Z'}^2 - i M_{Z'} \Gamma_{Z'} \right]} \left[\bar{u}(p_2) \gamma^\alpha (g_V^{\prime e} - g_A^{\prime e} \gamma_5) v(p_1) \right] \epsilon_\alpha^\lambda, \end{aligned} \quad (4.12)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_5 &= \frac{e^2}{(k^2 - m_e^2)} \left[\bar{u}(p_3) \Gamma^\alpha v(p_4) \right] \\ &\times \frac{g_{\alpha\beta}}{(p_1 + p_2)^2} \left[\bar{u}(p_2) \gamma^\alpha (\not{k} + m_e) \gamma^\beta v(p_1) \right] \epsilon_\alpha^\lambda, \end{aligned} \quad (4.13)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_6 &= \frac{e^2}{(k'^2 - m_e^2)} \left[\bar{u}(p_3) \Gamma^\alpha v(p_4) \right] \\ &\times \frac{g_{\alpha\beta}}{(p_1 + p_2)^2} \left[\bar{u}(p_2) \gamma^\beta (\not{k}' + m_e) \gamma^\alpha v(p_1) \right] \epsilon_\alpha^\lambda, \end{aligned} \quad (4.14)$$

donde la expresión más general para el vértice electromagnético tau neutrino se puede parametrizar en términos de cuatro factores de forma dados en la Ec. (2.58), en este caso m_ν es la masa del neutrino tau.

De la fórmula de Breit Wigner[113]:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma) = \frac{4\pi(2J+1)\Gamma_{e^+e^-}\Gamma_{\nu\bar{\nu}\gamma}}{(s-M_Z^2)^2 + M_Z^2 + \Gamma_Z^2} \quad (4.15)$$

donde:

$$\Gamma(Z \rightarrow e^+e^-) = \frac{G_F M_Z^3}{3\pi\sqrt{2}} \sqrt{1-4\eta} \left[(g_V^e)^2 (1+2\eta) + (g_A^e)^2 (1+4\eta) \right], \quad (4.16)$$

aquí:

$$G_F = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\pi\alpha}{M_Z^2 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W}, \quad \eta = \frac{m_e^2}{M_Z^2}, \quad (4.17)$$

por lo tanto:

$$\begin{aligned} \Gamma(Z \rightarrow e^+e^-) &= \frac{\alpha M_Z}{6 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \sqrt{1-4\eta} \\ &\times \left[(g_V^e)^2 (1+2\eta) + (g_A^e)^2 (1+4\eta) \right], \end{aligned} \quad (4.18)$$

del mismo modo para el bosón Z' :

$$\Gamma(Z' \rightarrow e^+e^-) = \frac{\alpha M'_Z}{6 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \sqrt{1 - 4\eta'} \times \left[(g_V^e)^2 (1 + 2\eta') + (g_A^e)^2 (1 + 4\eta') \right], \quad (4.19)$$

con $\eta' = m_e^2/M_Z'^2$. Para el decaimiento de $Z, Z' \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$, correspondiente a las interferencias de los diagramas (1-4) de la Fig. 4.1 se tiene :

$$\Gamma_1(\nu\bar{\nu}\gamma) = \frac{\alpha}{128\pi^2 M_Z \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} (\kappa^2 \mu_B^2 + d_{\nu\tau}^2) (g_V^\nu g_V^{\nu} + g_A^\nu g_A^{\nu}) \times \left[s - 2\sqrt{s}E_\gamma + \frac{1}{2}E_\gamma^2 \sin^2 \theta_W \right] \cdot E_\gamma dE_\gamma d \cos \theta_\gamma, \quad (4.20)$$

$$\Gamma_2(\nu\bar{\nu}\gamma) = \frac{\alpha}{128\pi^2 M_Z' \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} (\kappa^2 \mu_B^2 + d_{\nu\tau}^2) (g_V^\nu g_V^{\nu} + g_A^\nu g_A^{\nu}) \times \left[s - 2\sqrt{s}E_\gamma + \frac{1}{2}E_\gamma^2 \sin^2 \theta_W \right] \cdot E_\gamma dE_\gamma d \cos \theta_\gamma, \quad (4.21)$$

$$\Gamma_3(\nu\bar{\nu}\gamma) = \frac{\alpha}{256\pi^2 M_Z \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} (\kappa^2 \mu_B^2 + d_{\nu\tau}^2) (g_V^\nu g_V^{\nu} + g_A^\nu g_A^{\nu}) \times \left[s - 2\sqrt{s}E_\gamma + \frac{1}{2}E_\gamma^2 \sin^2 \theta_W \right] \cdot E_\gamma dE_\gamma d \cos \theta_\gamma, \quad (4.22)$$

y, finalmente:

$$\Gamma_3(\nu\bar{\nu}\gamma) = \frac{\alpha}{256\pi^2 M_Z' \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} (\kappa^2 \mu_B^2 + d_{\nu\tau}^2) (g_V^\nu g_V^{\nu} + g_A^\nu g_A^{\nu}) \times \left[s - 2\sqrt{s}E_\gamma + \frac{1}{2}E_\gamma^2 \sin^2 \theta_W \right] \cdot E_\gamma dE_\gamma d \cos \theta_\gamma, \quad (4.23)$$

con las Ec. (4.18)-(4.23) se completa los cálculos para los diagramas (1)-(4) de la Fig. 4.1, en la caso del intercambio del fotón virtual, diagramas (5) y (6), tomamos la sección transversal total de la Ref. [114] dada por:

$$\sigma(e^-e^+ \rightarrow \gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma) = \int \frac{\alpha}{3\pi} (\kappa^2 \mu_B^2 + d_{\nu\tau}^2) \left[\frac{s - 2\sqrt{s}E_\gamma + 2E_\gamma^2 - E_\gamma^2 \sin^2 \theta_W}{sE_\gamma^2 \sin^2 \theta_\gamma} \right] \times E_\gamma dE_\gamma d \cos \theta_\gamma, \quad (4.24)$$

Haciendo el álgebra correspondiente y aplicando la fórmula de Breit Wigner (4.15), la contribución del MM y del EDM del netutrino tau a la sección transversal total para es proceso $e^+e^- \rightarrow \nu_\tau\bar{\nu}_\tau\gamma$ tiene la forma:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{Tot}(e^+e^- \rightarrow \nu_\tau\bar{\nu}_\tau\gamma) &= \int \frac{\alpha^2}{96\pi} (\kappa^2\mu_B^2 + d_{\nu_\tau}^2) \left\{ 4 \left[\frac{(g_V^e)^2 + (g_A^e)^2}{x_W^2(1-x_W)^2} \right] \right. \\
 &\times \left[\frac{((g_V^\nu)^2 + (g_A^\nu)^2)(s - 2\sqrt{s}E_\gamma) + (g_A^\nu)^2 E_\gamma^2 \sin^2 \theta_\gamma}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} \right] \\
 &+ 4 \left[\frac{(g_V^{e'})^2 + (g_A^{e'})^2}{x_W^2(1-x_W)^2} \right] \\
 &\times \left[\frac{((g_V^{\nu'})^2 + (g_A^{\nu'})^2)(s - 2\sqrt{s}E_\gamma) + (g_A^{\nu'})^2 E_\gamma^2 \sin^2 \theta_\gamma}{(s - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2} \right] \\
 &+ 32 \left[\frac{s - 2\sqrt{s}E_\gamma + 2E_\gamma^2 - E_\gamma^2 \sin^2 \theta_\gamma}{sE_\gamma^2 \sin^2 \theta_\gamma} \right] + 6 \left[\frac{(g_V^e g_V^{e'} + g_A^e g_A^{e'})}{x_W^2(1-x_W)^2} \right] \\
 &\times \left[\frac{(s - M_Z^2)(s - M_{Z'}^2) + M_Z M_{Z'} \Gamma_Z \Gamma_{Z'}}{[(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2][(s - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2]} \right] \\
 &\times \left[(g_V^e g_V^{e'} + g_A^e g_A^{e'})(s - 2\sqrt{s}E_\gamma) + (g_A^\nu g_A^{\nu'}) E_\gamma^2 \sin^2 \theta_\gamma \right] \left. \right\} \\
 &\times E_\gamma dE_\gamma d\cos \theta_\gamma, \tag{4.25}
 \end{aligned}$$

donde $x_W \equiv \sin^2 \theta_W$ y $E_\gamma, \cos \theta_\gamma$ son las energías y el angulo de apertura del fotón emitido.

La Ec. 4.25 corresponde a la sección transversal total del intercambio de los bosones Z, Z' y γ en el proceso $e^+e^- \rightarrow \nu_\tau\bar{\nu}_\tau\gamma$, la expresión correspondiente para el SM puede ser obtenida en el límite de desacoplamiento cuando $\theta_{B-L} = 0, g_1' = 0$ y $\alpha = 0$. En este caso, los términos que dependen de θ_{B-L}, g_1' y α en la Ec. (4.25) son cero y la Ec. (4.25) se reduce a la expresión dada en la Ref. [115] del SM mínimamente extendido que incluye neutrinos masivos de Dirac.

4.3. Momentos dipolares del ν_τ

Para estimar las cotas del momento magnético (MM) y del momento dipolar eléctrico (EDM) del neutrino tau a partir de la Ec. (4.25), es necesario evaluar la integral como función de μ_{ν_τ} y d_{ν_τ} para ello se requiere realizar cortes en

el ángulo y la energía del fotón para evitar divergencias cuando la integral se evalúa en los intervalos importantes de cada experimento¹. Integramos sobre θ_γ de 44.5° a 135.5° y E_γ de 15 GeV a 100 GeV. Usando los siguientes valores para los cálculos numéricos [19]: $\sin^2 \theta_W = 0.23126 \pm 0.00022$, $m_\tau = 1776.82 \pm 0.16$ MeV, $m_b = 4.60 \pm 0.18$ GeV, $m_t = 172.00 \pm 0.90$ GeV, $M_{W^\pm} = 80.39 \pm 0.02$ GeV, $M_Z = 91.19 \pm 0.01$ GeV, $\Gamma_Z = 2.49 \pm 0.01$ GeV, $M_h = 125 \pm 0.4$ GeV, $M_H = 500$ GeV y considerando el más reciente límite de [116–118]:

$$\frac{M_{Z'}}{g'_1} \geq 6.9 \text{ TeV}, \quad (4.26)$$

es posible obtener el límite de la escala de rompimiento de la simetría B-L, y tomar $v' = 3.45$ TeV y $\alpha = \frac{\pi}{9}$. En el análisis numérico, obtuvimos la sección transversal total $\sigma_{Tot} = \sigma_{Tot}(\mu_{\nu_\tau}, d_{\nu_\tau}, \sqrt{s}, M_{Z'}, g'_1, \theta_{B-L}, \alpha)$. Por lo tanto, en los cálculos numéricos, se asumió que \sqrt{s} , $M_{Z'}$, g'_1 , θ_{B-L} y α como parámetros libres.

Conforme a lo que se discute en las Refs. [115, 119, 120], $N \approx \sigma_{Tot}(\mu_{\nu_\tau}, d_{\nu_\tau}, \sqrt{s}, M_{Z'}, g'_1, \theta_{B-L}, \alpha)L$, donde $N = N_B + \sqrt{N_B}$ es el número total de eventos esperados $e^+e^- \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\tau \gamma$ en los niveles $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ y de acuerdo con los datos reportados por el ILC [121] y el CLIC [122] se tiene que $L = 500 - 2000 \text{ fb}^{-1}$. Tomando esto en consideración, se obtiene el límite para el momento magnético del neutrino tau con $d_{\nu_\tau} = 0$.

Como un indicador del orden de magnitud en los momentos dipolares obtenidos a través de este trabajo, en la Tabla 4.1 presentamos los límites obtenidos para el momento magnético en el μ_{ν_τ} y para el momento dipolar eléctrico d_{ν_τ} considerando diferentes valores de energía en el centro de masa $\sqrt{s} = 1000, 2000, 3000$ GeV, y para luminosidades de $L = 500, 1000, 2000 \text{ fb}^{-1}$ y para masas del nuevo bosón de norma $M_{Z'} = 1000, 2000, 3000$ GeV con $g'_1 = 0.145, 0.290, 0.435$ en $1\sigma, 2\sigma$ y 3σ , respectivamente. Evidentemente, los resultados obtenidos en la Tabla 4.1 son mejores que los reportados en la literatura [65, 77, 80, 115, 123–126].

La dependencia de los parámetros g'_1 y θ_{B-L} está contenida en los acoplamientos del modelo B-L, *i.e.*, g_V^f y g_A^f (ver Tabla 3.4). Además, a través de la corrección relativa es posible visualizar el comportamiento de esta dependencia, en el panel

¹Estos cortes están definido por la configuración experimental en el calorímetro electromagnética para el proceso de aniquilación de pares e^-e^+ en el que se aplica un cono de aislamiento.

Tabla 4.1: Límites del μ_{ν_τ} y d_{ν_τ} obtenidos en el modelo B-L, para $\sqrt{s} = 1000, 2000, 3000$ GeV y $\mathcal{L} = 500, 1000, 2000$ fb $^{-1}$ en $1\sigma, 2\sigma$ y 3σ .

$\mathcal{L} = 500, 1000, 2000$ fb $^{-1}$		
$\sqrt{s} = 1000$ GeV; $M_{Z'} = 1000$ GeV, $g'_1 = 0.145$		
C. L.	$ \mu_{\nu_\tau}(\mu_B) $	$ d_{\nu_\tau}(\text{ecm}) $
1σ	$(3.11, 2.20, 1.55) \times 10^{-8}$	$(6.01, 4.25, 3.00) \times 10^{-19}$
2σ	$(3.53, 2.50, 1.76) \times 10^{-8}$	$(6.82, 4.82, 3.41) \times 10^{-19}$
3σ	$(3.91, 2.75, 1.95) \times 10^{-8}$	$(7.55, 5.34, 3.77) \times 10^{-19}$
$\sqrt{s} = 2000$ GeV; $M_{Z'} = 2000$ GeV, $g'_1 = 0.290$		
C. L.	$ \mu_{\nu_\tau}(\mu_B) $	$ d_{\nu_\tau}(\text{ecm}) $
1σ	$(1.51, 1.07) \times 10^{-8}, 7.57 \times 10^{-9}$	$(2.92, 2.06, 1.46) \times 10^{-19}$
2σ	$(1.72, 1.21) \times 10^{-8}, 8.60 \times 10^{-9}$	$(3.31, 2.34, 1.65) \times 10^{-19}$
3σ	$(1.90, 1.34) \times 10^{-8}, 9.52 \times 10^{-9}$	$(3.67, 2.59, 1.83) \times 10^{-19}$
$\sqrt{s} = 3000$ GeV, $M_{Z'} = 3000$ GeV, $g'_1 = 0.435$		
C. L.	$ \mu_{\nu_\tau}(\mu_B) $	$ d_{\nu_\tau}(\text{ecm}) $
1σ	$1.00 \times 10^{-8}, (7.09, 5.00) \times 10^{-9}$	$(1.93, 1.36) \times 10^{-19}, 9.65 \times 10^{-20}$
2σ	$1.13 \times 10^{-8}, (8.03, 5.68) \times 10^{-9}$	$(2.19, 1.55, 1.09) \times 10^{-19}$
3σ	$1.25 \times 10^{-8}, (8.89, 6.28) \times 10^{-9}$	$(2.42, 1.71, 2.21) \times 10^{-19}$

superior de la Fig. 4.2 se considera el parámetro g_V^f en correspondencia con el valor en el SM, así, el cociente de esta corrección queda dado por:

$$\frac{\delta g_V^f}{(g_V^f)_{SM}} = \frac{(g_V^f)_{B-L} - (g_V^f)_{SM}}{(g_V^f)_{SM}}, \quad (4.27)$$

y en el panel inferior de la Fig. 4.2, se realiza algo similar para el parámetro g_A^f como una función de g_1' y de θ_{B-L} :

$$\frac{\delta g_A^f}{(g_A^f)_{SM}} = \frac{(g_A^f)_{B-L} - (g_A^f)_{SM}}{(g_A^f)_{SM}}, \quad (4.28)$$

De la gráfica superior se puede observar que el valor absoluto de la corrección relativa $\frac{\delta g_V^f}{(g_V^f)_{SM}}$ se incrementa cuando el parámetro g_1' también incrementa su valor y que es casi independiente del ángulo de mezcla θ_{B-L} . Sin embargo, el valor absoluto de $\frac{\delta g_V^f}{(g_V^f)_{SM}}$ se encuentra en los rangos de 10% – 70% en la mayor parte del espacio. En la gráfica inferior, se presenta la corrección relativa $\frac{\delta g_A^f}{(g_A^f)_{SM}}$ como una función de g_1' y θ_{B-L} . Aquí se muestra que el valor absoluto de $\frac{\delta g_A^f}{(g_A^f)_{SM}}$ aumenta cuando el parámetro g_1' incrementa y del mismo modo es casi independiente del ángulo de mezcla θ_{B-L} . Para $g_1' = 1$, el valor absoluto de $\frac{\delta g_A^f}{(g_A^f)_{SM}}$ se mantiene entre el rango de 4%.

Aunque el comportamiento es similar para ambos parámetros, es visible en la Fig. 4.2 que el cambio relativo en g_V^f es mucho más grande para g_A^f que para los valores de los parámetros libres g_1' y θ_{B-L} . Concluimos que las desviaciones de los acoplamientos g_V^f y g_A^f de los valores en el SM son relativamente mas grandes en el espacio de parámetros (g_1', θ_{B-L}) .

En la Fig. 4.3 se muestra el decaimiento total del bosón Z' como una función de $M_{Z'}$ y del nuevo acoplamiento de $U(1)_{B-L}$, g_1' , respectivamente, con los otros parámetros fijos a tres valores diferentes y con el valor del ángulo de mezcla $\theta_{B-L} = 10^{-3}$. De la gráfica superior, se puede ver que el decaimiento total del nuevo bosón Z' varía unos pocos GeV sobre un rango de masa de $1000 \text{ GeV} \leq M_{Z'} \leq 3500 \text{ GeV}$, dependiendo del valor de g_1' , cuando $g_1' = 0.145, 0.290, 0.435$, respectivamente. En el caso de la gráfica inferior, se obtiene un comportamiento similar en el rango de $0 \leq g_1' \leq 1$ y depende del valor $M_{Z'} = 1000, 2000, 3000 \text{ GeV}$. En ambos casos se observa una clara dependencia de los valores del modelo $U(1)_{B-L}$.

En la Fig. 4.4 se expone el comportamiento de la sección transversal total de $e^+e^- \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\tau \gamma$ como una función de las energías de los centros de masa \sqrt{s} a diferentes valores representativos de los momentos dipolares del neutrino tau, reportados en la literatura, *i.e.*, $\mu_{\nu_\tau} = 3.3 \times 10^{-6} \mu_B$ (L3), $5.4 \times 10^{-7} \mu_B$ (BEBC, CERN), $2.75 \times 10^{-8} \mu_B$ (Tabla 4.1) con $M_{Z'} = 3000 \text{ GeV}$ y $g_1' = 0.435$. Partiendo de una energía

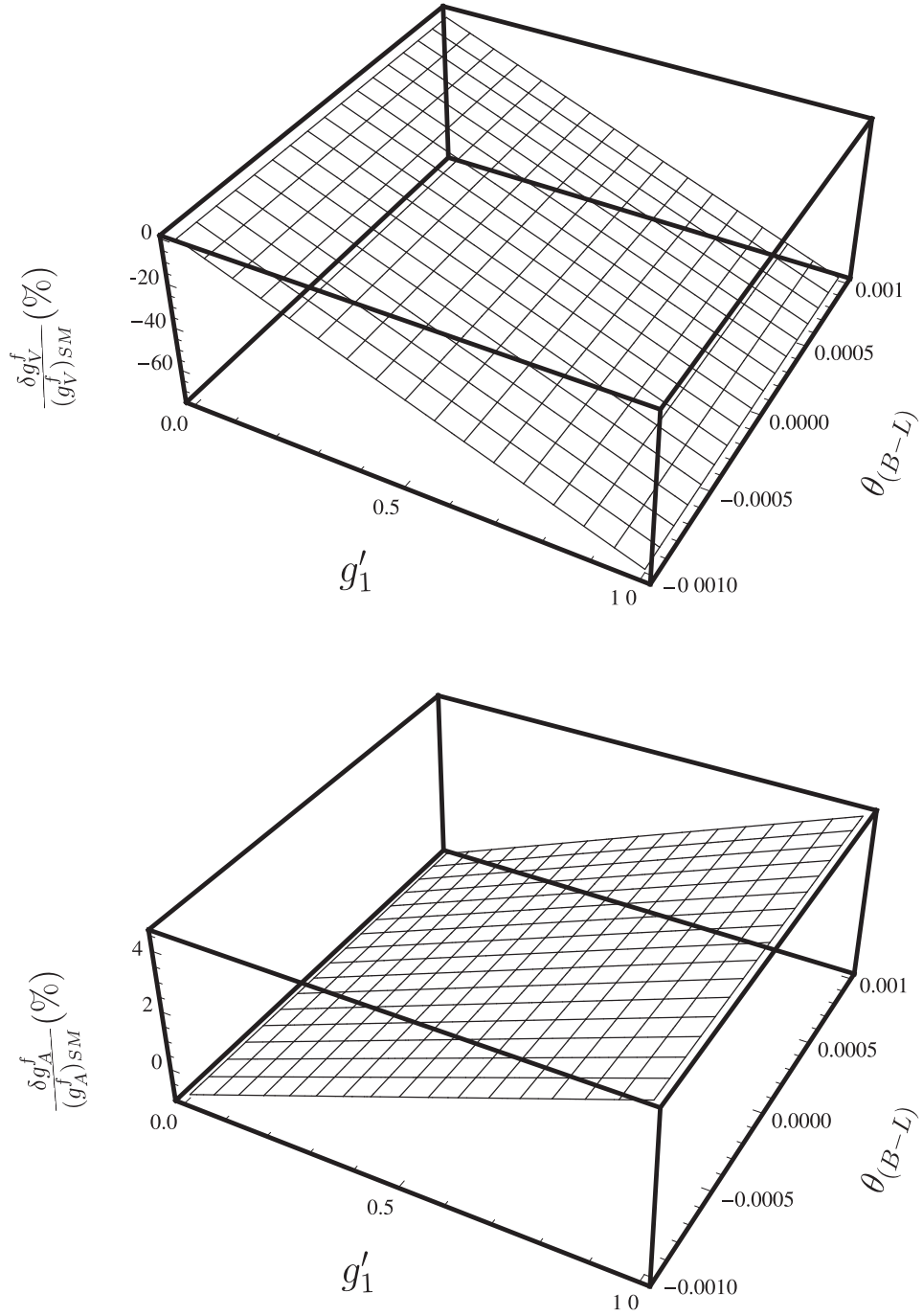


Figura 4.2: Panel superior: Corrección relativa $\frac{\delta g_V^f}{(g_V^f)_{SM}}$ como una función de (g'_1, θ_{B-L}) .
 Panel inferior: Corrección relativa $\frac{\delta g_A^f}{(g_A^f)_{SM}}$ como una función de (g'_1, θ_{B-L}) .

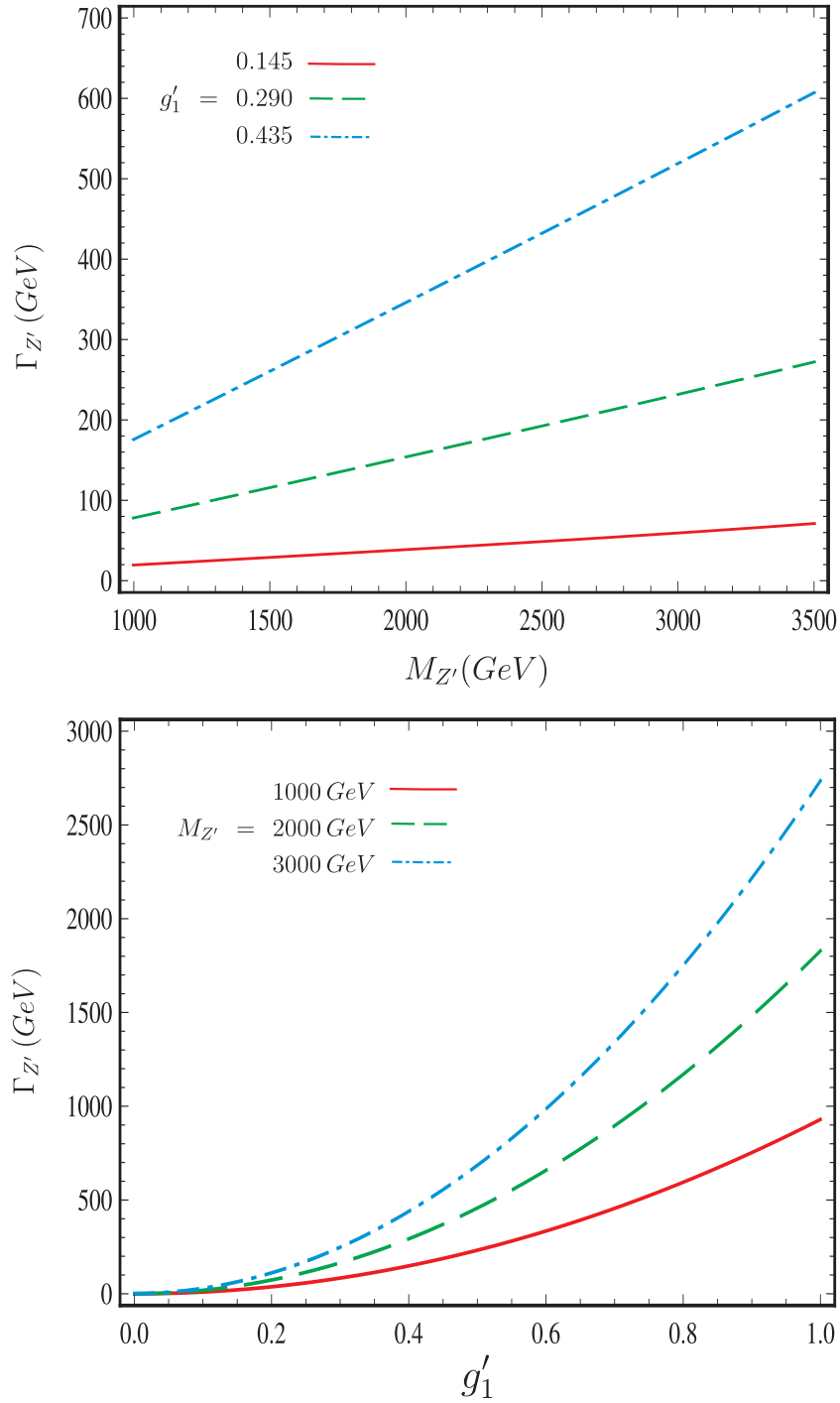


Figura 4.3: Superior: Decaimiento Z' como una función de $M_{Z'}$ para valores fijos de g'_1 . Inferior: Decaimiento Z' como una función de g'_1 para valores fijos de $M_{Z'}$ como una función de (g'_1, θ_{B-L}) .

del centro de masa del orden de Z , alrededor de un mínimo de $\sqrt{s} \simeq 100$ GeV ocurre debido al bosón del SM Z en altas energías. Para diferentes valores del parámetro μ_{ν_τ} la forma de las curvas no cambia y solo hay un cambio de estas dependiendo del valor del momento magnético.

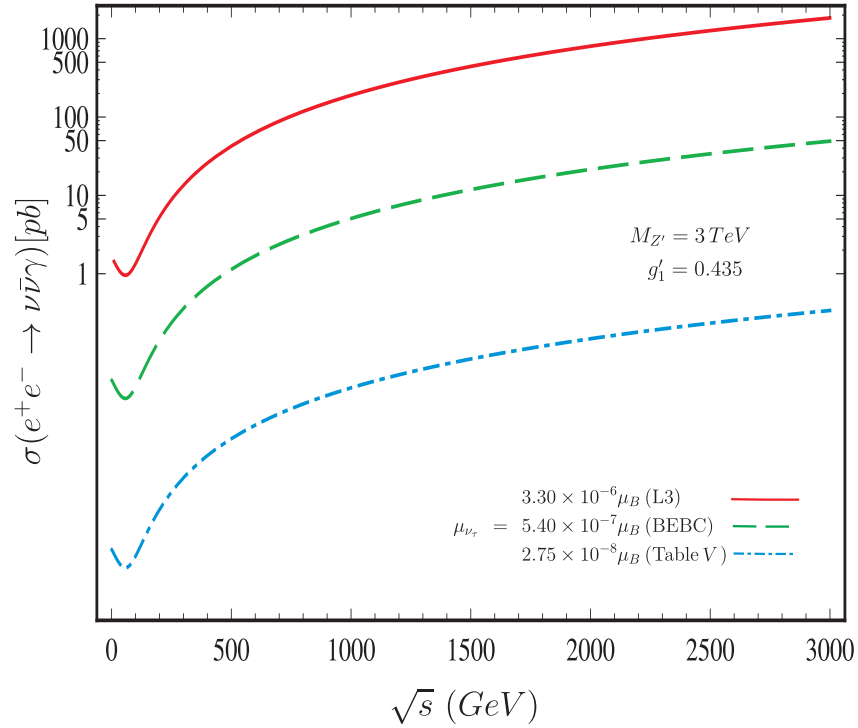


Figura 4.4: Las curvas muestran la forma de la sección transversal $e^+e^- \rightarrow \nu_\tau\bar{\nu}_\tau\gamma$ como una función de las energías del centro de masa a diferentes valores del momento magnético μ_{ν_τ} .

La dependencia de los límites del momento magnético μ_{ν_τ} con respecto de las luminosidades de los nuevos colisionadores L para tres diferentes valores de energía de los centros de masa $\sqrt{s} = 1000, 2000, 3000$ GeV, de la masa del nuevo bosón $M_{Z'} = 1000, 2000, 3000$ GeV y $g'_1 = 0.145, 0.290, 0.435$, respectivamente, se muestra en la Fig. 4.5. La figura muestra claramente una fuerte dependencia de μ_{ν_τ} con respecto a la luminosidad L y los parámetros del modelo $U(1)_{B-L}$. Además, el espacio entre las curvas es más amplio para valores mayores de g'_1 , como el decaimiento total del bosón Z' aumenta con g'_1 , como se muestra en la Fig. 4.3.

Finalmente, con el propósito de ver como la sección transversal total de $e^+e^- \rightarrow$

$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau \gamma$ cambia en función del momento magnético μ_{ν_τ} y d_{ν_τ} se realiza la gráfica en la Fig. 4.6. En esta gráfica se consideró $M_{Z'} = 3000 \text{ GeV}$ y $g'_1 = 0.435$ en correspondencia con la Ec. (4.26).

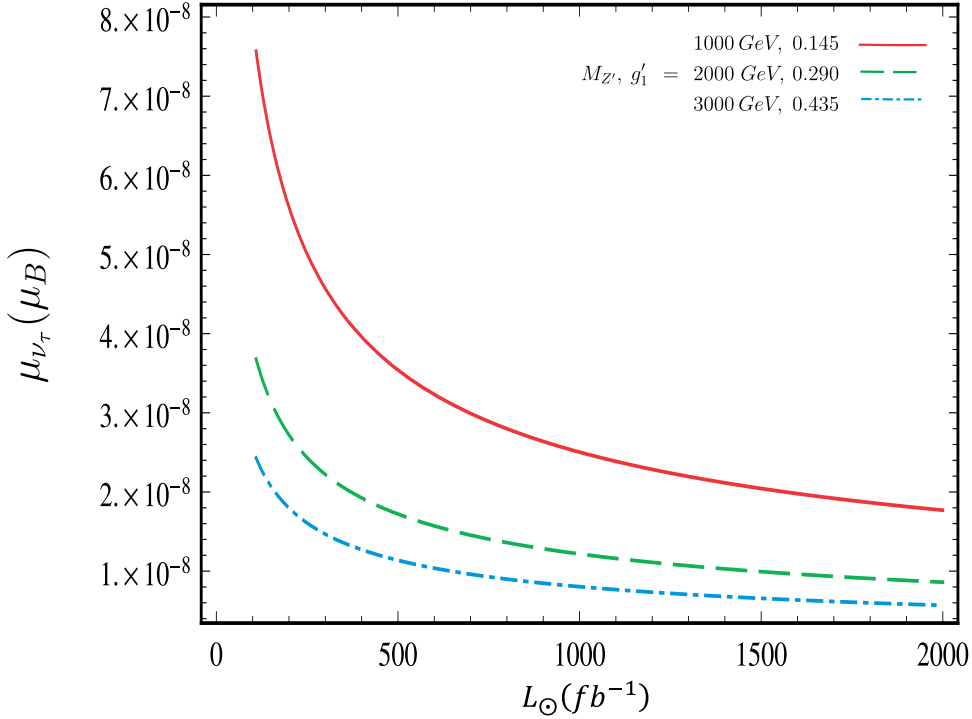


Figura 4.5: Dependencia de la sensibilidad de los límites 95% C. L. para el momento magnético anómalo para $M_{Z'}$ y g'_1 en el proceso $e^+e^- \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\tau \gamma$.

En resumen, hasta ahora hemos presentado la sensibilidad de los momentos dipolares magnético y eléctrico del neutrino tau en el marco del modelo electro débil $SU(2)_L \times U(1)_{B-L}$ en los futuros colisionadores lineales e^+e^- . Se consideró el proceso $e^+e^- \rightarrow (Z, Z', \gamma) \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\tau \gamma$. Para centros de masa con energías de colisión de $\sqrt{s} = 1000 - 3000 \text{ GeV}$ y luminosidades integradas de $L = 500 - 2000 \text{ fb}^{-1}$ con un L.C. del 95%, los valores obtenidos de los momentos dipolares $|\mu_{\nu_\tau} (\mu_\beta)| \leq 6.28 \times 10^{-9}$ y $|d_{\nu_\tau} (ecm)| \leq 1.21 \times 10^{-21}$ mejorando de dos a tres órdenes de magnitud.

El proceso $e^+e^- \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\tau \gamma$ que analizamos en el contexto del SM mínimamente extendido que incluye los neutrinos masivos de Dirac a altas energías y luminosidades esperadas en los colisionadores ILC/CLIC puede ser usado para explorar nuevos límites del momento magnético μ_{ν_τ} y del momento dipolar eléctrico d_{ν_τ} .

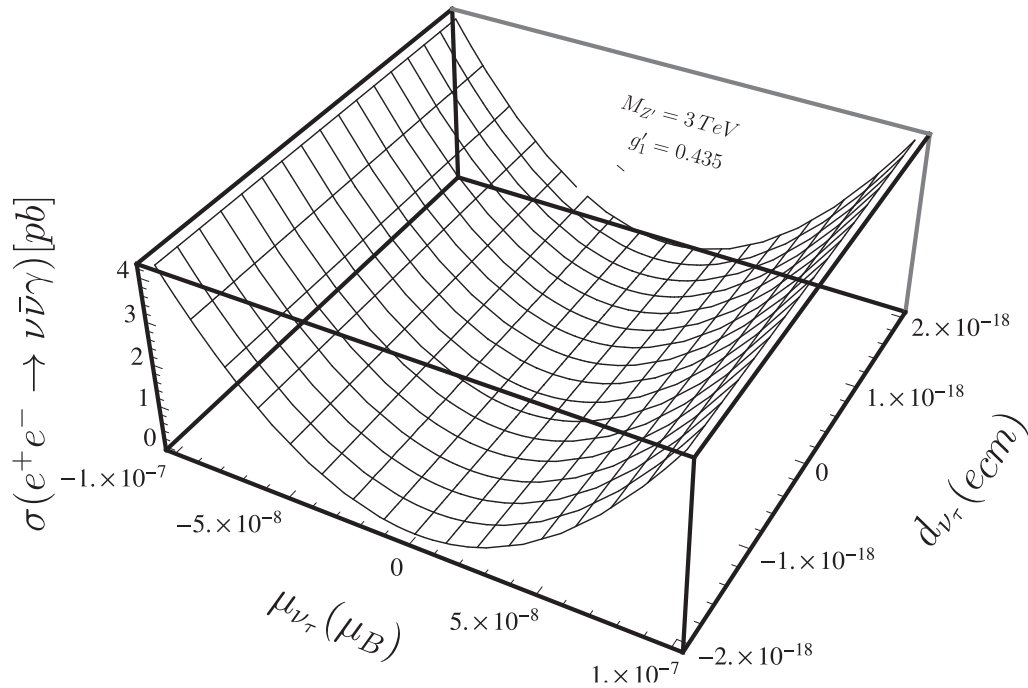


Figura 4.6: La superficie muestra la forma de la sección transversal del proceso $e^+e^- \rightarrow \nu_\tau\bar{\nu}_\tau\gamma$ como una función del MM μ_{ν_τ} y del EDM d_{ν_τ} .

En particular, se aprecia una sensibilidad del 95% C.L. en los límites para el momento magnético a energías del centro de masa de 1000 – 3000 GeV lo que constituye una prueba de estos límites del orden de $10^{-8} - 10^{-9}$, es decir, 2-3 órdenes de magnitud mejores a los proporcionados en la literatura, ver Tabla 2.2 y Refs. [19, 65, 125–129]. Los resultados obtenidos en la Tabla 4.1 tienen una comparación favorable con los límites obtenidos por la colaboración [130].

Las sensibilidades obtenidas del 95% C.L. para los momentos dipolares a energías del centro de masa de 1000–3000 GeV y luminosidades de $L = 2000 fb^{-1}$ es una prueba de estos límites de la orden de $10^{-19} - 10^{-20}$, lo que significa una mejora de 2-3 órdenes de magnitud sobre lo reportado en la literatura, ver Tabla 2.3.

Los resultados anteriores se publicaron en el artículo científico «*Probing the electromagnetic dipole moments of the tau-neutrino in the $U(1)_{B-L}$ model at the ILC and CLIC Energies*» con la colaboración de A. Llamas-Bugarín, A. Gutiérrez-Rodríguez, y M. A. Hernández-Ruíz, en *Physics Review D* **95**, 116008 (2017)[22].

PÉRDIDA DE ENERGÍA ESTELAR

“*Nobody ever figures out what life is all about, and it doesn't matter. Explore the world. Nearly everything is really interesting if you go into it deeply enough.*”

RICHARD P. FEYNMAN

Durante las fases posteriores de la evolución estelar, una vez que el núcleo colapsa y se forma una estrella de protones y neutrones en el centro de la explosión de la SN, la enorme cantidad de energía liberada del orden de 10^{53} ergios es en forma de pares neutrinos y antineutrinos. Evidentemente, los neutrinos de los tres sabores con grados de libertad adicionales, como AMM y EDM, podrían eliminar más cantidades de energía. Este es el caso del neutrino involucrado en el proceso de aniquilación de pares $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$ dado por la Ec. (1.1) que sería un agente importante para enfriar el núcleo colapsado por la emisión de neutrinos.

En este capítulo, incorporamos a nuestros cálculos el AMM y el EDM del neutrino. También cuantificamos la dependencia de estos momentos en la tasa de pérdida de energía estelar a través del proceso de aniquilación de pares $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$ y con los parámetros asociados con el modelo $U(1)_{BL}$.

5.1. Amplitud para el proceso $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$

En el contexto del modelo $U(1)_{B-L}$ (Secc. 3.2) se obtiene la razón de pérdida de energía estelar a través del proceso de aniquilación de pares:

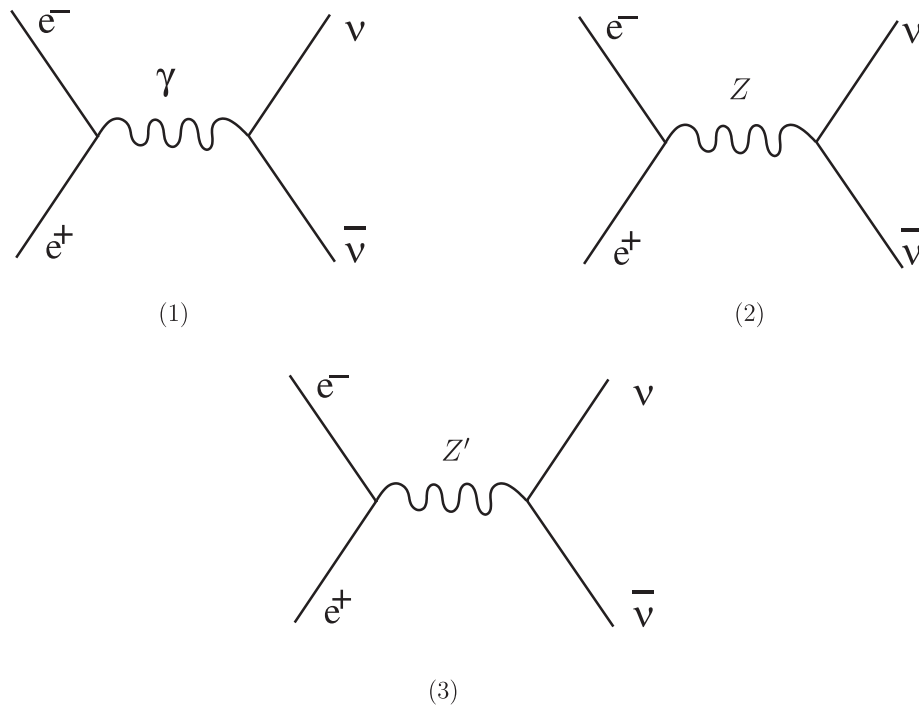


Figura 5.1: Diagramas de Feynman que contribuyen al proceso $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$.

$$e^+(p_1) e^-(p_2) \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu(k_1, \lambda_1) \bar{\nu}(k_2, \lambda_2), \quad (5.1)$$

con el intercambio de γ, Z, Z' . Aquí, k_i y p_i son los momentos de las partículas y λ_i es la helicidad del neutrino. Los diagramas de Feynman que contribuyen al proceso dado en la Ec. (5.1) se muestran en la Fig. 5.1. Usando los acoplamientos de los bosones Z, Z' con fermiones dados en la Tabla 3.4, las respectivas amplitudes de transición están dadas por:

$$i\mathcal{M}_\gamma = \bar{u}(k_2, \lambda_2) \Gamma^\alpha v(k_1, \lambda_1) \frac{-ig_{\mu\nu}}{(p_1 + p_2)^2} \bar{v}(p_1) ie\gamma_\mu u(p_2), \quad (5.2)$$

$$\begin{aligned} i\mathcal{M}_Z &= \bar{u}(k_2, \lambda_2) \left(\frac{-ig}{\cos\theta_W} \right) \gamma^\mu \frac{1}{2} (g_V^\nu - g_A^\nu \gamma_5) v(k_1, \lambda_1) \\ &\quad \times \frac{-i(g_{\mu\nu} - p_\mu p_\nu / M_Z^2)}{[(p_1 + p_2)^2 - M_Z^2 - iM_Z \Gamma_Z]} \\ &\quad \times \bar{v}(p_1) \left(\frac{-ig}{\cos\theta_W} \right) \gamma^\nu \frac{1}{2} (g_V^e - g_A^e \gamma_5) u(p_2), \end{aligned} \quad (5.3)$$

$$\begin{aligned}
 i\mathcal{M}_{Z'} &= \bar{u}(k_2, \lambda_2) \left(\frac{-ig}{\cos\theta_W} \right) \gamma^\mu \frac{1}{2} (g_V^\nu - g_A^\nu \gamma_5) v(k_1, \lambda_1) \\
 &\times \frac{-i(g_{\mu\nu} - p_\mu p_\nu / M_{Z'}^2)}{[(p_1 + p_2)^2 - M_{Z'}^2 - iM_{Z'}\Gamma_{Z'}]} \\
 &\times \bar{v}(p_1) \left(\frac{-ig}{\cos\theta_W} \right) \gamma^\nu \frac{1}{2} (g_V^e - g_A^e \gamma_5) u(p_2), \tag{5.4}
 \end{aligned}$$

donde u y v son los espinores de Dirac para el electrón y el positrón, respectivamente, γ_μ son las matrices de Dirac de 4×4 . Las constantes g_V^e , g_A^e , g_V^ν y g_A^ν dependen únicamente de los parámetros del modelo $U(1)_{B-L}$, *i.e.*, θ_{B-L} y g_1' (ver Tabla 3.4).

Como ya se mencionó anteriormente, las propiedades electromagnéticas de cualquier fermión aparecen en la teoría del campo cuántico a través de su interacción con el fotón (Fig. 2.3) y el vértice de la interacción $\nu\bar{\nu}\gamma$ está dado por la Ec. (2.58). En este trabajo, el interés principal son el MM y el EDM del neutrino, los cuales están definidos en términos de los factores de forma F_2 y F_3 de la siguiente manera [128]:

$$\mu_\nu = \left(\frac{m_e}{m_\nu} \right) F_2(q^2 = 0) \mu_B, \quad d_\nu = \left(\frac{e}{2m_\nu} \right) F_3(q^2 = 0). \tag{5.5}$$

Así, la amplitud de transición al cuadrado que derivada de las Ecs. (5.2) - (5.4), es:

$$\begin{aligned}
 \sum_s |\mathcal{M}_{\nu\bar{\nu}}|^2 &= \sum_s \left[|\mathcal{M}_\gamma|^2 + |\mathcal{M}_Z|^2 + |\mathcal{M}_{Z'}|^2 \right. \\
 &\quad \left. + 2\text{Re} \left(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^\dagger + \mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_{Z'}^\dagger + \mathcal{M}_Z \mathcal{M}_{Z'}^\dagger \right) \right], \tag{5.6}
 \end{aligned}$$

donde, promediando sobre los estados iniciales de polarización del electrón, y sumando sobre los estados finales de los neutrinos y electrones, obtenemos la siguiente expresión¹:

¹Los cálculos se realizaron mediante el paquete de Mathematica, FeynCalc [131] (ver apéndice A).

$$\sum_s |\mathcal{M}_\gamma|^2 = 4e^2 (\mu_\nu^2 + d_\nu^2) \left[\frac{(p_1 \cdot p_2 + m_e^2)(p_1 \cdot k_2 + m_e^2)}{(p_1 + p_2)^2} \right], \quad (5.7)$$

$$\begin{aligned} \sum_s |\mathcal{M}_Z|^2 = \frac{g^4}{2M_Z^4 \cos^4 \theta_W} & \left\{ \left[\left((g_V^e)^2 + (g_A^e)^2 \right) \left((g_V^\nu)^2 + (g_A^\nu)^2 \right) \right. \right. \\ & - 4(g_V^e)(g_A^e)(g_V^\nu)(g_A^\nu) \left. \right] (p_1 \cdot k_1)(p_2 \cdot k_2) \\ & + \left[\left((g_V^e)^2 + (g_A^e)^2 \right) \left((g_V^\nu)^2 + (g_A^\nu)^2 \right) \right. \\ & + 4(g_V^e)(g_A^e)(g_V^\nu)(g_A^\nu) \left. \right] (p_1 \cdot k_2)(p_2 \cdot k_1) \\ & \left. + \left[\left((g_V^e)^2 - (g_A^e)^2 \right) \left((g_V^\nu)^2 + (g_A^\nu)^2 \right) \right] m_e^2 (k_1 \cdot k_2) \right\}, \quad (5.8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sum_s |\mathcal{M}_{Z'}|^2 = \frac{g^4}{2M_{Z'}^4 \cos^4 \theta_W} & \left\{ \left[\left((g_V^{e'})^2 + (g_A^{e'})^2 \right) \left((g_V^{\nu'})^2 + (g_A^{\nu'})^2 \right) \right. \right. \\ & - 4(g_V^{e'})(g_A^{e'})(g_V^{\nu'})(g_A^{\nu'}) \left. \right] (p_1 \cdot k_1)(p_2 \cdot k_2) \\ & + \left[\left((g_V^{e'})^2 + (g_A^{e'})^2 \right) \left((g_V^{\nu'})^2 + (g_A^{\nu'})^2 \right) \right. \\ & + 4(g_V^{e'})(g_A^{e'})(g_V^{\nu'})(g_A^{\nu'}) \left. \right] (p_1 \cdot k_2)(p_2 \cdot k_1) \\ & \left. + \left[\left((g_V^{e'})^2 - (g_A^{e'})^2 \right) \left((g_V^{\nu'})^2 + (g_A^{\nu'})^2 \right) \right] m_e^2 (k_1 \cdot k_2) \right\}, \quad (5.9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sum_s 2\text{Re} \left(\mathcal{M}_Z \mathcal{M}_{Z'}^\dagger \right) = \frac{g^4}{M_Z^2 M_{Z'}^2 \cos^2 \theta_W} & \left\{ \left[(g_V^e g_V^{e'} + g_A^e g_A^{e'}) (g_V^\nu g_V^{\nu'} + g_A^\nu g_A^{\nu'}) \right. \right. \\ & - (g_V^e g_A^{e'} + g_A^e g_V^{e'}) (g_V^\nu g_A^{\nu'} + g_A^\nu g_V^{\nu'}) \left. \right] (p_1 \cdot k_1)(p_2 \cdot k_2) \\ & + \left[(g_V^e g_V^{e'} + g_A^e g_A^{e'}) (g_V^\nu g_V^{\nu'} + g_A^\nu g_A^{\nu'}) \right. \\ & + (g_V^e g_A^{e'} + g_A^e g_V^{e'}) (g_V^\nu g_A^{\nu'} + g_A^\nu g_V^{\nu'}) \left. \right] (p_1 \cdot k_2)(p_2 \cdot k_1) \\ & \left. + 2 \left[(g_V^e g_V^{e'} - g_A^e g_A^{e'}) (g_V^\nu g_V^{\nu'} + g_A^\nu g_A^{\nu'}) \right] m_e^2 (k_1 \cdot k_2) \right\}, \quad (5.10) \end{aligned}$$

la suma $\sum_s 2\text{Re} \left(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^\dagger + \mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_{Z'}^\dagger \right)$ es igual a cero. Así, de las Ecs. (5.7) - (5.10),

la forma explícita de la amplitud de transición al cuadrado es:

$$\begin{aligned}
 \sum_s |\mathcal{M}_{\nu\bar{\nu}}|^2 = & \frac{4(4\pi\alpha)^2}{\sin^4 2\theta_W} \left\{ \frac{\sin^4 2\theta_W}{(4\pi\alpha)} (\mu_\nu^2 + d_\nu^2) \left(\frac{(p_1 \cdot p_2 + m_e^2)(p_1 \cdot k_2 + m_e^2)}{(p_1 + p_2)^2} \right) \right. \\
 & + \left[\left(\frac{1}{M_Z^2} (g_V^e - g_A^e) (g_V^\nu + g_A^\nu) + \frac{1}{M_{Z'}^2} (g_V^{e'} - g_A^{e'}) (g_V^{\nu'} + g_A^{\nu'}) \right)^2 \right. \\
 & + \left. \left(\frac{1}{M_Z^2} (g_V^e + g_A^e) (g_V^\nu - g_A^\nu) + \frac{1}{M_{Z'}^2} (g_V^{e'} + g_A^{e'}) (g_V^{\nu'} - g_A^{\nu'}) \right)^2 \right] \\
 & \times (p_1 \cdot k_1) (p_2 \cdot k_2) \\
 & + \left[\left(\frac{1}{M_Z^2} (g_V^e + g_A^e) (g_V^\nu + g_A^\nu) + \frac{1}{M_{Z'}^2} (g_V^{e'} + g_A^{e'}) (g_V^{\nu'} + g_A^{\nu'}) \right)^2 \right. \\
 & + \left. \left(\frac{1}{M_Z^2} (g_V^e - g_A^e) (g_V^\nu - g_A^\nu) + \frac{1}{M_{Z'}^2} (g_V^{e'} - g_A^{e'}) (g_V^{\nu'} - g_A^{\nu'}) \right)^2 \right] \\
 & \times (p_1 \cdot k_2) (p_2 \cdot k_1) \\
 & + 2 \left[\frac{1}{M_Z^4} \left((g_V^e)^2 - (g_A^e)^2 \right) \left((g_V^\nu)^2 + (g_A^\nu)^2 \right) \right. \\
 & + \frac{1}{M_{Z'}^4} \left((g_V^{e'})^2 - (g_A^{e'})^2 \right) \left((g_V^{\nu'})^2 + (g_A^{\nu'})^2 \right) \\
 & \left. + \frac{2}{M_Z^2 M_{Z'}^2} (g_V^e g_V^{e'} - g_A^e g_A^{e'}) (g_V^\nu g_V^{\nu'} + g_A^\nu g_A^{\nu'}) \right] (m_e^2) (k_1 \cdot k_2) \left. \right\}, \quad (5.11)
 \end{aligned}$$

aquí, siguiendo [132] se ha introducido la constante de estructura fina α , tomando en cuenta:

$$g = \frac{e}{\sin \theta_W}, \quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi}, \quad (5.12)$$

y donde se ha hecho uso de la identidad trigonométrica $\sin^4 2\theta_W = 16 \sin^4 \theta_W \cos^4 \theta_W$.

La expresión para el cuadrado de la amplitud de transición del proceso $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$ correspondiente al SM, se obtiene en el límite de desacoplamiento cuando $\theta_{B-L} = 0$, $g_1' = 0$, $M_{Z'} \rightarrow \infty$ y $\mu_\nu = d_\nu = 0$. En este caso, las constantes de acoplamiento g_V^e , g_A^e , g_V^ν y g_A^ν que dependen únicamente de los parámetros del modelo $U(1)_{B-L}$, (ver Tabla 3.4), se simplifican de tal modo que, $(g_V^e)^{[B-L]} = -\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W = (g_V)^{[SM]}$, $(g_A^e)^{[B-L]} = -\frac{1}{2} = (g_A)^{[SM]}$ y $(g_V^\nu)^{[B-L]} = (g_V^\nu)^{[SM]} = \frac{1}{2}$,

así que la Ec. (5.11) se reduce a la expresión dada en las Refs. [11, 18, 133–135]:

$$\sum_s |\mathcal{M}_{\nu\bar{\nu}}|^2 = 8G_F^2 \left\{ \begin{aligned} & \left(g_V^{[SM]} - g_A^{[SM]} \right)^2 (p_1 \cdot k_1) (p_2 \cdot k_2) \\ & + \left(g_V^{[SM]} + g_A^{[SM]} \right)^2 (p_1 \cdot k_2) (p_2 \cdot k_1) \\ & + \left[\left(g_V^{[SM]} \right)^2 - \left(g_A^{[SM]} \right)^2 \right] m_e^2 (k_1 \cdot k_2) \end{aligned} \right\}, \quad (5.13)$$

donde G_F es la constante de Fermi ($\sqrt{2}G_F = \pi\alpha / (M_Z^2 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W)$), la Ec. (5.13) es válida para el neutrino tau y para el neutrino muón, en el caso del neutrino electrónico se debe cumplir $g_V^{[SM]} = \frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W$ y $g_A^{[SM]} = \frac{1}{2}$.

5.2. La sección transversal total para el proceso $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$

Una vez que tenemos una forma cerrada de la probabilidad de transición, la integración del elemento de matriz sobre el espacio fase proporciona la sección transversal diferencial y total. Así, para el proceso (5.1) este observable se calcula mediante:

$$d\sigma = \frac{1}{v_{rel}} \frac{(2\pi)^4}{4E_1 E_2} \frac{d^3 k_1 d^3 k_2}{(2\pi)^3 2\omega_1 (2\pi)^3 2\omega_2} |\mathcal{M}|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - k_1 - k_2), \quad (5.14)$$

donde v_{rel} es la velocidad relativa del electrón-positrón y esta dada por $\frac{1}{2}[s(s - 4m_e^2)]^{1/2}$ [129] y $E_1, E_2, \omega_1, \omega_2$ son las energías del electrón, positrón, del neutrino y antineutrino, respectivamente. La integración puede realizarse mediante la identidad de Lenard [136]:

$$\int \frac{d^3 k_1 d^3 k_2}{(2\pi)^3 2\omega_1 (2\pi)^3 2\omega_2} k_1^\alpha k_2^\beta (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - k_1 - k_2) = \frac{\pi}{24} \left[g^{\alpha\beta} (p_1 + p_2)^2 + 2(p_1^\alpha + p_2^\alpha)(p_1^\beta + p_2^\beta) \right] \times \Theta \left[(p_1 + p_2)^2 \right], \quad (5.15)$$

de esta manera y resolviendo las integrales correspondientes, la sección eficaz para el proceso $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$ dentro del marco del modelo $U(1)_{B-L}$ tiene la forma:

$$\begin{aligned} \sigma_{\nu\bar{\nu}}^{B-L} = & \frac{1}{v_{rel}} \frac{1}{E_1 E_2} \frac{\pi\alpha^2}{3 \sin^4 2\theta_W} \left\{ \frac{\sin^4 \theta_W}{2\pi\alpha} (\mu_\nu^2 + d_\nu^2) (2m_e^2 + p_1 \cdot p_2) \right. \\ & + \left(g_1^{[B-L]} \right) \left[m_e^4 + 3m_e^2 (p_1 \cdot p_2) + 2 (p_1 \cdot p_2)^2 \right] \\ & \left. + 12 \left(g_2^{[B-L]} \right) \left[m_e^4 + m_e^2 (p_1 \cdot p_2) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (5.16)$$

donde hemos redefinido las constantes de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} g_1^{[B-L]} = & \left[\frac{1}{M_Z^4} \left((g_V^e)^2 + (g_A^e)^2 \right) \left((g_V^\nu)^2 + (g_A^\nu)^2 \right) \right. \\ & + \frac{1}{M_{Z'}^4} \left((g_V^{e'})^2 + (g_A^{e'})^2 \right) \times \left((g_V^{\nu'})^2 + (g_A^{\nu'})^2 \right) \\ & \left. + \frac{2}{M_Z^2 M_{Z'}^2} (g_V^e g_V^{e'} + g_A^e g_A^{e'}) (g_V^\nu g_V^{\nu'} + g_A^\nu g_A^{\nu'}) \right], \end{aligned} \quad (5.17)$$

$$\begin{aligned} g_2^{[B-L]} = & \left[\frac{1}{M_Z^4} \left((g_V^e)^2 - (g_A^e)^2 \right) \left((g_V^\nu)^2 + (g_A^\nu)^2 \right) \right. \\ & + \frac{1}{M_{Z'}^4} \left((g_V^{e'})^2 - (g_A^{e'})^2 \right) \times \left((g_V^{\nu'})^2 + (g_A^{\nu'})^2 \right) \\ & \left. + \frac{2}{M_Z^2 M_{Z'}^2} (g_V^e g_V^{e'} - g_A^e g_A^{e'}) (g_V^\nu g_V^{\nu'} + g_A^\nu g_A^{\nu'}) \right]. \end{aligned} \quad (5.18)$$

De modo similar que en la Ec. (5.11), la expresión del SM para sección transversal total del proceso de aniquilación de pares puede recuperarse en el límite de desacoplamiento cuando $\theta_{B-L} = 0$, $g_1' = 0$, $M_{Z'} \rightarrow \infty$ y $\mu_\nu = d_\nu = 0$, así nuestras constantes $g_1^{[B-L]}$ y $g_2^{[B-L]}$ se reducen a:

$$g_1^{[B-L] \rightarrow [SM]} = \frac{1}{M_Z^4} \left((g_V^e)^2 + (g_A^e)^2 \right), \quad (5.19)$$

$$g_2^{[B-L] \rightarrow [SM]} = \frac{1}{4M_Z^4} \left((g_V^e)^2 - (g_A^e)^2 \right). \quad (5.20)$$

finalmente la Ec. (5.16) se simplifica a la obtenida en la referencia [11]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\nu\bar{\nu}}^{[B-L]\rightarrow[SM]} &= \frac{1}{v_{rel}E_1E_2} \frac{2\pi\alpha^2}{3\sin^4 2\theta_W M_Z^4} \\ &\times \left\{ \left[\left(g_V^{[SM]} \right)^2 + \left(g_A^{[SM]} \right)^2 \right] \left[m_e^4 + 3m_e^2 (p_1 \cdot p_2) + 2 (p_1 \cdot p_2)^2 \right] \right. \\ &\left. + 3 \left[\left(g_V^{[SM]} \right)^2 - \left(g_A^{[SM]} \right)^2 \right] \left[m_e^4 + m_e^2 (p_1 \cdot p_2) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (5.21)$$

5.3. Pérdida de energía estelar vía $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$

La expresión para la tasa de la pérdida de energía estelar a través del proceso de aniquilación de pares $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$ es determinada mediante [129, 133, 134, 137]:

$$Q_{\nu\bar{\nu}}^{B-L} = \frac{4}{(2\pi)^6} \int_{m_e}^{\infty} \frac{d^3\mathbf{p}_1}{[e^{(E_1-\mu)/T} + 1]} \frac{d^3\mathbf{p}_2}{[e^{(E_2+\mu)/T} + 1]} (E_1 + E_2) v_{rel} \sigma_{\nu\bar{\nu}}^{B-L}, \quad (5.22)$$

donde $\sigma_{\nu\bar{\nu}}^{B-L}$ es la sección transversal total del proceso $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$, $[\exp((E_{1,2} \pm \mu)/T) + 1]^{-1}$ son las funciones de distribución de Fermi-Dirac para e^\pm , μ es el potencial químico del electrón y T es la temperatura de la SN.

El cálculo de la razón de pérdida de energía estelar se puede realizar más fácilmente expresando las últimas integrales en términos de la integral de Fermi, las cuales están definidas como:

$$G_n^\pm(\lambda, \eta) = \lambda^{3+2n} \int_{\lambda^{-1}}^{\infty} x^{2n+1} \frac{\sqrt{x^2 - \lambda^{-2}}}{e^{(x \pm \eta)} + 1} dx, \quad (5.23)$$

donde:

$$\lambda = \frac{k_B T}{m_e}, \quad \eta = \frac{\mu}{k_B T},$$

y donde hemos tomado $k_B = 1$ para la constante de Boltzman.

Por lo tanto, la expresión final de la tasa de pérdida de energía estelar a través del proceso de aniquilación de pares $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$ en el marco del modelo $U(1)_{B-L}$ esta dada por:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{Q}_{\nu\bar{\nu}}^{B-L}(\mu_\nu, d_\nu, \theta_{B-L}, g'_1, M_{Z'}, \eta) = & \frac{\alpha^2 m_e^9}{9\pi^3 \sin^4 2\theta_W} \left\{ \frac{3 \sin^4 2\theta_W}{2\pi \alpha m_e^2} (\mu_\nu^2 + d_\nu^2) \right. \\
 & \times \left[2 \left(G_{-1/2}^- G_0^+ + G_0^- G_{-1/2}^+ \right) + G_0^- G_{1/2}^+ + G_{1/2}^- G_0^+ \right] \\
 & + 4 \left(g_1^{[B-L]} \right) \left[5 \left(G_{-1/2}^- G_0^+ + G_0^- G_{-1/2}^+ \right) + 7 \left(G_0^- G_{1/2}^+ + G_{1/2}^- G_0^+ \right) \right. \\
 & - 2 \left(G_1^- G_{-1/2}^+ + G_{-1/2}^- G_1^+ \right) + 8 \left(G_1^- G_{1/2}^+ + G_{1/2}^- G_1^+ \right) \left. \right] \\
 & \left. + 36 \left(g_2^{[B-L]} \right) \left[G_{-1/2}^- G_0^+ + G_0^- G_{-1/2}^+ + G_0^- G_{1/2}^+ + G_{1/2}^- G_0^+ \right] \right\}. \quad (5.24)
 \end{aligned}$$

Es importante tener en cuenta que no hay interferencia entre los diagramas de la interacción débil y los de la interacción electromagnética de la Fig. 2.2. El resultado de la Ec. (5.24) para la razón de pérdida de energía estela es un resultado exacto para todos los valores de λ y η . De manera similar que en las expresiones (5.11) y (5.21), la expresión SM para la taza de pérdida de energía estelar derivada del proceso de producción de pares de neutrinos se obtiene en el límite de desacoplamiento cuando $\theta_{B-L} = 0$, $g'_1 = 0$, $M_{Z'} \rightarrow \infty$, $\mu_\nu = 0$ y $d_\nu = 0$. En este caso, los términos que dependen de θ_{B-L} , g'_1 , $M_{Z'}$, μ_ν y d_ν en la Ec. (5.24) son cero y la Ec. (5.24) se reduce a las expresiones obtenidas en la Ref. [11]:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{Q}_{\nu\bar{\nu}}^{[B-L] \rightarrow [SM]}(\eta) = & \frac{2\alpha^2 m_e^9}{9\pi^3 \sin^4 2\theta_W M_Z^4} \left\{ \left[\left(g_V^{[SM]} \right)^2 + \left(g_A^{[SM]} \right)^2 \right] \right. \\
 & \times \left[5 \left(G_{-1/2}^- G_0^+ + G_0^- G_{-1/2}^+ \right) + 7 \left(G_0^- G_{1/2}^+ + G_{1/2}^- G_0^+ \right) \right. \\
 & - 2 \left(G_1^- G_{-1/2}^+ + G_{-1/2}^- G_1^+ \right) + 8 \left(G_1^- G_{1/2}^+ + G_{1/2}^- G_1^+ \right) \left. \right] \\
 & + 9 \left[\left(g_V^{[SM]} \right)^2 - \left(g_A^{[SM]} \right)^2 \right] \\
 & \left. \times \left[G_{-1/2}^- G_0^+ + G_0^- G_{-1/2}^+ + G_0^- G_{1/2}^+ + G_{1/2}^- G_0^+ \right] \right\}, \quad (5.25)
 \end{aligned}$$

Hacemos hincapié en que la dependencia del ángulo de mezcla θ_{B-L} entre $Z - Z'$ y la constante de acoplamiento g'_1 del modelo $U(1)_{B-L}$ están contenidas en los nuevos acoplamientos $g_{1,2}^{[B-L]}$ ($g_V^f, g_A^f, g_V'^f, g_A'^f$) (ver Tabla 3.4), mientras que la dependencia del parámetro de degeneración η esta contenida en las integrales de Fermi Ec. (5.23). Las integrales de Fermi $G_n^\pm(\lambda, \eta)$ no pueden resolverse para todos los valores de λ y η , es decir, no es posible obtener una expresión analítica para $\mathcal{Q}_{\nu\bar{\nu}}^{B-L}(\mu_\nu, d_\nu, \theta_{B-L}, g'_1, M_{Z'}, \eta)$ la cual se que se cumple para todos los valores de la temperatura T y el potencial químico μ .

Si los neutrinos tienen un MM y un EDM, entonces el proceso de producción de pares dado en la Ec. (5.1) recibirá una contribución electromagnética adicional de la interacción con un fotón virtual, *i.e.*, si los neutrinos tienen un MM y/o un EDM distintos de cero, son posibles nuevos canales para la producción de neutrinos y la contribución electromagnética conduce a un aumento en la producción de pares estelar. Este resultado analítico sobre la pérdida de energía estelar de la producción de pares de neutrinos se obtiene a través del proceso $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$ y en el marco del modelo $U(1)_{B-L}$ es también una función del μ_ν y el d_ν del neutrino a partir de los parámetros del modelo $U(1)_{B-L}$: el ángulo de mezcla θ_{B-L} , la masa de un nuevo bosón $M_{Z'}$ que depende en gran medida de g'_1 y del parámetro de degeneración η .

5.3.1. Análisis numérico

La razón de pérdida de energía estelar para el proceso de aniquilación de pares $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$ como función del parámetro de degeneración η se muestra en la Fig. 5.2, elegimos como parámetros de entrada $g'_1 = 0.435$, $M_{Z'} = 3000$ GeV, $\theta_{B-L} = 1 \times 10^{-3}$, $\mu_\nu = 2.70 \times 10^{-12} \mu_B$ [138] y $d_\nu = 1.21 \times 10^{-21} ecm$ [22]. En esta figura consideramos los siguientes escenarios:

1. la razón de la pérdida de energía estelar como función de μ_ν y d_ν , de los parámetros del modelo $U(1)_{B-L}$ y de η esto es, \mathcal{Q}_{B-L} correspondiente al modelo $U(1)_{B-L}$ con propiedades electromagnéticas:

$$\blacksquare \mathcal{Q}_{\nu\bar{\nu}}^{B-L}(\mu_\nu, d_\nu, \theta_{B-L}, g'_1, M_{Z'}, \eta),$$

2. otro caso corresponde a la pérdida de energía estelar como una función de los parámetros del modelo $U(1)_{B-L}$ y del parámetro de decaimiento

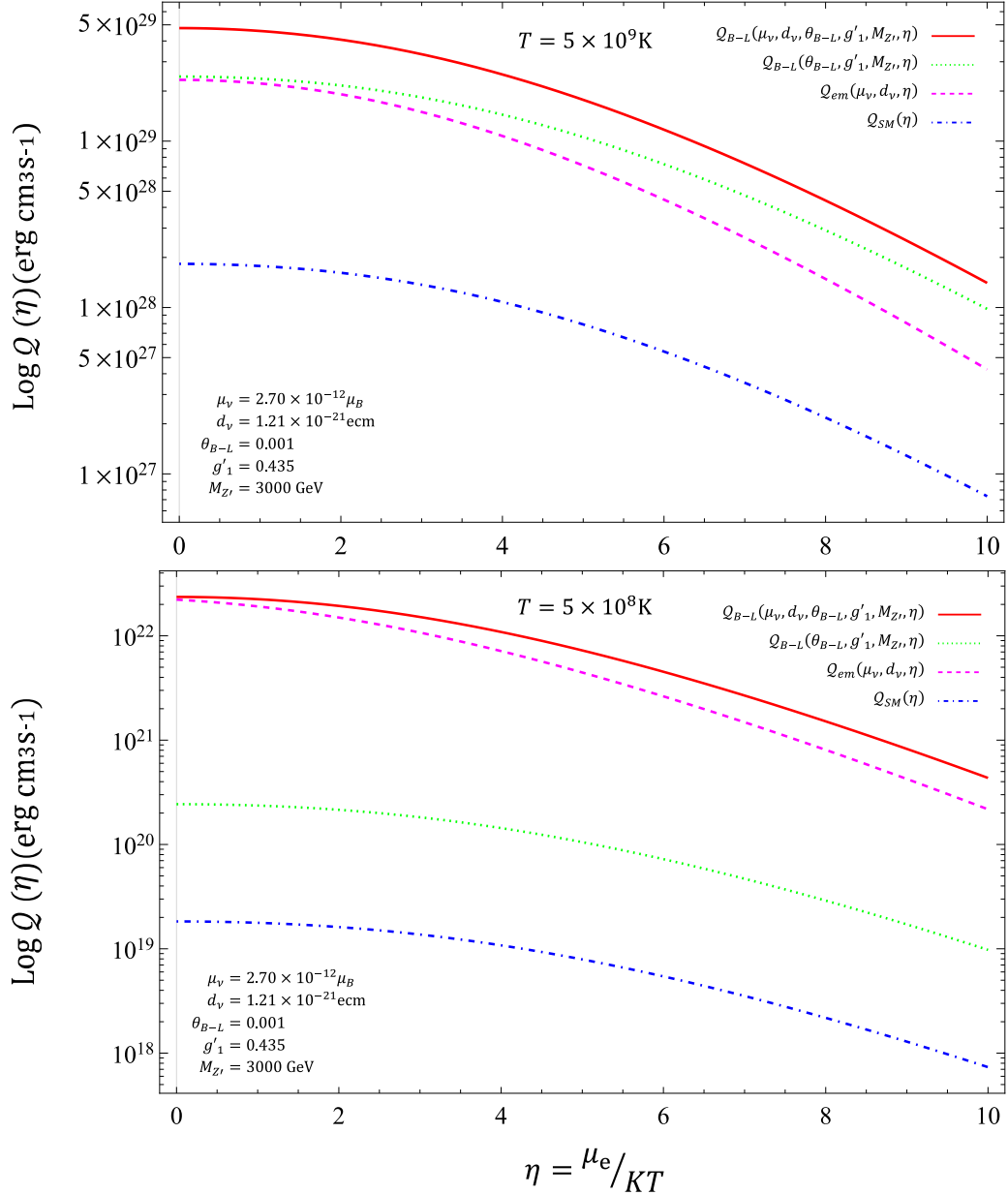


Figura 5.2: Emisividad para el proceso $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$ como una función del parámetro de degeneración η para temperaturas estelares de $5 \times 10^8 K$ y $5 \times 10^9 K$. La línea sólida es para $Q_{\nu\bar{\nu}}^{B-L}(\mu_\nu, d_\nu, \theta_{B-L}, g'_1, M_{Z'}, \eta)$, la línea punteada es para $Q_{\nu\bar{\nu}}^{B-L}(\theta_{B-L}, g'_1, M_{Z'}, \eta)$, la línea segmentada es para $Q_{\nu\bar{\nu}}^{em}(\mu_\nu, d_\nu, \eta)$, finalmente la «dot-dashed» corresponde al SM, $Q_{\nu\bar{\nu}}^{SM}(\eta)$.

miento η , sin la contribución de las propiedades electromagnéticas del neutrino:

- $\mathcal{Q}_{\nu\bar{\nu}}^{B-L}(\theta_{B-L}, g'_1, M_{Z'}, \eta)$,

3. el tercer caso corresponde al Modelo Estándar mínimamente extendido con propiedades electromagnéticas del neutrino donde la pérdida de energía es una función del momento magnético μ_ν y del momento dipolar eléctrico d_ν y del parámetro de degeneración η :

- $\mathcal{Q}_{\nu\bar{\nu}}^{em}(\mu_\nu, d_\nu, \eta)$,

4. finalmente, consideramos el caso simple del SM:

- $\mathcal{Q}_{\nu\bar{\nu}}^{SM}(\eta)$,

Estos resultados muestran que tanto los momentos dipolares del neutrino como los parámetros del modelo $U(1)_{B-L}$ tienen un considerable efecto en la pérdida de energía estelar. Por ejemplo, la diferencia entre los casos con y sin propiedades electromagnéticas para el modelo B-L es de 2 órdenes de magnitud. Para los casos del SM y SM mínimamente extendido con propiedades electromagnéticas, la diferencia es de hasta 3 órdenes de magnitud. La figura 5.2 revela que la emisividad crece con la contribución de la MM y de la EDM del neutrino, así como con los parámetros del modelo B-L.

En la Fig. 5.3, se muestra la razón de pérdida de energía estelar como función de los momentos μ_ν y d_ν del neutrino, con el parámetro de degeneración $\eta = 2$. Se puede observar que la pérdida de energía estelar se mantiene constante casi para todos los valores del EDM (d_ν) mientras crece para el MM (μ_ν).

La dependencia con respecto a μ_ν se puede visualizar con mayor precisión en la Fig. 5.4, donde se han considerado diferentes valores para el parámetro de degeneración $\eta = 2, 4, 8$. En esta gráfica se muestra que la razón de emisividad no solo depende significativamente del MM del neutrino, también del parámetro η . Adicionalmente, se puede ver que la razón de pérdida de energía estelar disminuye cuando el parámetro η se incrementa, este comportamiento se debe a la reducción en el número de positrones disponibles necesarios para causar la colisión. La dependencia de $\mathcal{Q}_{\nu\bar{\nu}}^{B-L}$ en función de (θ_{B-L}, η) , parámetros del modelo $U(1)_{B-L}$

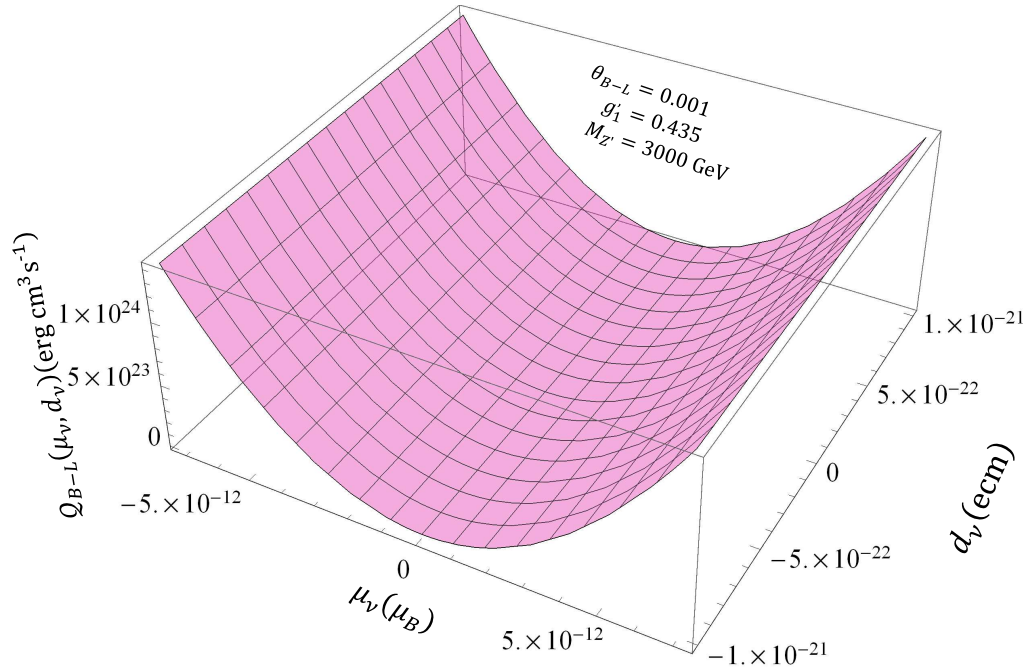


Figura 5.3: Tasa de la pérdida de energía estelar para el proceso $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$ en función del MM y el EDM (μ_ν, d_ν) para $\eta = 2$.

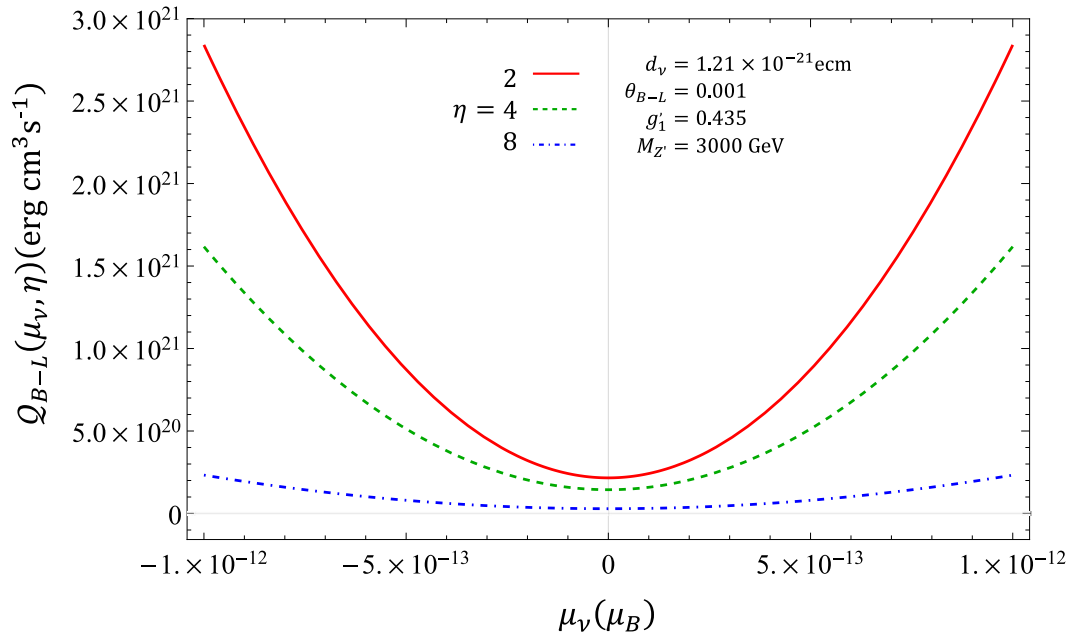


Figura 5.4: Tasa de la pérdida de energía estelar para el proceso $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$ como función del MM (μ_ν) para varios valores de η .

se muestra en la Fig. 5.5. De manera similar que en la Fig. 5.4 la energía estelar decrece conforme aumenta η . Adicionalmente, se puede observar que la energía estelar se conserva casi constante para cualquier valor de del ángulo de mezcla θ_{B-L} .

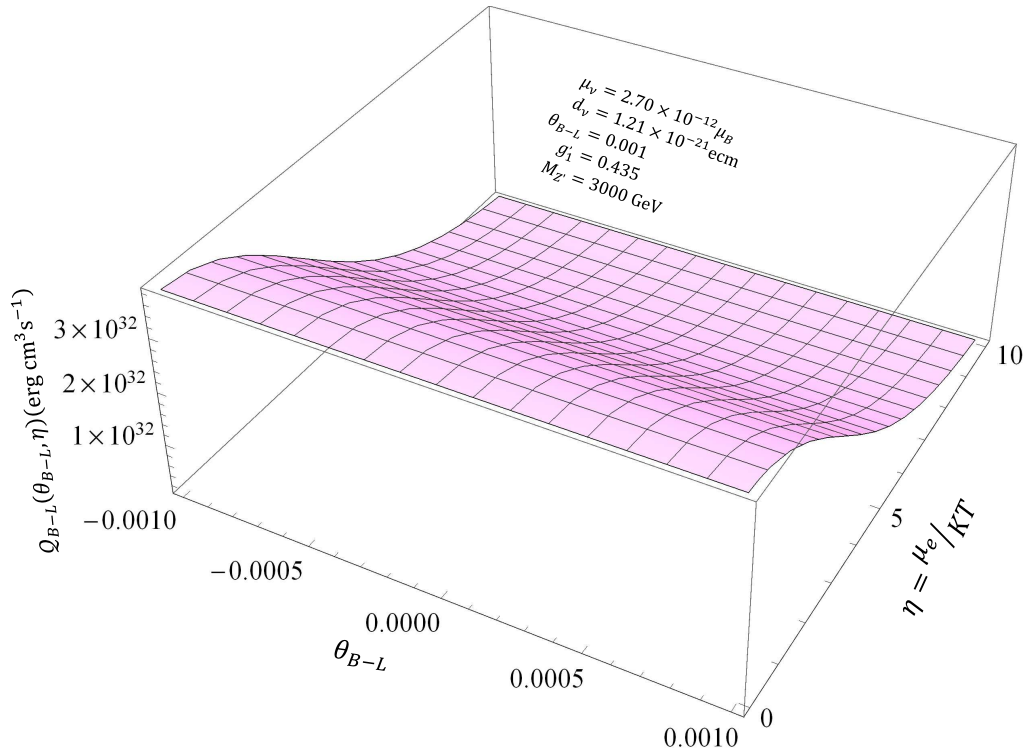


Figura 5.5: Razón de pérdida de energía estelar para el proceso $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$ como función de los parámetros del modelo $U(1)_{B-L}$: el ángulo de mezcla $Z - Z'$ y el parámetro de degeneración (θ_{B-L}, η) .

La Fig. 5.6 muestra la razón de pérdida de energía estelar para el proceso de aniquilación de pares en función de la masa del nuevo bosón de norma $M_{Z'}$ del modelo $U(1)_{B-L}$. De esta figura, se puede observar que $\mathcal{Q}(M_{Z'}, \theta_{B-L})$ depende de ambos parámetros $M_{Z'}$ y θ_{B-L} , esto es debido a la relación $M_{Z'} = 2v'g'_1$ [103, 104, 139].

Una primera comparación del resultado obtenido en la Eq. (5.24) con el Modelo Estándar se obtiene simplemente con el cociente de ambos modelos, es decir con la expresión completa $\mathcal{Q}_{\nu\bar{\nu}}^{B-L}(\mu_\nu, d_\nu, \theta_{B-L}, g'_1, M_{Z'}, \eta)$ y la correspondiente del Modelo Estándar, la cual se obtuvo con en el límite de desacoplamiento cuando $\theta_{B-L} = 0$,

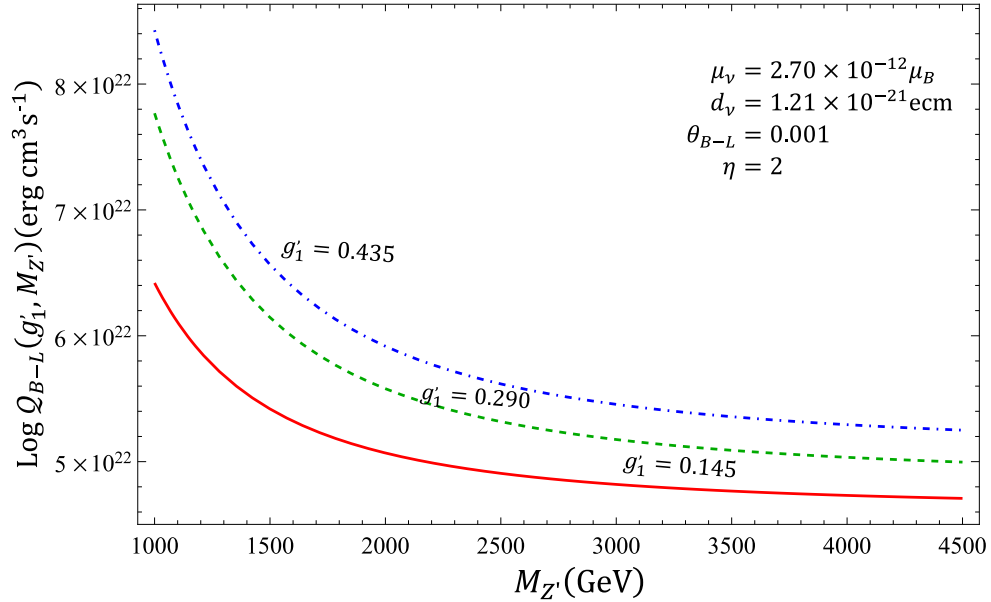


Figura 5.6: Razón de pérdida de energía estelar como una función de la masa del nuevo bosón de norma Z' . La línea sólida corresponde a $g'_1 = 0.145$, la línea segmentada es para $g'_1 = 0.290$ y la línea punteada para $g'_1 = 0.435$.

$g'_1 = 0$, $M_{Z'} \rightarrow \infty$, $\mu_\nu = 0$ y $d_\nu = 0$, *i.e.*, Ec. (5.25).

A este respecto, en la Fig. 5.7, se muestra la gráfica de contorno de la razón $\frac{Q_{\nu\bar{\nu}}^{B-L}(\mu_\nu, d_\nu, \theta_{B-L}, g'_1, M_{Z'}, \eta)}{Q_{\nu\bar{\nu}}^{SM}}$ en el plano de $(T, \rho/\mu_e)$, aquí los parámetros de entrada son $g'_1 = 0.435$, $M_{Z'} = 3000$ GeV, $\theta_{B-L} = 10^{-3}$, $\mu_\nu = 2.70 \times 10^{-12} \mu_B$ y $d_\nu = 1.21 \times 10^{-21}$ ecm. Esta figura muestra la razón de la pérdida de energía estelar no estándar sobre la emisividad estándar, a través de la producción de pares de neutrinos vía el proceso $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$ como una función de la temperatura estelar (T) y de la densidad de materia (ρ) en la región de interés definida por $10^1 \leq (\rho/\mu_e)(gcm^{-3}) \leq 10^{12}$ y $10^7 \leq T(^{\circ}K) \leq 10^{10}$. El resultado muestra que, de hecho, el modelo $U(1)_{B-L}$ no excede el 25% de lo pronosticado por el SM.

El método comúnmente utilizado para validar la precisión de un nuevo modelo, es a través de la comparación con lo pronosticado con el SM [11], esto se realiza mediante la corrección relativa definida como:

$$\frac{\delta Q_{\nu\bar{\nu}}^{B-L}}{Q_{\nu\bar{\nu}}^{SM}} = \frac{Q_{\nu\bar{\nu}}^{B-L}(\mu_\nu, d_\nu, \theta_{B-L}, g'_1, M_{Z'}, \eta) - Q_{\nu\bar{\nu}}^{SM}(\eta)}{Q_{\nu\bar{\nu}}^{SM}(\eta)}. \quad (5.26)$$

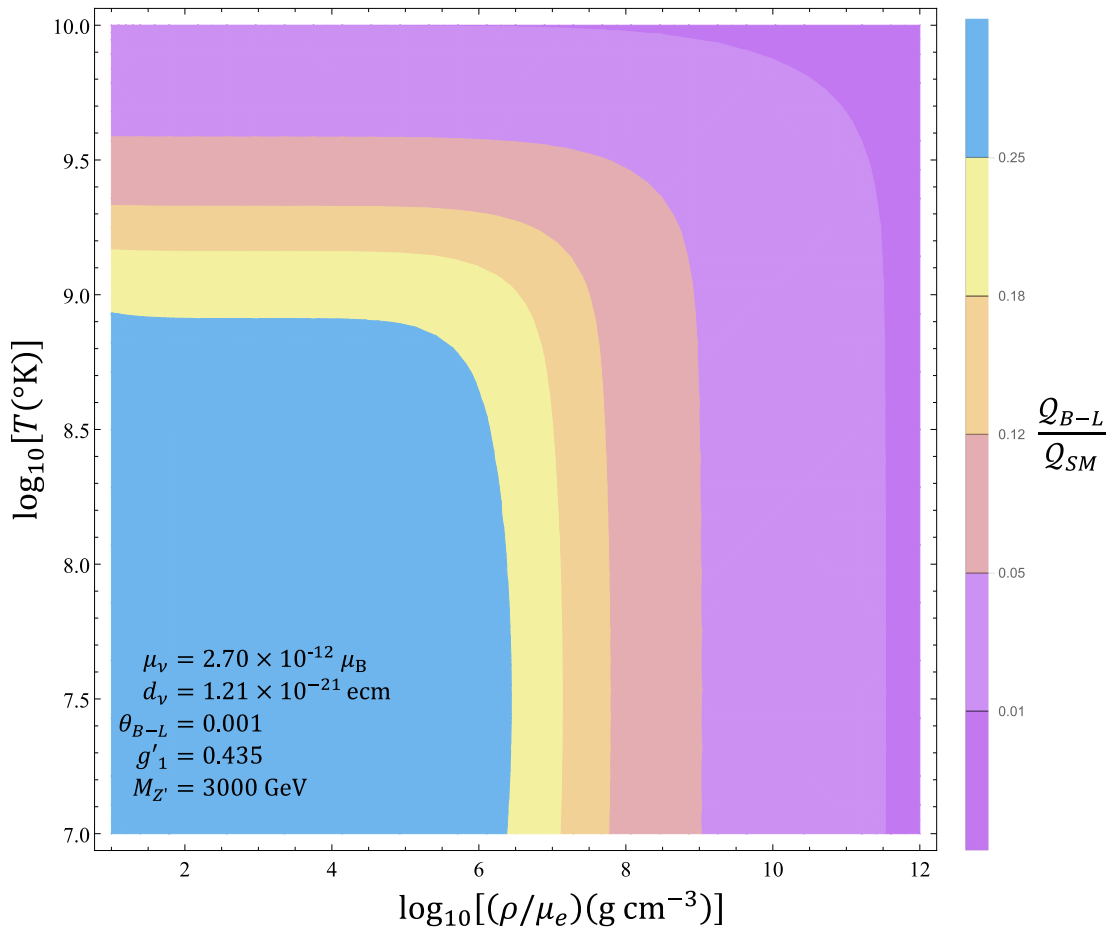


Figura 5.7: Gráfica de contorno para la razón $\frac{Q_{\nu\nu}^{B-L}(\mu_\nu, d_\nu, \theta_{B-L}, g'_1, M_{Z'}, \eta)}{Q_{\nu\nu}^{SM}}$ como una función de la temperatura estelar (T) y de la densidad de materia (ρ).

además, dado que las integrales de Fermi no pueden ser resueltas analíticamente para todos los valores de λ y η , no hay una expresión $Q_{\nu\nu}^{B-L}$ que sea válida para todas las temperaturas y densidades, por lo que resulta conveniente analizar la Eq. (5.24) en varias regiones de interés:

5.3.2. Región I: $\lambda \ll 1, \eta \ll \frac{1}{\lambda}$

Es el caso no relativista y no degenerado, en esta región las temperaturas y densidades varían entre $3 \times 10^8 \leq T \leq 3 \times 10^9 K$ y densidades de $\rho \leq 10^5 gr/cm^3$, respectivamente. En esta región, las integrales de Fermi se simplifican como:

$$G_n^\pm \approx \left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \lambda^{\frac{3}{2}} e^{-1/\lambda} e^{\mp\eta}, \quad (5.27)$$

lo que nos permite obtener la aproximación:

$$\begin{aligned} \mathcal{Q}_I^{B-L}(\mu_\nu, d_\nu, \theta_{B-L}, g'_1, M_{Z'}) &= \frac{2\alpha^2 m_e^6}{\pi^2 \sin^4 2\theta_W} (T)^3 e^{-2m_e/T} \\ &\times \left[\frac{\sin^4 2\theta_W}{4\pi\alpha m_e^2} (\mu_\nu^2 + d_\nu^2) + 4 \left(g_1^{[B-L]} + g_2^{[B-L]} \right) \right]. \end{aligned} \quad (5.28)$$

Con el resultado de la Ec. (5.28) y haciendo uso de la Ec. (5.26), además de la correspondiente para el SM (Ec. 26 de la Ref. [11]) se obtiene la corrección relativa para la Región I:

$$\frac{\delta\mathcal{Q}_I^{B-L}}{\mathcal{Q}_I^{SM}} = \frac{M_Z^4 \left[\left(g_1^{[B-L]} + g_2^{[B-L]} \right) + \frac{\sin^4 2\theta_W (\mu_\nu^2 + d_\nu^2)}{16\pi\alpha m_e^2} \right]}{\left(g_V^{SM} \right)^2} - 1. \quad (5.29)$$

este resultado es independiente de la temperatura estelar y la Ec. (5.29) solamente depende del MM (μ_ν) del EDM (d_ν) del neutrino y de los parámetros del modelo $U(1)_{B-L}$, *i.e.*, del ángulo de mezcla θ_{B-L} , la constante de acoplamiento g'_1 y la masa del nuevo bosón de norma $M_{Z'}$. Como se ha venido tratando en este trabajo, $g_V^{SM} = 2 \sin \theta_W - \frac{1}{2}$, la cual es la constante de acoplamiento del SM para el neutrino (ν) [11, 137].

5.3.3. Región II: $\lambda \ll 1, \frac{1}{\lambda} \ll \eta \ll \frac{2}{\lambda}$

Se trata del caso no relativista y levemente degenerado, con una temperatura $T \leq 10^8 K$ y densidades de entre $10^4 gr/cm^3 \leq \rho \leq 10^6 gr/cm^3$. En este caso, las integrales de Fermi satisfacen que $G_0^- \gg G_0^+$ y $G_n^- \approx G_0^-$, por lo tanto:

$$G_n^+ \approx G_0^+ = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \lambda^{\frac{3}{2}} e^{-1/\lambda} e^{-\eta}, \quad G_n^- \approx G_0^- = \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right) \frac{\pi^2}{m_e^3} N_A, \quad (5.30)$$

consecuentemente, se obtiene para la región II:

$$\begin{aligned} Q_{II}^{B-L}(\mu_\nu, d_\nu, \theta_{B-L}, g'_1, M_{Z'}) &= \frac{2\sqrt{2}\pi\alpha^2}{\pi \sin^4 2\theta_W} \left(\frac{\rho}{\mu_e} N_A \right) \left(\frac{T}{m_e} \right)^{3/2} m_e^6 e^{-(m_e+\mu_e)/T} \\ &\times \left[\frac{\sin^4 2\theta_W}{4\pi\alpha m_e^2} (\mu_\nu^2 + d_\nu^2) + 4(g_1^{[B-L]} + g_2^{[B-L]}) \right]. \end{aligned} \quad (5.31)$$

La corrección relativa Ec. (5.26), se obtiene mediante la Ec. (5.31) y la correspondiente para el modelo estándar (Ec. 27 de la Ref. [11]), resultando:

$$\frac{\delta Q_{II}^{B-L}}{Q_{II}^{SM}} = \frac{M_Z^4 \left[(g_1^{[B-L]} + g_2^{[B-L]}) + \frac{\sin^4 2\theta_W (\mu_\nu^2 + d_\nu^2)}{16\pi\alpha m_e^2} \right]}{(g_V^{SM})^2} - 1. \quad (5.32)$$

que es exactamente igual que en la región I (5.29), extendiendo esta igualdad en la dependencia del conjunto de parámetros enunciados anteriormente. En consecuencia, la indistinguibilidad del tratamiento con electrones no degenerados o ligeramente degenerados se vuelve clara.

5.3.4. Región III: $\lambda \ll 1, 1 \ll \lambda\eta$

Esta región representa el caso relativista y degenerado y es válida para temperaturas $T > 6 \times 10^7 K$ y densidades $\rho > 10^7 gr/cm^3$. Aquí las condiciones para las integrales de Fermi deben cumplir que:

$$G_n^+ \approx G_0^+ = \left(\frac{\pi}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \lambda^{\frac{3}{2}} e^{-1/\lambda} e^{-\eta}, \quad G_n^- = \left(\frac{3}{2n+3} \right) (\lambda\eta)^{3/2} G_0^-. \quad (5.33)$$

Entonces, al considerar las potencias más altas de $\lambda\eta$, la razón de pérdida de energía estelar para esta región es:

$$\begin{aligned} Q_{III}^{B-L}(\theta_{B-L}, g'_1, M_{Z'}) &= \frac{8\sqrt{2}\pi\alpha^2}{5\pi \sin^4 2\theta_W} \left(\frac{\rho}{\mu_e} N_A \right) \left(\frac{T}{m_e} \right)^{3/2} \left(\frac{\mu_e}{m_e} \right)^2 \\ &\times m_e^6 e^{-(m_e+\mu_e)/T} (g_1^{[B-L]}), \end{aligned} \quad (5.34)$$

Haciendo un tratamiento similar a las secciones anteriores, la corrección relativa viene dada por la Ec. (5.34) y la propia del SM (Ec. 29, Ref. [11]):

$$\frac{\delta Q_{III}^{B-L}}{Q_{III}^{SM}} = \frac{2(M_Z^4)(g_1^{[B-L]})}{\left[(g_V^{SM})^2 + (g_A^{SM})^2 \right]} - 1. \quad (5.35)$$

reiteramos que $g_A^{SM} = -\frac{1}{2}$ [11, 137] y g_V^{SM} es la misma que para los casos previos. La aproximación típica para esta región solo considera los términos de las potencias dominantes, por lo que no hay dependencia del MM y/o del EDM del neutrino.

5.3.5. Región IV: $\lambda \gg 1, \eta \ll 1$

Este es el caso relativista y no degenerado, es para densidades $\rho > 10^7 gr/cm^3$. En esta región podemos ignorar el potencial químico. Para las potencias de orden superior de λ , las integrales de Fermi deben cumplir:

$$G_n^\pm \approx \lambda^{2n+3} (2n+2)! \sum_{S=1}^{\infty} \frac{(-1)^{S+1}}{S^{2n+3}}. \quad (5.36)$$

así la razón de pérdida de energía estelar para esta región es:

$$Q_{IV}^{B-L}(\theta_{B-L}, g_1', M_{Z'}, \mu_\nu, d_\nu) = \frac{28\pi\zeta(5)\alpha^2(T)^9}{3\sin^4 2\theta_W} (g_1^{[B-L]}). \quad (5.37)$$

Con el resultado de la Ec. (5.37) y la Ec. 31 de la referencia [11], la corrección relativa para la región IV es:

$$\frac{\delta Q_{IV}^{B-L}}{Q_{IV}^{SM}} = \frac{(M_Z^4)(g_1^{[B-L]})}{\left[(g_V^{SM})^2 + (g_A^{SM})^2 \right]} - 1. \quad (5.38)$$

5.3.6. Región V: $\lambda \gg 1, \eta \gg 1$

Finalmente, queda la región relativista y degenerada, esta región se restringe a densidades de $\rho > 10^8 gr/cm^3$ para una temperatura estelar de $T \approx 10^{10} K$, y a temperaturas de un rango de $10^{10} K$ a $10^{11} K$ para densidad de $\rho > 10^{10} gr/cm^3$.

En esta región la condición para las integrales de Fermi es $G_n^- \gg G_n^+$, por lo que adicionalmente se debe cumplir:

$$G_n^+ \approx \lambda^{2n+3} (2n+2)! e^{-\eta} \quad G_n^- \approx \left(\frac{3}{2n+3} \right) (\lambda\eta)^n \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right) \frac{\pi^2}{m_e^3} N_A. \quad (5.39)$$

En consecuencia, tomando solo las potencias de orden mayor del producto $\lambda\eta$, las razón de pérdida de energía estelar queda determinada por:

$$\begin{aligned} \mathcal{Q}_V^{B-L}(\theta_{B-L}, g'_1, M_{Z'}, \rho) &= \frac{(8\alpha)^2}{5\pi \sin^4 2\theta_W} \left(\frac{\rho}{\mu_e} N_A \right) \left(\frac{T}{m_e} \right)^4 \left(\frac{\mu_e}{m_e} \right)^2 \\ &\quad \times m_e^6 e^{-\mu_e/T} \left(g_1^{[B-L]} \right), \end{aligned} \quad (5.40)$$

La corrección relativa se calcula a partir de las Ec. (5.40) y la correspondiente para el SM (Ec. 33 de la Ref. [11]), dando como resultado:

$$\frac{\delta \mathcal{Q}_V^{B-L}}{\mathcal{Q}_V^{SM}} = \frac{2(M_Z^4) \left(g_1^{[B-L]} \right)}{\left[\left(g_V^{SM} \right)^2 + \left(g_A^{SM} \right)^2 \right]} - 1, \quad (5.41)$$

la Ec. (5.41) es similar a la Ec. (5.35) de la región III. Nuevamente, queda claro que existe una indistinguibilidad del tratamiento con electrones no degenerados o degenerados.

Del análisis realizado para las regiones I-V, los efectos del momento magnético μ_ν y del momento dipolar eléctrico d_ν tienen principal relevancia en la emisividad de las regiones I y II. Dada la Ec. (5.28) para la región I, en la Fig. 5.8 se puede observar la pérdida de energía estelar a través de la producción de neutrinos vía el proceso $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$ con la contribución de la interacción débil y electromagnética y en función de la temperatura estelar. Es evidente, como ya se ha mencionado, que a temperaturas altas, la producción de pares de neutrinos es mayor en el canal de aniquilación de pares. Adicionalmente, empleando las cotas para los momentos dipolares del neutrino del capítulo anterior (ver tabla 4.1) [22], en la Fig. 5.8 se puede visualizar que los momentos de la orden de $10^{-8} \mu_B$ y $10^{-19} ecm$ tiene mayor influencia que $10^{-9} \mu_B$ y $10^{-20} ecm$ sobre el proceso de aniquilación que los de orden.

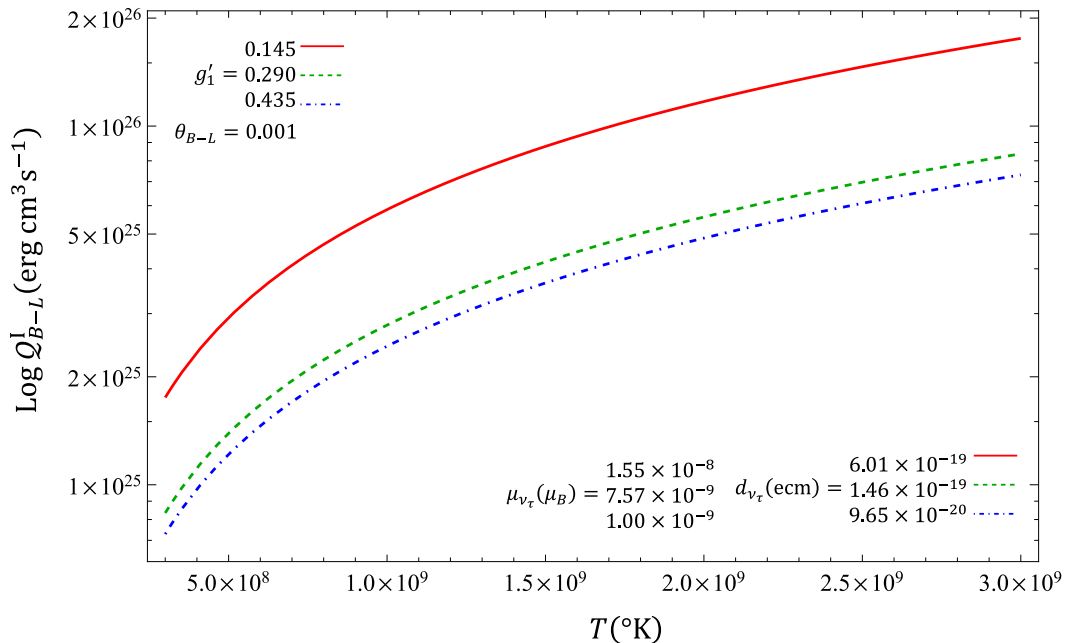


Figura 5.8: Razón de pérdida de energía estelar para el proceso $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu\bar{\nu}$ como función de la temperatura estelar T . La línea sólida es para valores de $g'_1 = 0.145$, la línea dentada es para $g'_1 = 0.290$ y la línea punteada es para $g'_1 = 0.435$.

A partir de la expresión para Q_{II}^{B-L} dada en la Ec. (5.31), se muestra la gráfica de contorno en el plano $(T, \rho/\mu_e)$, con un código de color para diferentes $Q_{II}^{B-L}(\mu_\nu, d_\nu, \theta_{B-L}, g'_1, M_{Z'})$ en la Fig. 5.9. El momento magnético $\mu_\nu = 2.70 \times 10^{-12} \mu_B$ se ha fijado de acuerdo a la cota experimental más reciente en la literatura obtenida a través de las Supernovas (ver Tabla 2.1) [74].

Como se describió previamente, la validación no estándar del modelo $U(1)_{B-L}$ se realiza mediante la corrección relativa, en este sentido, tanto para la región I (Ec. 5.29) como para la región II (Ec. 5.32) hay un mismo comportamiento, en la Fig. 5.8 se puede verificar que $\delta Q_{I-II}^{B-L}/Q_{I-II}^{SM}$ es del orden de 22% para $Q_{I-II}^{B-L}(\mu_\nu, d_\nu, \theta_{B-L}, g'_1, M_{Z'})$, *i.e.*, con la contribución tanto de la interacción débil como de la interacción electromagnética, los momentos dipolares MM y EDM $\mu_\nu = 2.70 \times 10^{-12} \mu_B$ y $d_\nu = 1.21 \times 10^{-21}$ respectivamente, se han tomado de acuerdo a los límites experimentales aceptados actualmente y obtenidos través de las Supernovas (ver Tabla 2.1) [74]; y del 46% para $Q_{I-II}^{B-L}(\theta_{B-L}, g'_1, M_{Z'})$, *i.e.*, sin la contribución de las propiedades electromagnéticas, ambas como función del ángulo de mezcla dentro del intervalo de $-10^3 \leq \theta_{B-L} \leq 10^3$. Para los otros parámetros del modelo $U(1)_{B-L}$, los valores de entrada se eligen conforme a los

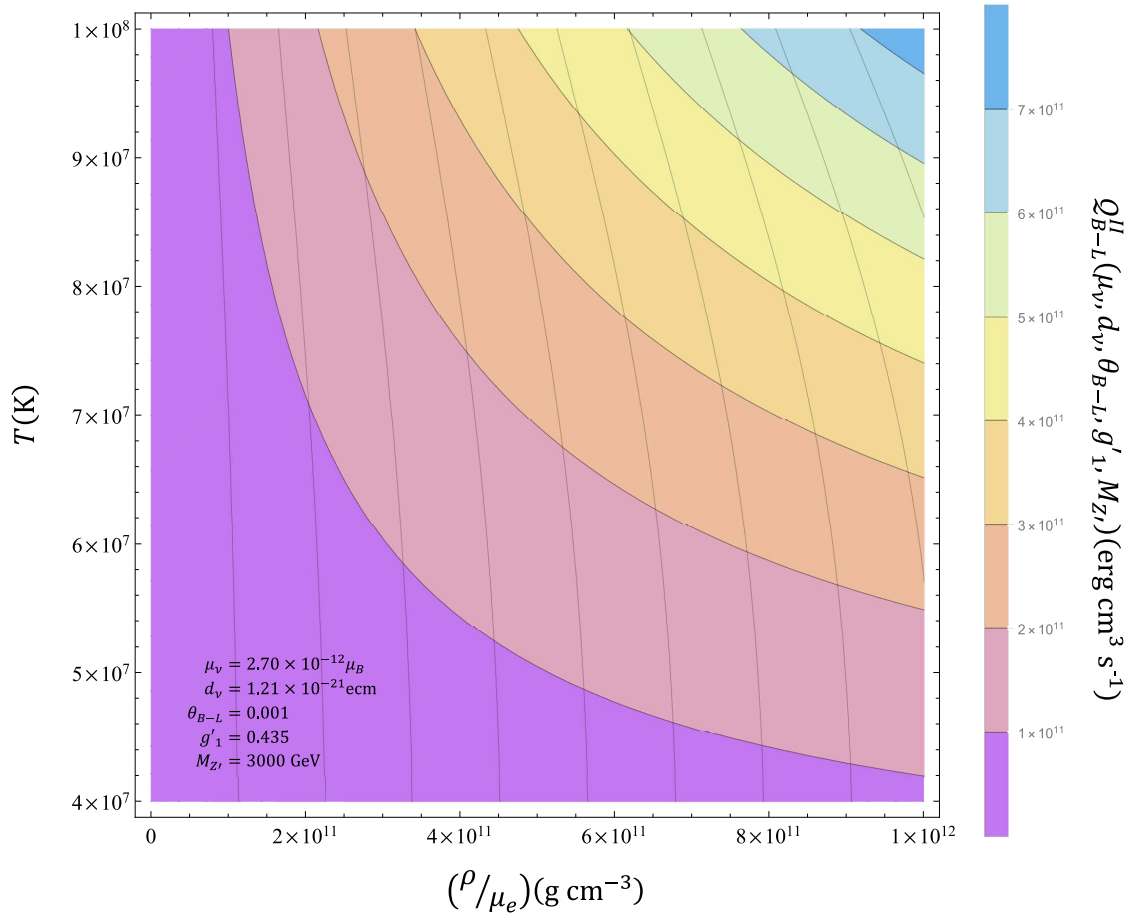


Figura 5.9: Contornos en el plano $(T, \rho/\mu_e)$ para la Región II. El MM del ν se fija al valor experimental $\mu_\nu = 2.70 \times 10^{-12} \mu_B$.

datos más recientes de la literatura, $g'_1 = 0.435$ y $M_{Z'}$. Mientras que para las regiones III-V, la corrección relativa $\delta Q_{III-V}^{B-L}/Q_{III-V}^{SM}$ dadas por las Eqs. (5.35), (5.38) y (5.41) es del orden de 1% – 25%, como se muestra en la Fig. 5.11.

Para reforzar la consistencia de nuestro modelo con el Modelo Estándar mínimamente extendido, así como su relevancia en la cosmología y en la astrofísica, estimamos una nueva cota para el momento magnético del neutrino (μ_ν). De las Ecs. (5.28) o (5.31) correspondientes a la regiones I y II donde hay dependencia del MM (μ_ν) y considerando la relación:

$$\frac{Q_{I-II}^{B-L}}{Q_{I-II}^{SM}} = \frac{M_{Z'}^4 \left[\left(g_1^{[B-L]} + g_2^{[B-L]} \right) + \frac{\sin^4 2\theta_W (\mu_\nu^2 + d_\nu^2)}{16\pi\alpha m_e^2} \right]}{\left(g_V^{SM} \right)^2}, \quad (5.42)$$

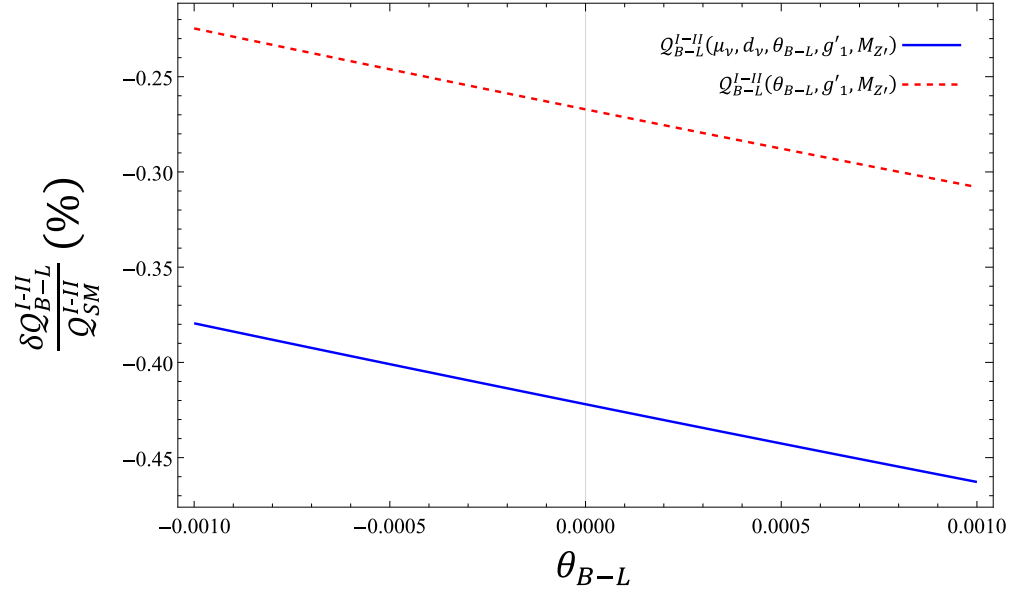


Figura 5.10: Corrección relativa $\frac{\delta Q_{I-II}^{B-L}}{Q_{I-II}^{SM}}$ como una función del ángulo de mezcla θ_{B-L} con y sin dependencia del MM y del EDM (μ_ν y d_ν) para las regiones I y II.

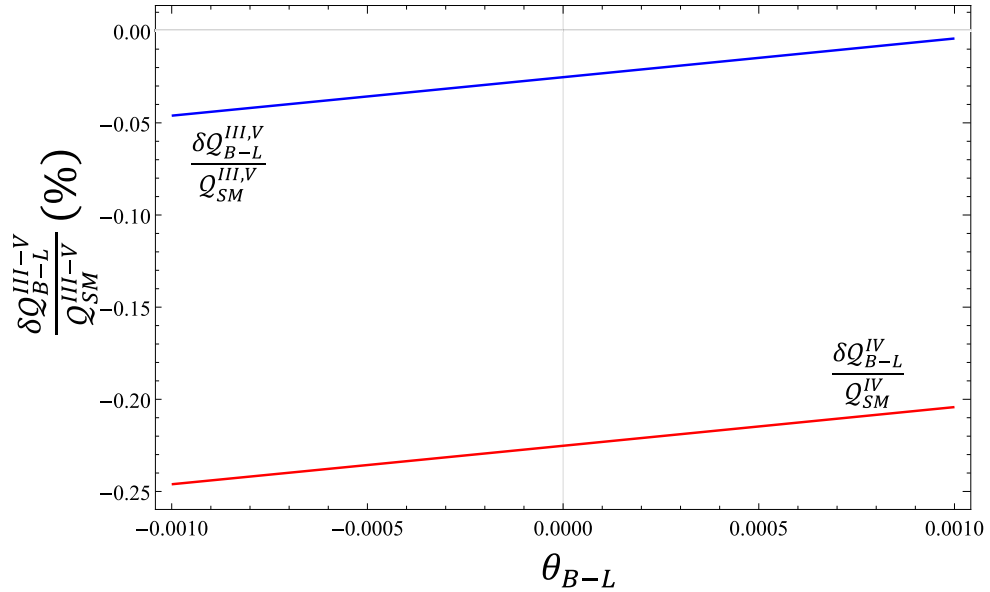


Figura 5.11: Corrección relativa $\frac{Q_{B-L}^{III-V}(\mu_\nu, d_\nu, \theta_{B-L}, g'_1, M_{Z'}, \eta) - Q_{SM}^{III-V}(\eta)}{Q_{SM}^{III-V}(\eta)}$ como una función del ángulo de mezcla θ_{B-L} .

es posible estimar una medida de sensibilidad del momento dipolar magnético del ν la cual resulta comparativa con los límites reportados en diferentes enfoques astrofísicos, cosmológicos y experimentales, como los mencionados en la Introducción. Por ejemplo, empleando los valores de $\theta_{B-L} = 10^{-3}$, $g'_1 = 0.435$ y con $M_{Z'} = 3000$ GeV obtenemos la siguiente cota:

$$|\mu_\nu| \leq 2.020 \times 10^{-12} \mu_B. \quad (5.43)$$

Nuestra medida de sensibilidad obtenida para el MM del neutrino, dada en la Ec. (5.43) es consistente con los valores arrojados a través de los estudios de pérdida de energía estelar de Supernovas, los cuales establecen un límite superior de $\mu_\nu \lesssim (1.1 - 2.7) \times 10^{-12} \mu_B$ [74]. Adicionalmente, a través de lo reportados por el método de enfriamiento de las gigantes rojas que establece un límite de $\mu_\nu \lesssim 3 \times 10^{-12} \mu_B$ [20], o del estudio de la razón de enfriamiento de las enanas blancas donde $\mu_\nu \lesssim 10^{-11} \mu_B$ [73], etc.

En ese capítulo hemos mostrado que la razón de pérdida de energía estelar depende significativamente del momento magnético del neutrino, así como del los parámetros del modelo $U(1)_{B-L}$, es decir, de la masa del nuevo bosón de norma $M_{Z'}$, el ángulo de mezcla θ_{B-L} entre $Z - Z'$ y la constante de acoplamiento g'_1 . Además, nuestras fórmulas analíticas para las tasas de pérdida de energía estelar en el enfoque del modelo B-L son novedosos y son más generales que las correspondientes para el SM.

Los resultados de este Capítulo se publicaron recientemente en el artículo "*Stellar energy loss rates beyond the standard model*", en la revista científica *The European Physical Journal Plus*, **135(6)**:481, 2020 [29].

CONCLUSIONES

“... Got the stars, to guide my way...”
GUY CLARK

En este proyecto de tesis hemos llevado a cabo un estudio sobre los momentos dipolares del neutrino y sus efectos en la pérdida de energía estelar. En primer lugar, analizamos la sensibilidad del momento magnético y el momento dipolar eléctrico del neutrino en el marco del modelo electrodébil $SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_{B-L}$ para energías y luminosidades de los futuros colisionadores lineales e^+e^- , como el ILC y el CLIC. Al considerar el proceso $e^+e^- \rightarrow (Z, Z', \gamma) \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\tau \gamma$, la dependencia del MM (μ_{ν_τ}) y el MDE (d_{ν_τ}) proviene de la radiación del fotón observada en el neutrino o antineutrino en el estado final del proceso. De los resultados derivados de este primer análisis, concluimos lo siguiente:

- A energías del centro de masa y luminosidades similares a las caracterizadas para los futuros colisionadores, tales como el ILC y el CLIC, nuestros resultados mejoran de 2 a 3 órdenes de magnitud los valores teóricos de los momentos dipolares del neutrino, por lo que las expresiones analíticas obtenidas en este trabajo pueden ser usadas en dichos experimentos para explorar la física más allá del Modelo Estándar.
- Los valores estimados para el momento magnético del neutrino tau μ_{ν_τ} resultado de nuestra investigación (ver Tabla 4.1) son cifras favorables y consistentes con los límites obtenidos a través del experimento L3 del colisionador de partículas LEP (Large Electron-Positron collider) [130].
- Existe una fuerte dependencia de los límites del momento magnético μ_{ν_τ} con respecto de las luminosidades de los nuevos colisionadores $L\odot$,

la energía de los centros de masa \sqrt{s} , así como de los parámetros del modelo $U(1)_{B-L}$, *i.e.*, la masa del nuevo bosón $M_{Z'}$ y del parámetro g' (Fig. 4.5).

- Para el momento dipolar eléctrico d_{ν_τ} , esta investigación también derivó nuevos valores del orden de $10^{-19} - 10^{-20}$ para energías medidas desde el centro de masa de $1000 - 3000$ GeV y luminosidades de 2000 fb^{-1} con una sensibilidad del 95 % C.L., lo que prueba que estos límites son una mejora de dos a tres órdenes de magnitud a las cifras reportadas en la literatura (ver Tabla 2.3).
- Respecto al cambio relativo, los resultados indican que en g_V^f es mucho más grande que para g_A^f que para los valores de los parámetros libres g_1^f y θ_{B-L} . Concluimos que las desviaciones de los acoplamientos g_V^f y g_A^f de los valores en el SM son relativamente mas grandes en el espacio de parámetros (g_1^f, θ_{B-L}) .

En segundo lugar, estudiamos los efectos de los momentos dipolares del neutrino en la pérdida de energía estelar, logrando desarrollar y presentar novedosas formulas analíticas para evaluar la tasa de energía proveniente del proceso $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$. Los resultados obtenidos nos conducen a las siguientes deducciones:

- Los momentos dipolares electromagnéticos de neutrinos de Dirac, así como los parámetros del modelo $U(1)_{B-L}$, tienen un impacto relevante en la razón de pérdida de energía estelar a través del proceso de aniquilación de pares, $\mathcal{Q}_{\nu_\tau \bar{\nu}_\tau}^{B-L}(\mu_{\nu_\tau}, d_{\nu_\tau}, \theta_{B-L}, g_1^f, M_{Z'}, \eta)$ (Ec. (5.24)).
- La Ec. (5.24) es un resultado exacto para todos los valores de λ y η , *i.e.*, si los electrones son o no degenerados o relativistas.
- La corrección relativa $\mathcal{Q}_{B-L}^{\nu\bar{\nu}}/\mathcal{Q}_{SM}^{\nu\bar{\nu}}$, para las regiones I-II a un $\theta_{B-L} = 0$ es de 42 % y de 26 % cuando $\mu_{\nu_\tau} = d_{\nu_\tau} = 0$. En el caso de las regiones III-V, las aproximaciones ser realizan a las potencias de orden mayor para $\lambda\eta$ lo que anuló la dependencia de MM y de EDM, en las regiones III y V, la corrección relativa es del orden de 3 % y para la región IV es del orden de 24 %.

-
- Otra contribución importante de este trabajo es la estimación de una cota para el momento magnético del neutrino tauónico (μ_{ν_τ}) a partir de los resultados obtenidos para las regiones I y II, el valor obtenido $|\mu_{\nu_\tau}| \leq 2.020 \times 10^{-12} \mu_B$ resultó de una orden similar al logrado a través de la experimentación con SN [74].
 - La tasa de pérdida de energía estelar $\mathcal{Q}_{\nu\bar{\nu}}^{B-L}$ se incrementa si se introducen nuevas interacciones que modifican la sección eficaz del proceso de aniquilación de pares. Este es el caso si el neutrino tiene un momento magnético diagonal, porque la existencia de un momento magnético aumentaría el proceso de aniquilación (producción de pares) $\nu - \bar{\nu}$ en (por) e^\pm , manteniendo a los neutrinos en un estado de equilibrio por debajo de la temperatura de desacoplamiento (que incluye solo procesos débiles). Además, como la masa de neutrinos es suficientemente pequeña, es $m_\nu \ll m_e$ y permanece acoplada a los electrones mientras los electrones se aniquilan, la densidad del número de neutrinos aumentará porque parte de la entropía de los electrones se compartirá con los neutrinos.

En síntesis, el proceso de emisión de neutrinos a través de la aniquilación de pares $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z, Z') \rightarrow \nu_\tau\bar{\nu}_\tau$, ofrece significativas oportunidades para estudiar las tasas de pérdida de energía estelar. Además, con el fin de comprender completamente los efectos de MM y EDM del neutrino, así como de los parámetros del modelo $U(1)_{B-L}$ en la pérdida de energía estelar, la inclusión de los siguientes canales $\gamma + e^\pm \rightarrow e^\pm\nu\bar{\nu}$ (ν - fotoproducción), $\gamma^* \rightarrow \nu\bar{\nu}$ (decaimiento plasmón) y $e^\pm + Z \rightarrow e^\pm + Z\nu\bar{\nu}$ (radiación de frenado neutrón) merece ser estudiado por un tratamiento más riguroso. Además, estos procesos son la causa dominante de las razones de pérdida de energía en diferentes regiones de los planos de densidad y de temperatura. Estas posibilidades para investigar la razón de pérdida de energía estelar eventualmente abrirán nuevas vías en la comprensión de la física de neutrinos, así como la nueva física BSM.

6.1. Perspectivas

A partir de las discusiones y resultados presentados en esta Tesis Doctoral, las perspectivas de trabajos futuros se presentan en las siguientes direcciones:

- En un primer proyecto, con la finalidad de complementar el estudio de los efectos de los momentos dipolares sobre la pérdida de energía estelar más allá del Modelo Estándar se contempla realizar un análisis comparativo en diferentes extensiones del SM: a) Modelos con simetría Left-Right, b) Modelos 331, c) Modelos Little Higgs, etc.. También es interesante realizar un estudio considerando los principales procesos de emisión de neutrinos en supernovas.
- Otro proyecto de gran interés se desprende de los resultados analíticos obtenidos en el Capítulo 5 sobre la pérdida de energía estelar en términos de los momentos dipolares. Si asumimos que toda la energía liberada en el colapso de una SN es 10^{53} erg/cm^3 , es posible invertir el proceso para determinar nuevas cotas superiores para los momentos dipolares del neutrino.
- Los resultados analíticos presentados en este proyecto de Tesis Doctoral, son novedosos y generales ya que se pueden extender de manera muy simple para otras extensiones del MS simplemente haciendo los cambios correspondientes en los acoplamientos de las partículas. Por otro lado, las propiedades electromagnéticas de estas fascinantes partículas como los neutrinos tienen un gran potencial para resolver algunos de los problemas pendientes en la física, como lo es el problema abierto de la materia oscura. Aunque en principio los neutrinos no son constituyentes de la materia oscura, se espera que los constituyentes de la materia oscura emitan neutrinos y con ellos los mensajes que esconde la materia oscura. Por esta y otras razones el conocimiento de la física de los neutrinos representa un problema fundamental en la física.

La relevancia de estudiar los neutrinos va mas allá de las cuestiones mencionadas en el contexto de física de partículas ya que, siendo producidos en fuentes

naturales a escalas cosmológicas, astrofísicas, y terrestres, abren la posibilidad de su uso para estudios interdisciplinarios entre física de partículas, física nuclear, cosmología y astrofísica, o como lo resumiría el astrofísico británico Arthur S. Eddington, mirar hacia ambos lados, contemplar el Universo para conocer a los neutrinos y descifrar a los neutrinos para entender el origen y la evolución de nuestro Universo.



CÁLCULOS EN FEYNCALC

FeynCalc es un paquete de Mathematica para la evaluación simbólica de diagramas de Feynman y cálculos algebraicos en teoría de campos cuánticos y física de partículas elementales (<https://feyncalc.github.io/>).

La forma de llamar a FeynCalc es la siguiente:

```

1 Clear["Global`*"]
2 $LoadFeynArts=True;
3 <<FeynCalc`
4 $FAVerbose=0;
5
6 % Definiciones Generales
7
8 dm[5]:= DiracMatrix[5]
9 dm[\[Mu]_]:=DiracMatrix[\[Mu]]
10 dm[\[Nu]_]:=DiracMatrix[\[Nu]]
11 ds[p_]:=DiracSlash[p]
12 ds[k_]:=DiracSlash[k]
13 sp[p_,k_]:=ScalarProduct[p,k]
14
15 prop[p_,m_]:=ds[p]+m
16 prop[k_,m_]:=ds[k]+m
17 mt[mu_,nu_]:=MetricTensor[mu,nu]
18
19 fv[q_,\[Mu]_]:=FourVector[q,\[Mu]]

```

A.1. Intercambio de γ

```

1 % Definiciones para la interaccion electromagnetica
2
3 \[CapitalLambda]1:=DiracSigma[GA[\[Mu]],
4   GA[\[Nu]]].FourVector[q,\[Nu]].

```

```

5      (I*SMP["e"]FM+ SMP["e"]*FE GA5)
6
7      \[CapitalLambda]2:=DiracSigma[GA\[Alpha]],
8      GA\[Beta]].FourVector[q,\[Beta]].
9      (I*SMP["e"]/(2 me) FM- SMP["e"]*FE GA5)
10
11     % Amplitud correspondiente al diagrama \[Gamma]
12
13     q:=MomentumCombine[p1+p2]
14
15     M1=-((I*SMP["e"])/s) (SpinorVBar[p2,me].
16         GA\[Mu]].SpinorU[p1,me] SpinorUBar[k1,m\[Nu]].
17         \[CapitalLambda]1.SpinorV[k2,m\[Nu]])
18
19     M1c = ComplexConjugate[M1]/. \[Mu]-> \[Mu]2 /.
20         \[Nu]-> \[Nu]2
21
22     M1sq = Simplify[Contract[M1*M1c/4]]
23         //FermionSpinSum[#, ExtraFactor -> ...
24         1/2]&//DiracSimplify
25
26     M1sq2 =FullSimplify[Contract[(M1sq//FermionSpinSum)/
27         .DiracTrace -> TR]]
28
29     % Cambio de variables
30
31     ClearScalarProducts[]
32
33     SetMandelstam[s, t, u, p1, p2, -k1, -k2, me, me, ...
34         0, 0]
35
36     % Amplitud de transicion total al cuadrado
37
38     M1sq2=FullSimplify[M1sq2] /. m\[Nu]->0
39
40     M1T=TrickMandelstam[M1sq2,{s,t,u,2(me)^2}]/Simplify
41
42     % Seccion eficaz total
43
44     F1:=-1/(8*s*\[Pi]*((s) (s-4*(me)^2))^(1/2))
45
46     dSig:=F1*M1T1
47
48     sig1=Integrate[dSig,{t,1/2 ...
49         (2me^2-s+((s) (s-4*(me)^2))^(1/2)),1/2 ...
50         (2me^2-s-((s) (s-4*(me)^2))^(1/2))}]/Simplify
51
52     FullSimplify/.m\[Nu]->0

```

A.2. Interferencia de γ con Z, Z'

```

1  % Amplitud
2
3  M2:=CZ*(SpinorUBar[k1,m\[Nu]].GA\[Mu]).
4      g\[Nu].SpinorV[k2,m\[Nu]]SpinorVBar[p2,me]
5      .GA\[Mu].ge.SpinorU[p1,me])
6
7  M2c := ComplexConjugate[M2]/.\[Mu]-> \[Nu]
8
9  M2sq := Simplify[Contract[M2*M2c/4]]
10     //DiracSimplify
11
12  M2sq2 =Contract[(M2sq//FermionSpinSum)
13     /.DiracTrace -> TR]//Simplify
14
15  ClearScalarProducts[]
16  SetMandelstam[s, t, u, p1, p2, -k1, -k2, me, me, ...
17     m\[Nu], m\[Nu]]
18
19  MZT=TrickMandelstam[M2sq2,{s,t,u, 2*(me)^2+
20     2*(m\[Nu])^2}]/.u->{-s-t+2*(me)^2+ 2*(m\[Nu])^2}
21
22  % óSeccin eficaz total
23
24  F1:=-1/(16*s*\[Pi])
25
26  dSig:=F1*MZT
27
28  sig1=Integrate[dSig,{t,1/2 ...
29     (2*(me)^2-s+(s-4*(m\[Nu])^2)^(1/2) ...
30     (s-4*(me)^2)^(1/2)),1/2 ...
31     (2*(me)^2-s-(s-4*(m\[Nu])^2)^(1/2) ...
32     (s-4*(me)^2)^(1/2))}]/FullSimplify

```

A.3. Intercambio de los bosones Z, Z'

```

1  % Amplitud de transicion al diagrama con el ...
2     óbosn Z
3
4  MZ:=CZ*(SpinorUBar[k2,m\[Nu]].GA\[Mu]).
5     (g\[Nu]/2).SpinorV[k1,m\[Nu]]
6     SpinorVBar[p1,me].GA\[Mu]).
7     (ge/2).SpinorU[p2,me])
8
9  MZc := ComplexConjugate[MZ]/. \[Mu]-> \[Nu]
10
11  MZsq := Simplify[Contract[MZ*MZc/4]]//DiracSimplify

```

```

12 % Amplitud de transicion total al cuadrado
13
14 MZsq2 ...
    =Contract[(MZsq//FermionSpinSum)/.DiracTrace ...
    -> TR]//Simplify
15
16 % Amplitud de transicion para el óbosn Z'
17
18 MP:=CP*(SpinorUBar[k2,m\[Nu]].GA[\[Mu]].
19   (p\[Nu]/2).SpinorV[k1,m\[Nu]]
20   SpinorVBar[p1,me].GA[\[Mu]].
21   (pe/2).SpinorU[p2,me])
22
23 MPc := ComplexConjugate[MP]/. \[Mu]-> \[Nu]
24
25 MPsq := Simplify[Contract[MP*MPc/4]]//DiracSimplify
26
27 % La amplitud de transicion total al cuadrado
28
29 MPsq2 =FullSimplify[Contract[(MPsq//FermionSpinSum)
30   /.DiracTrace -> TR]]
31
32 % Interferencia Z y Z'
33
34 MZP:=Simplify[Contract[MZ*MPc/4]]
35   +Simplify[Contract[MP*MZc/4]]
36
37 MZP2 =FullSimplify[Contract[(MZP
38   //FermionSpinSum)/.DiracTrace -> TR]]
39   /.m\[Nu]->0//Simplify
40
41 % óContribucin total:
42
43 AmpZP= MZsq2+MPsq2+MZP2
44
45 % Transformacion a las variables de Mandelstam
46
47 ClearScalarProducts[]
48
49 SetMandelstam[s, t, u, p1, p2, -k1, -k2, me, me, ...
50   0, 0]
51
52 AmpT=TrickMandelstam[AmpZP,{s,t,u, ...
53   2*(me)^2}]/.m\[Nu]->0//Simplify
54
55 A1=TrickMandelstam[MZsq2,{s,t,u, 2*(me)^2}]
56   /.m\[Nu]->0//Simplify
57
58 A2=TrickMandelstam[MPsq2,{s,t,u, 2*(me)^2}]

```

```
58     /.m\[Nu]->0//Simplify
59
60 A3=TrickMandelstam[MZP2,{s,t,u, 2*(me)^2}]
61     /.m\[Nu]->0//Simplify
62
63 % Seccion Eficaz
64
65 F1:=-1/(8*\[Pi]*s Sqrt[s*(s-4*(me)^2)])
66
67 d1:=F1*M21
68 d2:=F1*M22
69 d3:=F1*M23
70
71 sig1=Integrate[d1,{t,1/2 (2*(me)^2-s
72     +(s(s-4*(me)^2))^(1/2)),1/2 ...
73     (2*(me)^2-s-(s(s-4*(me)^2))^(1/2))}]
74 //Simplify
75
76 sig2=Integrate[d2,{t,1/2 (2*(me)^2-s
77     +(s(s-4*(me)^2))^(1/2)),1/2 ...
78     (2*(me)^2-s-(s(s-4*(me)^2))^(1/2))}]
79 //Simplify
80
81 sig3=Integrate[d3,{t,1/2 (2*(me)^2-s
82     +(s(s-4*(me)^2))^(1/2)),1/2 ...
83     (2*(me)^2-s-(s(s-4*(me)^2))^(1/2))}]
84 //Simplify
```


B

PUBLICACIONES

1. A. Llamas-Bugarin, A. Gutiérrez-Rodríguez, & M. A. Hernández-Ruíz. Probing the electromagnetic dipole moments of the tau-neutrino in the B-L model at the ILC and CLIC energies. *Physical Review D*, 95(11):116008, 2017. <https://arxiv.org/pdf/1706.03635.pdf>.
2. Llamas-Bugarín, A., Gutiérrez-Rodríguez, A., González-Sánchez, A., Hernández-Ruíz, M. A., Espinoza-Garrido, A., & Chubikalo, A.† Stellar energy loss rates beyond the standard model. *The European Physical Journal Plus*, **135(6)**:481, 2020. Original disponible en <https://rdcu.be/b4KgV>.



BIBLIOGRAFÍA

- [1] M. G. Wolfire, C. F. McKee, D. Hollenbach, and A. Tielens. Neutral atomic phases of the interstellar medium in the galaxy. *The Astrophysical Journal*, 587(1):278, 2003.
- [2] A. Burrows and J. M. Lattimer. Neutrinos from SN 1987A. *The Astrophysical Journal*, 318:L63–L68, 1987.
- [3] A. Burrows. Supernova neutrinos. *The Astrophysical Journal*, 334:891–908, 1988.
- [4] T. Totani, K. Sato, H. E. Dalhed, and J. R. Wilson. Future detection of supernova neutrino burst and explosion mechanism. *The Astrophysical Journal*, 496(1):216, 1998.
- [5] E. Giacani and G. Dubner. Supernovas: El fin catastrófico de una vida estelar. *Ciencia Hoy*, 19(110):8–15, 2009.
- [6] C. Kilpatrick and R. Foley. The dusty progenitor star of the Type II supernova 2017eaw. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 481(2):2536–2547, 2018.
- [7] M. A. Hendry, S. J. Smartt, R. M. Crockett, J. R. Maund, A. Gal-Yam, D. S. Moon, S. B. Cenko, D. W. Fox, R. P. Kudritzki, C. R. Benn, et al. SN 2004A: Another Type II-P supernova with a red supergiant progenitor. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 369(3):1303–1320, 2006.
- [8] S. J. Smartt. Progenitors of core-collapse supernovae. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 47:63–106, 2009.
- [9] R. M. Cabezón, K. C. Pan, M. Liebendörfer, T. Kuroda, K. Ebinger, O. Heinemann, A. Perego, and F. K. Thielemann. Core-collapse supernovae in the

- hall of mirrors-A three-dimensional code-comparison project. *Astronomy & Astrophysics*, 619:A118, 2018.
- [10] G. Beaudet, V. Petrosian, and E. E. Salpeter. Energy losses due to neutrino processes. *Astrophys. J.*, 150:979, 1967.
- [11] D. Dicus. Stellar energy-loss rates in a convergent theory of weak and electromagnetic interactions. *Phys. Rev. D*, 6(4):941, 1972.
- [12] D. Dicus, E. W. Kolb, D. N. Schramm, and D. L. Tubbs. Neutrino pair bremsstrahlung including neutral current effects. Technical report, Texas Univ., Austin (USA). Center for Particle Theory, 1976.
- [13] S. Alam, J. D. Anand, S. N. Biswas, and A. Goyal. Stellar energy loss through $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$ in E6. *Phys. Rev. D*, 40(8):2712, 1989.
- [14] D. Dicus and E. W. Kolb. Stellar energy-loss rates due to S, P, or T neutral currents. *Phys. Rev. D*, 15(4):977, 1977.
- [15] S. W. Bruenn. Stellar core collapse-numerical model and infall epoch. *Astrophys. J. S.*, 58:771–841, 1985.
- [16] A. Gutierrez-Rodriguez, E. Torres-Lomas, and A. González-Sánchez. Emissivity of neutrinos in supernova in a Left–Right Symmetric Model. *International Journal of Modern Physics A*, 25(12):2551–2560, 2010.
- [17] M. A. Hernández-Ruíz, A. Gutiérrez-Rodríguez, and A. González-Sánchez. Stellar energy loss rates in the pair-annihilation process beyond the standard model. *Eur. Phys. J. A*, 53(1):16, 2017.
- [18] J. Ellis and K. A. Olive. Constraints on light particles from stellar evolution. *Nucl. Phys. B*, 223(1):252–268, 1983.
- [19] Particle Data Group et al. M. Tanabashi et al. *Phys. Rev. D*, 98:030001, 2018.
- [20] G. G. Raffelt. Limits on neutrino electromagnetic properties—an update. *Physics reports*, 320(1-6):319–327, 1999.

- [21] R. N. Mohapatra and P. Pal. *Massive neutrinos in physics and astrophysics*, volume 72. World scientific, 2004.
- [22] A. Llamas-Bugarin, A. Gutiérrez-Rodríguez, and M. A. Hernández-Ruíz. Probing the electromagnetic dipole moments of the tau-neutrino in the B-L model at the ILC and CLIC energies. *Physical Review D*, 95(11):116008, 2017.
- [23] J. Bernstein, M. Ruderman, and G. Feinberg. Electromagnetic properties of the neutrino. *Physical Review*, 132(3):1227, 1963.
- [24] G. Gamow. Electricity, gravity, and cosmology. *Physical Review Letters*, 19(13):759, 1967.
- [25] T. Kajita and A. B. McDonald. The Nobel Prize in Physics 2015. *Nobel Prize. Org*, 2015.
- [26] B. Pontecorvo. Neutrino experiments and the problem of conservation of leptonic charge. *Sov. Phys. JETP*, 26(984-988):165, 1968.
- [27] G. G. Raffelt. New bound on neutrino dipole moments from globular-cluster stars. *Physical review letters*, 64(24):2856, 1990.
- [28] B. K. Kerimov, S. M. Zeinalov, V. N. Alizade, and A. M. Mourao. The role of the neutrino electromagnetic moments in the stellar energy loss rate. *Physics Letters B*, 274(3-4):477–482, 1992.
- [29] A. Llamas-Bugarín, A. Gutiérrez-Rodríguez, A. González-Sánchez, M. A. Hernández-Ruíz, A. Espinoza-Garrido, and A. Chubikalo. Stellar energy loss rates beyond the standard model. *The European Physical Journal Plus*, 135(6):481, 2020.
- [30] W. Pauli. Letter of the 4th December 1930. *Pauli Archive at CERN*, <http://microboone-docdb.fnal.gov/cgi-bin/RetrieveFile>, 1930.
- [31] H. Becquerel. Émission de radiation nouvelles par uranium métallique. *Compt Rend*, 122:1086, 1886.

- [32] E. A. Davis and I. Falconer. *JJ Thompson and the Discovery of the Electron*. CRC Press, 2002.
- [33] E. Rutherford. VIII. Uranium radiation and the electrical conduction produced by it. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 47(284):109–163, 1899.
- [34] J. Chadwick. Intensitätsverteilung im magnetischen Spectrum der β -Strahlen von radium B+C. *Verhandl. Dtsc. Phys. Ges.*, 16:383, 1914.
- [35] C. D. Ellis and W. A. Wooster. The average energy of disintegration of radium E. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 117(776):109–123, 1927.
- [36] L. Meitner and W. Orthmann. Über eine absolute bestimmung der energie der primären β -strahlen von radium E. *Zeitschrift für Physik*, 60(3-4):143–155, 1930.
- [37] T. Ohlsson. Neutrino Oscillations: Celebrating the Nobel Prize in Physics 2015. *Nuclear Physics B*, 908:1–1, 2016.
- [38] S. M. Bilenky and S. T. Petcov. Massive neutrinos and neutrino oscillations. *Reviews of Modern Physics*, 59(3):671, 1987.
- [39] A. V. Borisov, V. Zhukovskii, and A. I. Ternov. Electromagnetic properties of the massive dirac neutrino in an external electromagnetic field. *Soviet Physics Journal*, 31(3):228–233, 1988.
- [40] M. Dvornikov and A. Studenikin. Electric charge and magnetic moment of a massive neutrino. *Physical Review D*, 69(7):073001, 2004.
- [41] C. Giunti and C. W. Kim. *Fundamentals of neutrino physics and astrophysics*. Oxford university press, 2007.
- [42] K. A. Kouzakov and A. Studenikin. Electromagnetic properties of massive neutrinos in low-energy elastic neutrino-electron scattering. *Physical Review D*, 95(5):055013, 2017.

- [43] A. Studenikin. Neutrino electromagnetic properties: a window to new physics-II. *arXiv preprint arXiv:1801.08887*, 2018.
- [44] Y. Grossman and M. Neubert. Neutrino masses and mixings in non-factorizable geometry. *Physics Letters B*, 474(3-4):361–371, 2000.
- [45] M. E. Peskin. DV Schroeder an introduction to quantum field theory, 1995.
- [46] E. K. Akhmedov. Neutrino physics. *arXiv preprint hep-ph/0001264*, 2000.
- [47] M. Srednicki. *Quantum field theory*. Cambridge University Press, 2007.
- [48] C. Giunti and A. Studenikin. Neutrino electromagnetic properties. *Physics of Atomic Nuclei*, 72(12):2089, 2009.
- [49] K. Gottfried. *Quantum mechanics: fundamentals*. CRC Press, 2018.
- [50] F. Wilczek. Majorana returns. *Nature Physics*, 5(9):614, 2009.
- [51] B. Pontecorvo. Inverse *beta* processes and nonconservation of lepton charge. *Zhur. Eksptl'. i Teoret. Fiz.*, 34, 1958.
- [52] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata. Remarks on the unified model of elementary particles. *Progress of Theoretical Physics*, 28(5):870–880, 1962.
- [53] C. Giunti and A. Studenikin. Neutrino electromagnetic interactions: a window to new physics. *Reviews of Modern Physics*, 87(2):531, 2015.
- [54] C. O. Dib, G. R. Moreno, and N. A. Neill. Neutrinos with a linear seesaw mechanism in a scenario of gauged B-L symmetry. *Physical Review D*, 90(11):113003, 2014.
- [55] S. Fukuda, Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara, M. Ishitsuka, Y. Itow, T. Kajita, J. Kameda, K. Kaneyuki, S. Kasuga, et al. The super-kamiokande detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 501(2-3):418–462, 2003.

- [56] J. Boger, R. L. Hahn, J. K. Rowley, A. L. Carter, B. Hollebone, D. Kessler, I. Blevis, F. Dalnoki-Veress, A. DeKok, J. Farine, et al. The sudbury neutrino observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 449(1-2):172–207, 2000.
- [57] K. A. Kouzakov, A. Studenikin, and M. B. Voloshin. Neutrino electromagnetic properties and new bounds on neutrino magnetic moments. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 375, page 042045. IOP Publishing, 2012.
- [58] A. Studenikin and I. Tokarev. New effects of nonzero neutrino electric charge. *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, 237:317–319, 2013.
- [59] M. Fukugita and T. Yanagida. *Physics of Neutrinos: and Application to Astrophysics*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [60] R. Mohapatra and P. B. Pal. Massive neutrinos in Physics and Astrophysics. *World Sci. Lect. Notes Phys.*, 41:1–318, 1991.
- [61] M. Nowakowski, E. A. Paschos, and J. M. Rodriguez. All electromagnetic form factors. *European journal of physics*, 26(4):545, 2005.
- [62] C. Giunti, K. A. Kouzakov, Yu-Feng Li, A. V. Lokhov, A. Studenikin, and S. Zhou. Electromagnetic neutrinos in laboratory experiments and astrophysics. *Annalen der Physik*, 528(1-2):198–215, 2016.
- [63] ST Petcov. Dirac and majorana cp-violation. *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, 145:148–153, 2005.
- [64] KS Babu. Neutrino masses and magnetic moments. *PARTICLES~FIELDS*, page 104, 1991.
- [65] R. Escribano and E. Masso. Improved bounds on the electromagnetic dipole moments of the tau lepton. *Physics Letters B*, 395(3-4):369–372, 1997.
- [66] P. Vogel and J. Engel. Neutrino electromagnetic form factors. *Physical Review D*, 39(11):3378, 1989.

- [67] J. Bernabeu, L. G. Cabral-Rosetti, J. Papavassiliou, and J. Vidal. Charge radius of the neutrino. *Physical Review D*, 62(11):113012, 2000.
- [68] J. Bernabeu, J. Papavassiliou, and J. Vidal. Observability of the neutrino charge radius. *Physical review letters*, 89(10):101802, 2002.
- [69] C. Brogini, C. Giunti, and A. Studenikin. Electromagnetic properties of neutrinos. *Advances in High Energy Physics*, 2012, 2012.
- [70] F. Reines, H. S. Gurr, and H. W. Sobel. Detection of ν^- e- e Scattering. *Physical Review Letters*, 37(6):315, 1976.
- [71] C. Arpesella, H. O. Back, M. Balata, G. Bellini, J. Benziger, S. Bonetti, A. Brigatti, B. Caccianiga, L. Cadonati, F. Calaprice, et al. Direct Measurement of the Be 7 Solar Neutrino Flux with 192 Days of Borexino Data. *Physical Review Letters*, 101(9):091302, 2008.
- [72] M. Deniz, S. T. Lin, V. Singh, J. Li, H. T. Wong, S. Bilmis, C. Y. Chang, H. M. Chang, W. C. Chang, C. P. Chen, et al. Measurement of ν^- e-electron scattering cross section with a csi (tl) scintillating crystal array at the kuosheng nuclear power reactor. *Physical Review D*, 81(7):072001, 2010.
- [73] S. I. Blinnikov and N. V. Dunina-Barkovskaya. The cooling of hot white dwarfs: a theory with non-standard weak interactions, and a comparison with observations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 266(2):289–304, 1994.
- [74] A. V. Kuznetsov, N. V. Mikheev, and A. Okrugin. Reexamination of a bound on the dirac neutrino magnetic moment from the supernova neutrino luminosity. *International Journal of Modern Physics A*, 24(31):5977–5989, 2009.
- [75] R. Barbieri and R. N. Mohapatra. Limit on the magnetic moment of the neutrino from supernova 1987A observations. *Physical Review Letters*, 61(1):27, 1988.
- [76] R. Schwienhorst, D. Ciampa, C. Erickson, M. Graham, K. Heller, R. Rusack, J. Sielaff, J. Trammell, J. Wilcox, K. Kodama, et al. A new upper limit for the tau-neutrino magnetic moment. *Physics Letters B*, 513(1-2):23–29, 2001.

- [77] A. Cooper-Sarkar, S. Sarkar, J. Guy, W. Venus, P. O. Hulth, and K. Hultqvist. Bound on the tau neutrino magnetic moment from the BEBC beam dump experiment. *Physics Letters B*, 280(1-2):153–158, 1992.
- [78] M. Acciarri, M. Aguilar-Benitez, S. Ahlen, J. Alcaraz, G. Alemanni, J. Allaby, A. Aloisio, G. Alverson, M. G. Alviggi, G. Ambrosi, et al. Search for new physics in energetic single photon production in e^+e^- annihilation at the Z resonance. *Physics Letters B*, 412(1-2):201–209, 1997.
- [79] F. Del Aguila and M. Sher. The electric dipole moment of the tau. *Physics Letters B*, 252(1):116–118, 1990.
- [80] K. Akama, T. Hattori, and K. Katsuura. Naturalness bounds on dipole moments from new physics. *Physical review letters*, 88(20):201601, 2002.
- [81] T. Ibrahim and P. Nath. Large tau and tau neutrino electric dipole moments in models with vectorlike multiplets. *Physical Review D*, 81(3):033007, 2010.
- [82] S. Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, 22(4):579–588, 1961.
- [83] J. Goldstone, A. Salam, and S. Weinberg. Broken symmetries. *Physical Review*, 127(3):965, 1962.
- [84] F. Englert and R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Physical Review Letters*, 13(9):321, 1964.
- [85] P. W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Physical Review Letters*, 13(16):508, 1964.
- [86] S. Weinberg. A model of leptons. *Physical review letters*, 19(21):1264, 1967.
- [87] A. Salam. Elementary particle theory: Relativistic groups and analyticity (Nobel Symposium no. 8), edited by n. svartholm, 1968.
- [88] G. Kane. Modern Elementary Particle Physics: The fundamental particles and forces, updated edition, 1993.
- [89] William A Bardeen. On naturalness in the standard model. Technical report, SCAN-9602063, 1995.

- [90] M. Herrero. The standard model. In *Techniques and Concepts of High Energy Physics X*, pages 1–59. Springer, 1999.
- [91] A. Soria and E. Martínez. *Física de partículas y de astropartículas*, volume 83. Universitat de Valencia, 2005.
- [92] D. Griffiths. *Introduction to elementary particles*. John Wiley & Sons, 2008.
- [93] K. Zuber. *Neutrino physics*. CRC press, 2011.
- [94] F. Dufour and D. Wark. Experimental status of neutrino physics. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 408, page 012001. IOP Publishing, 2013.
- [95] G. Aad, T. Abajyan, B. Abbott, J. Abdallah, S. A. Khalek, A. Abdelalim, O. Abidinov, R. Aben, B. Abi, M. Abolins, et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, 716(1):1–29, 2012.
- [96] S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. M. Sirunyan, A. Tumasyan, Adam-Wolfgang, E. Aguilo, T. Bergauer, M. Dragicevic, J. Erö, C. Fabjan, et al. Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lhc. *Physics Letters B*, 716(1):30–61, 2012.
- [97] T. Yanagida. Proc. workshop on unified theory and the baryon number in the universe. *KEK Report No. 79-18*, 95, 1979.
- [98] R. E. Marshak and R. N. Mohapatra. Quark-lepton symmetry and B-L as the U(1) generator of the electroweak symmetry group. *Physics Letters B*, 91(2):222–224, 1980.
- [99] R. N. Mohapatra and R. E. Marshak. Local B-L symmetry of electroweak interactions, majorana neutrinos, and neutron oscillations. *Physical Review Letters*, 44(20):1316, 1980.
- [100] R. N. Mohapatra and G. Senjanović. Neutrino mass and spontaneous parity nonconservation. *Physical Review Letters*, 44(14):912, 1980.

- [101] P. Arnold and L. McLerran. Sphalerons, small fluctuations, and baryon-number violation in electroweak theory. *Physical Review D*, 36(2):581, 1987.
- [102] W. Buchmüller, C. Greub, and P. Minkowski. Neutrino masses, neutral vector bosons and the scale of B-L breaking. *Physics Letters B*, 267(3):395–399, 1991.
- [103] S. Khalil. Low-scale B-L extension of the standard model. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 35(5):055001, 2008.
- [104] L. Basso, A. Belyaev, S. Moretti, and C. H. Shepherd-Themistocleous. Phenomenology of the minimal B-L extension of the standard model: Z' and neutrinos. *Physical Review D*, 80(5):055030, 2009.
- [105] S. Iso, N. Okada, and Y. Orikasa. Classically conformal B-L extended Standard Model. *Physics Letters B*, 676(1-3):81–87, 2009.
- [106] P. Langacker. The physics of heavy z' gauge bosons. *Reviews of Modern Physics*, 81(3):1199, 2009.
- [107] M. Gell-Mann and H. Fritzsch. *Murray Gell-Mann: Selected Papers*, volume 40. World Scientific, 2010.
- [108] L. Basso, S. Moretti, and G. M. Pruna. Constraining the g' coupling in the minimal B–L model. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 39(2):025004, 2012.
- [109] K. M. Balasubramaniam. Phenomenological study of Z' in the minimal B-L model at LHC. *Pramana*, 89(4):52, 2017.
- [110] F. Ramírez-Sánchez, A. Gutierrez-Rodríguez, and M. A. Hernández-Ruiz. B-L extension of the Z' and heavy Higgs boson analysis at future $e + e-$ linear colliders ILC and CLIC. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 1078, page 012018. IOP Publishing, 2018.
- [111] CLIC, U. Felzmann, P. J. Giansiracusa, T. G. Lucas, R. P. Rassool, C. Balazs, T. K. Charles, K. Afanaciev, I. Emeliantchik, et al. Updated baseline for a staged Compact Linear Collider. *arXiv preprint arXiv:1608.07537*, 2016.

- [112] A. Djouadi, J. Lykken, K. Mönig, Y. Okada, M. Oreglia, and S. Yamashita. International Linear Collider reference design report volume 2: physics at the ILC. *arXiv preprint arXiv:0709.1893*, 2007.
- [113] C. Aydin, M. Bayar, and N. Kılıç. Bounds on the magnetic moment of the τ -neutrino via the process $e + e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$. *Chinese Physics C*, 32(8):608, 2008.
- [114] A. Gutiérrez-Rodríguez. Sensitivity on the dipole moments of the-neutrino at colliders: ILC and CLIC. *Advances in High Energy Physics*, 2014, 2014.
- [115] T. M. Gould and I. Z. Rothstein. Bounding the tau neutrino magnetic moment from single photon searches at lep. *Physics Letters B*, 333(3-4):545–547, 1994.
- [116] J. Heeck. Unbroken b–l symmetry. *Physics Letters B*, 739:256–262, 2014.
- [117] M. Carena, A. Daleo, B. A. Dobrescu, and T. Tait. Zl gauge bosons at the fermilab tevatron. *Physical Review D*, 70(9):093009, 2004.
- [118] G. Cacciapaglia, C. Csaki, G. Marandella, and A. Strumia. The minimal set of electroweak precision parameters. *Physical Review D*, 74(3):033011, 2006.
- [119] R. M. Barnett, C. D. Carone, D. E. Groom, T. G. Trippe, C. G. Wohl, B. Armstrong, P. S. Gee, G. S. Wagman, F. James, M. Mangano, et al. Review of particle physics. *Physical Review D*, 54(1):1, 1996.
- [120] G. J. Feldman and R. D. Cousins. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Physical Review D*, 57(7):3873, 1998.
- [121] K. Abe, R. Abe, I. Adachi, B. S. Ahn, H. Aihara, M. Akatsu, G. Alimonti, K. Asai, M. Asai, Y. Asano, et al. Observation of large CP violation in the neutral B meson system. *Physical Review Letters*, 87(9):091802, 2001.
- [122] A. De Roeck, J. Ellis, C. Grojean, S. Heinemeyer, K. Jakobs, G. Weiglein, J. Wells, G. Azuelos, S. Dawson, B. Gripaios, et al. From the LHC to future colliders. *The European Physical Journal C*, 66(3-4):525–583, 2010.

- [123] H. Grotch and R. W. Robinett. Limits on the τ neutrino electromagnetic properties from single photon searches at e^+e^- colliders. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, 39(4):553–556, 1988.
- [124] A. Aydemir and R. Sever. Bounding the tau neutrino magnetic moment from the process. *Modern Physics Letters A*, 16(07):457–465, 2001.
- [125] A. Gutiérrez-Rodríguez. Bounds on the dipole moments of the tau-neutrino in a 331 model. *The European Physical Journal C*, 71(12):1819, 2011.
- [126] A. Gutiérrez-Rodríguez. Dipole moments of the tau neutrino in a 331 model. *Pramana*, 79(4):903–906, 2012.
- [127] A. Gutiérrez-Rodríguez and M. A. Hernández-Ruiz. Resonance and Associated Production at Future Higgs Boson Factory: ILC and CLIC. *A. High Energy Phys.*, 2015, 2015.
- [128] A. Gutierrez-Rodriguez, M. Köksal, A. A. Billur, and M. A. Hernandez-Ruiz. Model-independent study for the tau-neutrino electromagnetic dipole moments in e^+e^- at the CLIC. *ArXiv:1808.03803*, 2018.
- [129] C. Aydin. Neutrino-electron elastic scattering and stellar energy loss through electron-positron pair annihilation in the magnetic model. *Il Nuovo Cimento A (1965-1970)*, 105(6):843–849, 1992.
- [130] L3 Collaboration et al. M. acciarri et al. *Phys. Lett. B*, 398:223, 1997.
- [131] V. Shtabovenko, R. Mertig, and F. Orellana. New developments in feynCalc 9.0 <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2016.06.008> *Comput. Phys. Commun*, 207(432):1601–01167, 2016.
- [132] C. Chao-Hsi, F. Tai-Fu, H. Feng-Yao, L. Chang, and P. Zan. Neutrino production via e^-e^+ collision at Z-boson peak. *Communications in Theoretical Physics*, 62(1):66, 2014.
- [133] D. G. Yakovlev, A. D. Kaminker, O. Y. Gnedin, and P. Haensel. Neutrino emission from neutron stars. *Phys. Rep.*, 354(1-2):1–155, 2001.

- [134] S. Esposito, G. Mangano, G. Miele, I. Picardi, and O. Pisanti. Radiative corrections to neutrino energy loss rate in stellar interiors. *Mod. Phys. Lett. A*, 17(08):491–502, 2002.
- [135] S. Esposito, G. Mangano, G. Miele, I. Picardi, and O. Pisanti. Neutrino energy loss rate in a stellar plasma. *Nucl. Phys. B*, 658(1-2):217–253, 2003.
- [136] A. Lenard. Inner bremsstrahlung in μ -meson decay. *Physical Review*, 90(5):968, 1953.
- [137] A. Heger, A. Friedland, M. Giannotti, and V. Cirigliano. The impact of neutrino magnetic moments on the evolution of massive stars. *Astrophys. J.*, 696(1):608, 2009.
- [138] A. V. Kuznetsov, N. V. Mikheev, and A. Okrugin. Reexamination of a bound on the dirac neutrino magnetic moment from the supernova neutrino luminosity. *International Journal of Modern Physics A*, 24(31):5977–5989, 2009.
- [139] W. Emam and S. Khalil. Higgs and Z' phenomenology in B-L extension of the standard model at LHC. *Eur. Phys. J. C*, 52(3):625–633, 2007.