



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

OSCILACIÓN Y PROPAGACIÓN DE NEUTRINOS TÉRMICOS ASOCIADOS A
DESTELLOS DE RAYOS GAMMA CORTOS Y SUS IMPLICACIONES EN EL
EVENTO GW180817/GRB170817A

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:
GIBRÁN MORALES RIVERA

TUTOR: DR. NISSIM ILLICH FRAIJA CABRERA
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR
DR. ROBERTO ALEJANDRO RUELAS MAYORGA
DR. DIEGO LÓPEZ CÁMARA RAMÍREZ
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

CIUDAD UNIVERSITARIA, CIUDAD DE MÉXICO, JULIO 2018



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Hoja de datos del jurado

1. **Datos del alumno**

Morales
Rivera
Gibrán
gmorales@astro.unam.mx
Universidad Nacional Autónoma de México
Instituto de Astronomía
309162861

2. **Datos del tutor**

Dr.
Nissim Illich
Frajia
Cabrerá

3. **Datos del sinodal 1**

Dr.
Hermes
León
Vargas

4. **Datos del sinodal 2**

Dr.
Eric
Vázquez
Jáuregui

5. **Datos del sinodal 3**

Dr.
Omar Gustavo
Miranda
Romagnoli

6. **Datos del sinodal 4**

Dr.
Juan Carlos
D'Olivo
Saez

7. **Datos del sinodal 5**

Dr.
William
Lee
Alardín

8. **Datos del trabajo**

Oscilación y propagación de neutrinos térmicos asociados a destellos de rayos gamma cortos y sus implicaciones en el evento GW170817/GRB170817A

67 pp.

2018

Dedicado a Familia y Amigos...

Esta página ha sido dejada intencionalmente en blanco.

Agradecimientos

«He aquí mi secreto, que no puede ser más simple: solo con el corazón se puede ver bien; lo esencial es invisible a los ojos.»

—El principito
(Antoine de Saint-Exupéry)

¡GRACIAS!

Oscilación y propagación de neutrinos térmicos asociados a destellos de rayos gamma cortos y sus implicaciones en el evento GW170817/GRB170817A

Gibrán Morales Rivera

Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México

Resumen

A partir del potencial efectivo de neutrinos hasta orden $(1/M_W^4)$ dentro de un medio con campo magnético producido por los progenitores de destellos de rayos gamma cortos, se estudian las propiedades de propagación y oscilación de neutrinos térmicos con energías de MeV–GeV producidos durante la fase inicial y la fase de aceleración de la bola de fuego, encontrándose que este potencial depende en gran medida de la intensidad del campo magnético del medio considerado y de la dirección de propagación de los neutrinos. Asimismo, usando parámetros obtenidos experimentalmente, se obtienen las longitudes de resonancia correspondientes a este tipo de neutrinos y se muestra que estos son capaces de oscilar resonantemente. Adicionalmente se calcula el número de eventos esperados en distintos telescopios de neutrinos para el evento GW170817/GRB170817A, lo que permite estimar las características que debe presentar un GRB para producir neutrinos que puedan ser detectados en la Tierra, proveyendo así, información de la topología del campo magnético y de la fase inicial de la fusión en la que estos son producidos. Finalmente se calcula la opacidad de los neutrinos en el medio circundante al progenitor del GRB, encontrándose que los neutrinos no escapan isotrópicamente de la fuente sino que son colimados en una dirección preferencial a la salida del jet. Dejando a la detección de neutrinos provenientes de un GRB visto fuera de eje como una herramienta valiosa para discriminar el mecanismo en que un GRB es producido.

Propagation and oscillation of thermal neutrinos in short gamma ray bursts and their implications in the GW170817/GRB170817A event.

Gibrán Morales Rivera

Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México

Abstract

Compact object binary mergers; neutron star-neutron star or neutron star-black hole have amply been discussed as progenitors of short gamma-ray bursts (sGRBs). Whereas the strength of magnetic field in a neutron star-black hole merger can be $\sim 10^{12}$ G, in a binary neutron star system, the magnetic field could be amplified beyond ($\sim 10^{15} - 10^{16}$) G. By calculating the effective neutrino potential up to order M_W^{-4} , we study the emission, propagation, and oscillation of multi MeV-GeV neutrinos in these mergers. In addition, we calculate the neutrino opacity in a GRB event, finding that neutrinos do not escape isotropically but they are collimated in a preferential direction along the jet propagation way. This gives us a powerful tool to discriminate the mechanism by which a GRB is originated. As particular case, we calculate the number of neutrino events expected on several ground-based neutrino telescopes for the GW170817/GRB170817A event.

Esta página ha sido dejada intencionalmente en blanco.

Índice general

1. Neutrinos	5
1.1. Un poco de historia	5
1.2. Diagramas de Feynman	7
1.3. Potencial efectivo del neutrino	7
1.3.1. Diagrama de intercambio del bosón W	10
1.3.2. Diagrama de intercambio del bosón Z	12
1.3.3. Diagrama de intercambio del Renacuajo	12
1.4. Casos límites	13
1.4.1. Campo magnético fuerte	13
1.4.2. Campo magnético moderado	15
1.4.3. Campo magnético débil	15
1.5. Detectores de neutrinos	16
1.5.1. El futuro detector Hyper–Kamiokande	16
1.5.2. El detector DeepCore en el experimento IceCube	16
1.5.3. El detector ORCA de la colaboración KM3NeT	17
1.5.4. El experimento DUNE	17
1.5.5. Número de eventos esperados	17
1.6. Sección eficaz del neutrino	18
2. Oscilación de neutrinos	21
2.1. ¡Finalmente son tres!	21
2.2. Oscilación de neutrinos: Bases	21
2.3. Oscilación de neutrinos en vacío	24
2.4. Oscilación de neutrinos en la materia	25
2.4.1. Mezcla de dos neutrinos	25
2.4.2. Mezcla de tres neutrinos	27
2.5. Fuentes de neutrinos y sus parámetros de oscilación	29
2.5.1. Neutrinos producidos por el Sol	29
2.5.2. Neutrinos producidos en la atmósfera	29

2.5.3.	Neutrinos producidos en reactores de fisión nuclear	30
2.5.4.	Neutrinos producidos en aceleradores de partículas	30
2.5.5.	Neutrinos producidos en SNe	31
2.5.6.	Parámetros combinados de las oscilación de tres neutrinos	32
3.	Destellos de Rayos Gamma	33
3.1.	El nacimiento de un GRB: Progenitores	33
3.2.	Tipos de GRB	34
3.2.1.	GRBs axiales	35
3.2.2.	GRBs fuera de eje	35
3.3.	Modelo de bola de fuego	35
3.4.	Tipos de bola de fuego	36
3.4.1.	Bola de fuego Pura	36
3.4.2.	Bola de fuego contaminada	37
3.4.3.	Parámetro de entropía	37
3.5.	El evento GRB170817A/GW170817/SSS17a	37
4.	Resultados	39
4.1.	Potencial efectivo en un campo magnético fuerte	39
4.2.	Potencial efectivo en un campo magnético moderado	42
4.3.	Condiciones de resonancia	45
4.3.1.	Neutrinos de MeV	46
4.3.2.	Neutrinos de GeV	51
4.4.	Longitudes de resonancia	53
4.5.	Probabilidades de oscilación	53
4.5.1.	Neutrinos de MeV	53
4.5.2.	Neutrinos de GeV	55
4.5.3.	Razón de neutrinos esperados	55
4.6.	Número de neutrinos esperados en detectores terrestres	57
4.7.	Opacidad de Neutrinos en la Bola de Fuego de un GRB	58
5.	Conclusiones	61
	Bibliografía	63

Introducción

Cada minuto una gran cantidad de neutrinos atraviesan nuestro cuerpo sin que nosotros seamos siquiera capaces de darnos cuenta. Las fuentes que originan a los neutrinos son distintas, algunos de ellos son creados en lugares tan cercanos a nosotros como la atmósfera terrestre mientras que otros son creados en lugares que van más allá de nuestra propia Galaxia, como es el caso de los neutrinos producidos en fuentes extragalácticas. Estos neutrinos viajan por varios megaparsecs atravesando todo lo que encuentran a su paso sin siquiera ser perturbados, trayendo consigo información valiosa de los confines del Universo.

De particular interés resulta el estudio de neutrinos producidos dentro de un GRB¹, ya que, estos no sólo son capaces de escapar del estallido inicial sino que incluso lo hacen antes que los propios fotones. Pese a su importancia, estos eventos astrofísicos ultra-energéticos permanecieron ocultos a nosotros durante mucho tiempo.

Fue hasta el período comprendido en la Guerra Fría que fueron descubiertos por primera vez. El desarrollo de mecanismos de defensa entre ambos beligerantes propició la construcción de detectores ultra-energéticos para estar preparados ante un posible ataque nuclear, en particular, EEUU desarrolló un proyecto exclusivamente encargado de detectar explosiones y ensayos nucleares en cualquier punto de la Tierra. El objetivo de este proyecto consistía en encontrar la radiación gamma emitida por estas explosiones y que resulta muy difícil de enmascarar. Fue así que nació el Programa Espacial Vela compuesto de seis pares de satélites detectores cuya puesta en órbita ocurrió en el período comprendido entre 1964 y 1970. (Bloom, 2011; Berger, 2014)

Durante un par de años, la mayor actividad detectada por estos satélites provenía de partículas cargadas generadas en la atmósfera por la acción de rayos cósmicos y relámpagos originados en la Tierra, sin embargo, fue el 2 de julio de 1967 que cuatro de los satélites Vela detectaron una inusual radiación gamma que no provenía de ninguna fuente terrestre conocida ni de algún otro objeto dentro del Sistema Solar (Klebesadel et al., 1973). Al principio nadie supo explicar como eran producidos ni de donde provenían, de hecho, tardaron casi cinco años para

¹Gamma-Ray Burst, por sus siglas en inglés

darlos a conocer pues fueron clasificados por razones militares. Para identificar cada una de estos estallidos, a partir de entonces se les asignó el prefijo GRB, seguido de seis números correspondientes a la fecha en que fueron encontrados.²

Desde esa fecha, diversos satélites se han puesto en operación para estudiar el comportamiento de GRBs. Uno de ellos fue el satélite CGRO (*Compton Gamma Ray Observatory*) que en su interior contenía al detector BATSE (*Burst and Transient Source Experiment*) y cuya principal contribución fue determinar por primera vez que los GRBs no tenían una distribución preferencial a lo largo del plano galáctico sino que estaban distribuidos de manera isotrópica en el Universo implicando que eran originados a distancias extragalácticas (Meegan et al., 1992).

Ahora sabemos que la duración de estos eventos varían desde algunos milisegundos (Fishman et al., 1993) hasta varios minutos e inclusive horas (Klebesadel et al., 1984). Esto permite clasificarlos en dos grupos generales; se les conoce como Destellos de Rayos Gamma Cortos (SGRBs)³ a los estallidos que duran menos de dos segundos mientras que si duran más de este tiempo reciben el nombre de Destellos de Rayos Gamma Largos (LGRBs)⁴ (Kouveliotou et al., 1993). Durante este breve tiempo, una gran cantidad de energía (entre $10^{51} - 10^{53}$ erg) es liberada de manera isotrópica, convirtiéndose así, en el fenómeno electromagnético más energético del Universo.(Piran, 1999).

Inicialmente se postuló que el progenitor de estos eventos correspondía a la fusión de un sistema binario, asumiedo que la producción de una gran cantidad de energía durante un lapso de tiempo corto tenía que envolver objetos compactos (Lattimer & Schramm, 1976; Mészáros, 2000; Eichler et al., 1989), como el producido por la coalescencia de una estrella de neutrones-agujero negro (NS–BH)⁵ o a un sistema binario de estrellas de neutrones (NS–NS) (Metzger et al., 2010; Chevalier & Li, 1999) o también por la explosión de una SN en su etapa final (Woosley, 1993; Paczyński, 1998; MacFadyen & Woosley, 1999). Fue hasta el 17 de agosto de 2017 que se confirmó este modelo cuando a las 12:41:04 tiempo universal coordinado (UTC) los detectores de la colaboración LIGO/Virgo hicieron la primera detección en ondas gravitacionales (GW) y un par de segundos después múltiples telescopios tanto espaciales (*Fermi* y *INTEGRAL*) como terrestres registraron en diferentes longitudes de onda la coalescencia de dos estrellas de neutrones, increíblemente la señal registrada por estos detectores correspondía a la producida por la fusión de estos objetos compactos. Adicionalmente, al observar la contraparte electromagnética asociada a este evento, se pudo finalmente confirmar que este es el mecanismo a través del cual un SGRB es producido.

La fusión de estos objetos compactos se da principalmente por la pérdida de momento angular y de energía en forma de emisión de ondas gravitacionales (Connaughton et al., 2016). En este escenario el remanente esperado es un agujero negro rodeado por un disco de acreción forma-

²En formato GRBaammdd. Si en un día se detecta más de un evento se añade una letra en el sufijo del nombre en orden alfabético

³ Short Gamma Ray Bursts, por sus siglas en inglés.

⁴ long Gamma Ray Bursts, por sus siglas en inglés.

⁵Aquí NS es la abreviación la palabra en inglés *Neutron Star* que se traduce como estrella de neutrones, mientras que BH viene de la palabra inglesa *Black Hole* que significa agujero negro.

do por los residuos de las estrellas de neutrones iniciales que constituye la principal fuente de material para una kilonova eyectada durante la coalescencia de estos objetos (Metzger et al., 2010). Esta kilonova, rica en neutrones, crea una cantidad significativa de elementos pesados través de procesos r ⁶ (Tanvir et al., 2013).

En estas condiciones particulares, un jet colimado relativista es producido a partir de la energía extraída del agujero negro en rotación mediante el proceso de Blandford-Znajek (Blandford & Znajek, 1977), a través de aniquilaciones de neutrinos y antineutrinos o también por diversos procesos magnetohidrodinámicos (MHD) (Meier et al., 2001; Rosswog & Ramirez-Ruiz, 2002). Esta energía es liberada en una región compacta del espacio de apenas unos 10^7 cm. Es durante este proceso que una «bola de fuego» opaca de gas compuesto primordialmente por fotones y leptones es generada por la creación de pares electrón-positrón (Meszaros & Rees, 1993; Waxman, 1997; Piran, 1999).

Al expandirse, esta bola de fuego alcanza velocidades v cercanas a la velocidad de la luz, es decir, se expande con un factor de Lorentz de $\Gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2} \sim 10^2 - 10^3$. Es durante esta evolución que la mayor parte de la radiación es liberada por procesos internos originados cuando las capas externas, al expandirse, comienzan a frenarse y son alcanzadas por las capas internas, colisionando unas con otras aunque también se puede liberar por procesos externos cuando las capas exteriores interactúan con el Medio Interestelar.

Adicionalmente dentro de esta bola de fuego, neutrinos térmicos y quasi-térmicos con energías de MeV y GeV, son generados por procesos de aniquilación de pares $e^+e^- \rightarrow \nu_x\nu_x$ con ($x = e, \mu, \tau$), procesos libre-libre (bremsstrahlung nucleónico), decaimiento beta-inverso $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ y desacoplamiento de protones y neutrones (Raffelt, 2001).

Aunque estos neutrinos no interactúan directamente con la materia, sus propiedades pueden ser modificadas de manera indirecta cuando se desplazan a través de un medio provisto de campo magnético, puesto que cada neutrino se ve sometido a la acción de un potencial efectivo intrínseco. Por tanto, el conocer los efectos del campo magnético y el proceso de expansión y enfriamiento de una bola de fuego resulta importante puesto que el campo magnético se puede amplificar varios órdenes de magnitud, alcanzando valores de hasta $B \sim 10^{15}$ G durante el primer milisegundo (Price & Rosswog, 2006).

En esta tesis se estudiará el efecto que tiene el campo magnético durante las fases de emisión, propagación y oscilación de neutrinos generados en la bola de fuego de SGRBs (de aquí en adelante nos referiremos a este tipo de destello simplemente como GRB) y está conformada por cinco capítulos; en el primero, se describe la física de los neutrinos y se calcula el potencial efectivo dentro de un campo magnético fuerte ($\Omega_B \gg 1$), moderado ($\Omega_B > 1$ y $\Omega_B \leq 1$) y débil ($\Omega_B \ll 1$), donde $\Omega_B = eB/m_e^2$, con B la intensidad del campo magnético, e y m_e la carga y masa del electrón, respectivamente. Asimismo se hace una revisión de dos de los

⁶Proceso rápido de captura de neutrones ó proceso r : corresponde a un proceso nuclear donde se crean por nucleosíntesis la mayor cantidad de elementos pesados, el estudio de este campo merece un estudio aparte que se aleja de los alcances de este trabajo, para más información, consultar las referencias (Tanvir et al., 2013; Lattimer & Schramm, 1974; Freiburghaus et al., 1999)

detectores que cubren los rangos de energía de interés y de la sección eficaz para neutrinos producidos con energías de MeV y GeV. En el segundo capítulo se desarrolla la teoría de oscilación de neutrinos, de dos (solares, atmosféricos, reactores y aceleradores) y tres sabores al propagarse tanto en el vacío como dentro de un medio. Posteriormente, en el capítulo 3 se presenta brevemente la física asociada a un GRB y al modelo de bola de fuego, haciendo énfasis en las características principales reportadas del evento GW170817/GRB170817A/SSS17a. Finalmente, en el Capítulo 4 se presentan los resultados obtenidos y las conclusiones de este trabajo se discuten en el capítulo 5.

Todos los cálculos en este trabajo fueron realizados en el sistema de unidades naturales o unidades de Planck, en el cual, la velocidad de la luz en el vacío c , la constante de gravitación universal G , la constante reducida de Planck $\hbar = h/2\pi$, la constante de la fuerza de Coulomb $(4\pi\epsilon_0)^{-1}$ y la constante de Boltzmann k_B toman el valor de la unidad.

También conviene mencionar que se usará la convención de suma de Einstein en la cual se suprime el símbolo de suma \sum cuando dos índices están repetidos, es decir, si el vector

$$\vec{u} = \sum_{i=1}^n u_i x_i ,$$

entonces se sobreentiende que $\vec{u} = u_i x_i$ corresponde al resultado efectuado por la suma a pesar de que esta no esté explícitamente escrita.

1.1 Un poco de historia

A principios del siglo XX, el estudio de la radiactividad fue introducido por Pierre y Marie Curie, pero fue Ernst Rutherford quien realizó experimentos más detallados con muestras radiactivas para determinar su comportamiento. En uno de estos experimentos colocó una de estas muestras dentro de una cámara de niebla sometida a la acción de campos magnéticos y encontró que las trazas de dos partículas eran desviadas en sentidos opuestos y con curvaturas diferentes, implicando que las partículas emitidas durante este decaimiento radiactivo estaban cargadas y tenían distinta masa. Rutherford nombró al primer comportamiento *radiación alfa* y al segundo *radiación beta*. Incluso tiempo después, se encontró un tercer tipo de radiación cuyas partículas no se desviaban en presencia de campos magnéticos, a este tipo de decaimiento se le dio el nombre de *radiación gamma*.

Contrario a lo que ocurría con la radiación alfa y gamma, en la radiación beta, la energía entre los estados inicial y final no se conservaba. Para resolver este problema, J. Chadwick en 1914 demostró que el espectro energético de la desintegración beta tenía que ser continuo pues los electrones eran emitidos con energías distintas durante todo el proceso y más tarde, Lise Meitner demostró que tampoco se perdía energía por algún otro tipo de emisión radiactiva.

Para intentar dar respuesta a estos problemas, en 1930, Wolfgang Pauli escribió una carta a sus colegas reunidos en Tübingen, Alemania, donde propuso la existencia de una nueva partícula fermiónica que debía ser eléctricamente neutra, de interacción débil, con masa pequeña, de espín $1/2$ y que de encontrarse, en analogía al protón, debería llamarse *neutrón* (Pauli, 2000). Tiempo después, el mismo Chadwick descubrió el neutrón y esta partícula adoptó este nombre hasta nuestros días (Chadwick, 1932). Debido a esto, Enrico Fermi propuso la palabra *neutrino* (que en italiano significa «pequeño neutrón») a la partícula propuesta por Pauli, adicionalmente postuló que de existir, debía de tratarse de una partícula sin masa e incluso encontró que la probabilidad de su interacción con la materia era prácticamente cero, por lo que en esta época, la idea de detectar alguna de estas partículas resultaba absurda.

Más adelante, Bruno Pontecorvo, uno de los estudiantes de Fermi, propuso que era posible

detectar neutrinos, si una gran cantidad de estos incidían e interaccionaban a través de la desintegración beta inversa con los protones de un líquido centellador. Esto en la práctica llevó a F. Reines y C. L. Cowan a construir un detector, empleando un tanque lleno con cloruro de Cadmio (CdCl_2), rodeado en sus paredes con fotomultiplicadores. Este detector fue construido a 12 metros de profundidad usando como fuente de neutrinos, el reactor nuclear de Savannah River en EEUU. Las predicciones de Pontecorvo eran correctas y en 1956 se detectó por primera vez a la partícula propuesta por Pauli.

Actualmente el neutrino se describe como un fermión con espín $1/2$, sin carga y que solamente se ve afectado por las fuerzas nucleares débiles y gravitacionales (Giunti & Kim, 2007).

Aunque es cierto que los neutrinos no interaccionan directamente con la materia, cuando estos se propagan a través de un medio, sus propiedades son modificadas por las interacciones débiles con las partículas del medio a través de dispersiones frontales elásticas coherentes. Por esta razón, la propagación de neutrinos a través de un medio puede ser estudiada ya sea en términos del índice de refracción del medio (Langacker et al., 1983) o a través del potencial efectivo que adquieren estas partículas (Bethe, 1986). Esta idea fue propuesta inicialmente por Wolfenstein (Wolfenstein, 1978) quien demostró que los parámetros de oscilación de los neutrinos se ven modificados cuando estos se propagan en un medio con densidad constante. Más tarde Mikheyev y Smirnov complementaron esta idea argumentando que estos parámetros también se modifican si los neutrinos se propagan en un medio con densidad variable. Adicionalmente demostraron que existe una región dentro de la trayectoria del neutrino en la cual se alcanza el máximo ángulo de mezcla (Mikheyev, 1986). Al conjunto de estas ideas actualmente se le conoce como el *efecto MSW*¹ (Smirnov, 2005).

Para describir las relaciones de dispersión de los neutrinos es necesario usar teoría cuántica de campos a temperatura finita (TFT), la cual se caracteriza por hacer uso de las contribuciones que hace el medio hacia la parte real e imaginaria de la función de dispersión del neutrino (Tututi et al., 2002).

Para ello es necesario introducir un nuevo término al que llamaremos la *auto-energía* del neutrino y que será representado por la variable Σ ². Para calcular esta auto-energía es necesario considerar todas las contribuciones posibles del medio. Con la ayuda gráfica de los distintos diagramas de auto-energía, es posible reconstruir estas interacciones. Las correcciones que resultan, corresponden a los términos de momento de los propagadores de las partículas mediadoras en la interacción débil (bosones W^\pm y Z_0).

Usando lo anteriormente descrito, se construirá el potencial efectivo del neutrino dentro del marco de TFT. Adicionalmente se considerará la contribución del campo magnético hacia el neutrino a través del marco de tiempo-propio de Schwinger (Schwinger, 1951).

¹Iniciales de Mikheyev, Smirnov y Wolfenstein

² En este contexto, Σ representa la contribución adicional a la energía (o masa efectiva adquirida) del neutrino debido a las interacciones con el medio en el que se propaga.

1.2 Diagramas de Feynman

Si las partículas no interaccionaran entre sí, se esperaría que estas se propagaran indefinidamente sin que nada las perturbara. En la práctica, esto no sucede así, pues resulta complicado saber con exactitud cómo y cuándo estas partículas van a interactuar durante su trayectoria, por lo que en este contexto, lo único que se puede hacer, es calcular la amplitud de probabilidad de dichas interacciones. Algunas interacciones son más probables que otras y resulta práctico tener una manera gráfica de representar cada una de ellas. Siguiendo esta idea, Richard Feynman ideó una manera de representar mediante cierto tipo de líneas, la trayectoria que sigue una partícula cualquiera, que viaja libremente por el espacio, de esta manera, una interacción queda representada cuando tres o más líneas confluyen en un vértice (lugar de la interacción en donde son creadas o aniquiladas partículas). A este tipo de representación gráfica se le conoce como «Diagramas de Feynman» y son una excelente herramienta, en primer lugar para visualizar y en segundo, para calcular la amplitud de probabilidad de dichas interacciones a través de fórmulas bien establecidas usando la Teoría Cuántica de Campos.

1.3 Potencial efectivo del neutrino

Cuando los neutrinos se propagan dentro de un medio, su ecuación de evolución se ve afectada por un potencial efectivo debido a las interacciones débiles con el medio a través de dispersiones frontales elásticas coherentes por corrientes cargadas (CC) y corrientes neutras (CN).

En Teoría Cuántica de Campos, Feynman introdujo la notación «slash» descrita por $\not{A} \equiv \gamma^\mu A_\mu$, donde A representa un vector covariante y el término γ^μ corresponde a cada una de las matrices de Dirac $\{\gamma^0, \gamma^1, \gamma^2, \gamma^3\}$. Con esto es posible escribir la ecuación de campo asociada al neutrino como (Nötzold & Raffelt, 1988)

$$[\not{k} - \Sigma(k)]\Psi_L = 0, \quad (1.1)$$

con auto-energía $\Sigma(k)$ dada por (Frajia, 2010)

$$\Sigma(k) = \mathcal{R} \left(a_{\parallel} \not{k}_{\parallel} + a_{\perp} \not{k}_{\perp} + b \not{u} + c \not{b} \right) \mathcal{L}, \quad (1.2)$$

donde $k_{\parallel}^{\mu} = (k^0, k^3)$ representa el cuadri-momento del neutrino propagándose en dirección paralela del campo magnético del medio mientras que $k_{\perp}^{\mu} = (k^1, k^2)$ es la representación en dirección perpendicular, u^{μ} corresponde a la cuadri-velocidad del centro de masa del medio, asimismo $\mathcal{R} = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$ y $\mathcal{L} = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$ son los operadores de proyección de quiralidad izquierda y derecha, donde $\gamma_5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$. El cuadvectores $b^{\mu} = (0, \hat{\mathbf{b}})$ representa la contribución del campo magnético, por simplicidad se considera que sólo tiene contribución en la dirección del eje z de tal manera que $b^{\mu} = (0, 0, 0, 1)$ y por tanto, podemos omitir la componente paralela de la Ecuación (1.2).

La auto-energía del neutrino puede ser escrita entonces únicamente en función de tres cuadvectores

$$\Sigma(k) = \mathcal{R} \left(a_{\perp} \not{k}_{\perp} + b \not{t} + c \not{b} \right) \mathcal{L} . \quad (1.3)$$

Finalmente sacando el determinante de la Ecuación (1.3) e igualándolo a cero, es posible obtener esta auto-energía (Tututi et al., 2002)

$$\det[\not{k} - \Sigma(k)] = 0 . \quad (1.4)$$

Por otra parte, si k_0 es la energía del sistema, esta puede ser escrita en términos del potencial efectivo V_{eff} y de las contribuciones cinéticas del neutrino $|\mathbf{k}|$ de la siguiente manera.

$$k_0 = V_{\text{eff}} + |\mathbf{k}| , \quad (1.5)$$

que a su vez se puede expresar en función de los escalares de Lorentz a , b y c los cuales representan la energía y momento del neutrino y llevan información del campo magnético

$$V_{\text{eff}} = b - c \cos \varphi - a_{\perp} |\mathbf{k}| \sin^2 \varphi = k_0 - |\mathbf{k}| , \quad (1.6)$$

con a , b y c los escalares de Lorentz que pueden ser calculados mediante los diagramas de auto-energía del neutrino y φ el ángulo comprendido entre la dirección de propagación de neutrino y el campo magnético (Fraija, 2010).

Como mencionamos con anterioridad, los neutrinos al no tener carga, no se ven afectados directamente por el campo magnético al que están sometidos, sin embargo, indirectamente interaccionan con este por las partículas que constituyen el medio en el que se desplazan.

Esto significa que podemos expresar el potencial efectivo que siente el neutrino como una composición de las interacciones a un bucle con las partículas mediadoras de la interacción débil que están presentes en el medio en el que este se propaga.

$$\Sigma(k) = \Sigma_W(k) + \Sigma_Z(k) + \Sigma_t(k) , \quad (1.7)$$

donde a su vez, cada uno de estos términos pueden ser calculados utilizando las posibles interacciones de estas partículas mediadoras con ayuda de los diagramas de Feynman que se muestran en la Imagen (1.1).

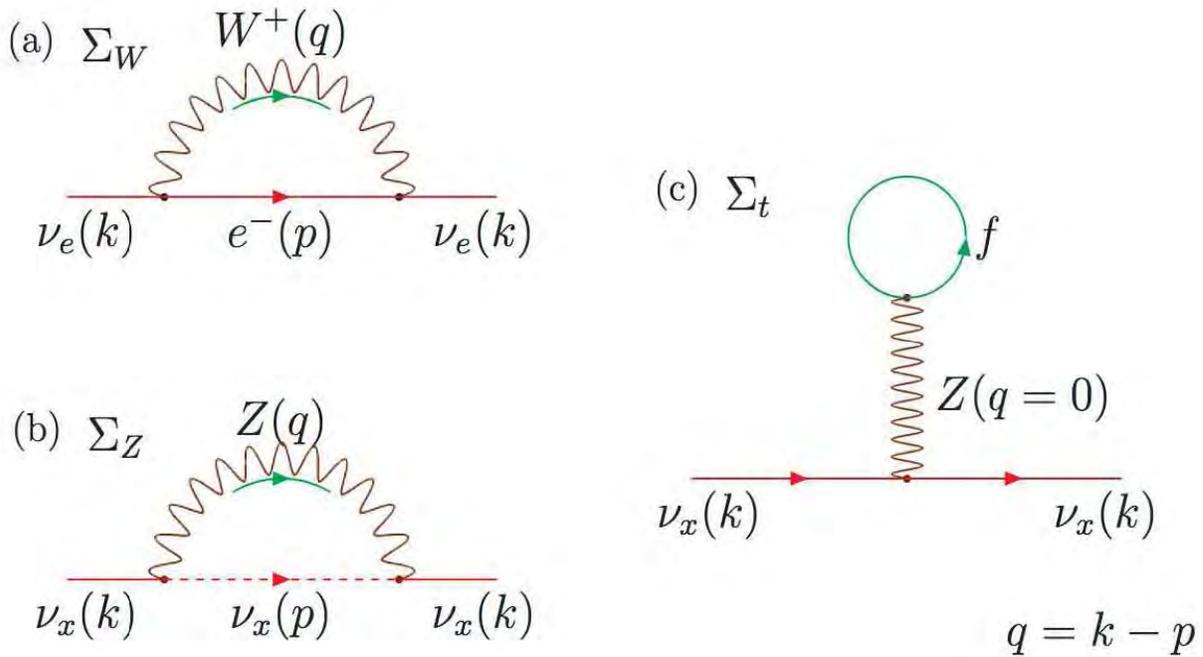


Imagen 1.1: Diagramas de Feynman de las contribuciones a un bucle hacia la auto-energía del neutrino que se propaga dentro de un medio magnetizado.

(a) Diagrama de intercambio del bosón W^+ debida a interacciones por corrientes cargadas. con una línea continua se representan las trayectorias de los propagadores del neutrino electrónico y el electrón, respectivamente. Adicionalmente el propagador del bosón W^+ se representa con una línea ondulada.

(b) Diagrama de intercambio del bosón Z : la línea punteada corresponde a la trayectoria del neutrino a través de un medio térmico y el propagador del bosón Z .

(c) Diagrama de renacuajo: la línea continua en el bucle, representa a un fermión que aparece repentinamente dentro del medio y que se aniquila con su antipartícula por corrientes neutras a través del bosón mediador Z o viceversa.

Imagen tomada de (Tututi et al., 2002).

1.3.1 Diagrama de intercambio del bosón W

Usando el diagrama de Feynman de la interacción correspondiente por el intercambio del bosón W^+ Imagen (1.1 a) la auto-energía se calcula como

$$-i\Sigma_W(k) = \mathcal{R} \left[\int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \left(\frac{-ig}{\sqrt{2}} \right) \gamma_\mu iS_\ell(p) \left(\frac{-ig}{\sqrt{2}} \right) \gamma_\nu iW^{\mu\nu}(q) \right] \mathcal{L}, \quad (1.8)$$

donde $g^2 = 4\sqrt{2}G_F m_W^2$ es la constante de acoplamiento débil, $m_W = (80.385 \pm 0.015)$ GeV la masa del bosón W y G_F la constante de acoplamiento de Fermi. $W^{\mu\nu}$ corresponde al propagador del bosón W el cual se aproxima como (Erdas et al., 1998)

$$W^{\mu\nu}(q) \simeq \frac{g^{\mu\nu}}{m_W^2} \left(1 + \frac{q^2}{m_W^2} \right) - \frac{q^\mu q^\nu}{m_W^4} + \frac{3ie}{2m_W^4} F^{\mu\nu}, \quad (1.9)$$

con $g^{\mu\nu}$ el tensor métrico y $F^{\mu\nu}$ el tensor de Faraday, donde se supone $q^2 \leq m_W^2$ para expresar el propagador hasta orden $1/m_W^4$. El término $S_\ell(p)$ corresponde al propagador del leptón cargado dentro de un campo magnético, este a su vez se puede expresar tanto en función del campo magnético $S_\ell^0(p)$ como de un medio magnético $S_\ell^\beta(p)$, de tal manera que

$$S_\ell(p) = S_\ell^0(p) + S_\ell^\beta(p). \quad (1.10)$$

Como el campo magnético sólo tiene componente en el eje z , $S_\ell^0(p)$ se puede escribir como

$$iS_\ell^0(p) = \int_0^\infty e^{\phi(p,s)} G(p,s) ds, \quad (1.11)$$

con

$$\phi(p,s) = is(p_0^2 - m_\ell^2) - is \left[p_3^2 + \frac{\tan z}{z} p_\perp^2 \right], \quad (1.12)$$

donde $p_\perp^2 = p_1^2 + p_2^2$, m_ℓ la masa del leptón cargado y $z = eBs$.

Adicionalmente

$$G(p,s) = \sec^2 z \left[\mathbf{A} + i\mathbf{B}\gamma_5 + m_\ell(\cos^2 z - i\Sigma^3 \text{sen} z \cos z) \right], \quad (1.13)$$

donde $\Sigma^3 = \gamma_5 \not{b} \not{u}$ y

$$\begin{aligned} A_\mu &= p_\mu - \text{sen}^2 z (p \cdot u u_\mu - p \cdot b b_\mu), \\ B_\mu &= \text{sen} z \cos z (p \cdot u b_\mu - p \cdot b u_\mu). \end{aligned} \quad (1.14)$$

Por otra parte, $S_\ell^\beta(p)$

$$S_\ell^\beta(p) = i\eta_F(p \cdot u) \int_{-\infty}^\infty e^{\phi(p,s)} G(p,s) ds, \quad (1.15)$$

donde

$$\eta_F(p \cdot u) = \frac{\theta(p \cdot u)}{e^{\beta(p \cdot u - \mu_\ell)} + 1} + \frac{\theta(-p \cdot u)}{e^{-\beta(p \cdot u - \mu_\ell)} + 1}. \quad (1.16)$$

son las funciones de distribución de los neutrinos en el medio. En esta ecuación β corresponde al inverso de la temperatura del medio y μ_l es el potencial químico del leptón cargado.

Finalmente, al evaluar la parte real de la Ecuación (1.8) se obtiene

$$\text{Re}\Sigma_W(k) = \mathcal{R} [a_{W\perp} \not{k}_\perp + b_W \not{\mu} + c_W \not{b}] \mathcal{L}, \quad (1.17)$$

con los escalares de Lorentz dados por (Fraija, 2010)

$$\begin{aligned} a_{W\perp} = & -\frac{\sqrt{2}G_F}{m_W^2} \left[\left\{ E_{\nu_e}(n_e - \bar{n}_e) + k_3(n_e^0 - \bar{n}_e^0) \right\} \right. \\ & + \frac{eB}{2\pi^2} \int_0^\infty dp_3 \sum_{n=0}^\infty (2 - \delta_{n,0}) \\ & \left. \times \left(\frac{m_e^2}{E_n} - \frac{H}{E_n} \right) (f_{e,n} + \bar{f}_{e,n}) \right], \end{aligned} \quad (1.18)$$

$$\begin{aligned} b_W = & \sqrt{2}G_F \left[\left(1 + \frac{3}{2} \frac{m_e^2}{m_W^2} + \frac{E_{\nu_e}^2}{m_W^2} \right) (n_e - \bar{n}_e) \right. \\ & + \left(\frac{eB}{m_W^2} + \frac{E_{\nu_e} k_3}{m_W^2} \right) (n_e^0 - \bar{n}_e^0) \\ & - \frac{eB}{2\pi^2 m_W^2} \int_0^\infty dp_3 \sum_{n=0}^\infty (2 - \delta_{n,0}) \left\{ 2k_3 E_n \delta_{n,0} + 2E_{\nu_e} \right. \\ & \left. \times \left(E_n - \frac{m_e^2}{2E_n} \right) \right\} (f_{e,n} + \bar{f}_{e,n}) \right], \end{aligned} \quad (1.19)$$

y

$$\begin{aligned} c_W = & \sqrt{2}G_F \left[\left(1 + \frac{1}{2} \frac{m_e^2}{m_W^2} - \frac{k_3^2}{m_W^2} \right) (n_e^0 - \bar{n}_e^0) \right. \\ & + \left(\frac{eB}{m_W^2} - \frac{E_{\nu_e} k_3}{m_W^2} \right) (n_e - \bar{n}_e) \\ & - \frac{eB}{2\pi^2 m_W^2} \int_0^\infty dp_3 \sum_{n=0}^\infty (2 - \delta_{n,0}) \left\{ 2E_{\nu_e} \left(E_n - \frac{m_e^2}{2E_n} \right) \delta_{n,0} \right. \\ & \left. + 2k_3 \left(E_n - \frac{3}{2} \frac{m_e^2}{E_n} - \frac{H}{E_n} \right) \right\} (f_{e,n} + \bar{f}_{e,n}) \right]. \end{aligned} \quad (1.20)$$

En el cálculo de estos escalares se utilizó que dentro de un campo magnético la energía del electrón es

$$E_{e,n} = \sqrt{p_3^2 + m_e^2 + 2neB} \equiv \sqrt{p_3^2 + m_e^2 + H}, \quad (1.21)$$

donde se define la densidad numérica de electrones como

$$n_e(\mu, T, B) = \frac{eB}{2\pi^2} \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_{n,0}) \int_0^{\infty} dp_3 f_{e,n}, \quad (1.22)$$

con

$$f(E_{e,n}, \mu) = \frac{1}{e^{\beta(E_{e,n} - \mu)} + 1}, \quad (1.23)$$

En el caso en el que los electrones estén confinados al nivel más bajo de Landau, $n = 0$, la densidad electrónica queda determinada por

$$n_0^e(\mu, T, B) = \frac{eB}{2\pi^2} \int_0^{\infty} dp_3 f_{e,0}, \quad (1.24)$$

con

$$f(E_{e,0}, \mu) = \frac{1}{e^{\beta(E_{e,0} - \mu)} + 1}, \quad (1.25)$$

donde se cumple que $\bar{f}_{e,n}(\mu, T) = f_{e,n}(-\mu, T)$

1.3.2 Diagrama de intercambio del bosón Z

Haciendo un análisis similar y partiendo del diagrama de la Imagen (1.1 b), la contribución a un bucle hacia la auto-energía del neutrino se puede expresar como

$$-i\Sigma_Z(k) = \mathcal{R} \left[\int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \left(\frac{-ig}{\sqrt{2} \cos \theta_W} \right) \gamma_\mu iS_{\nu_e}(p) \left(\frac{-ig}{\sqrt{2} \cos \theta_W} \right) \gamma_\nu iZ^{\mu\nu}(q) \right] \mathcal{L}, \quad (1.26)$$

en esta Ecuación, θ_W corresponde al ángulo de Weinberg, $Z^{\mu\nu}(q)$ es el propagador del bosón Z en el vacío y S_{ν_e} es el propagador del neutrino dentro de un medio térmico.

La Ecuación (1.26) se puede reescribir como

$$\text{Re}\Sigma_Z(k) = \mathcal{R}(a_Z \not{k} + b_Z \not{t}) \mathcal{L}, \quad (1.27)$$

con los escalares dados por (Frajia, 2010)

$$a_Z = \sqrt{2}G_F \left[\frac{E_{\nu_e}}{m_Z^2} (n_{\nu_e} - \bar{n}_{\nu_e}) + \frac{2}{3} \frac{1}{m_Z^2} \left(\langle E_{\nu_e} \rangle n_{\nu_e} + \langle \bar{E}_{\nu_e} \rangle \bar{n}_{\nu_e} \right) \right], \quad (1.28)$$

y

$$b_Z = \sqrt{2}G_F \left[(n_{\nu_e} - \bar{n}_{\nu_e}) - \frac{8E_\nu}{3m_Z^2} \left(\langle E_{\nu_e} \rangle n_{\nu_e} + \langle \bar{E}_{\nu_e} \rangle \bar{n}_{\nu_e} \right) \right]. \quad (1.29)$$

1.3.3 Diagrama de intercambio del Renacuajo

Usando el diagrama de Renacuajo mostrado en la Imagen (1.1 c) la auto-energía del neutrino es

$$i\Sigma_t(k) = \mathcal{R} \left[\left(\frac{g}{2 \cos \theta_W} \right)^2 \gamma_\mu iZ^{\mu\nu}(0) \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \text{Tr} [\gamma_\nu (C_V + C_A \gamma_5) iS_\ell(p)] \right] \mathcal{L}, \quad (1.30)$$

con C_V y C_A las constantes axiales y vectoriales propias de las interacciones $\{e^-, e^+, p, n, \nu_x\}$ con $x = (e, \mu, \tau)$ dadas por

$$C_V = \begin{cases} -\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W & e \\ \frac{1}{2} & \nu \\ \frac{1}{2} - 2 \sin^2 \theta_W & p \\ -\frac{1}{2} & n \end{cases}, \quad (1.31)$$

y

$$C_A = \begin{cases} -\frac{1}{2} & \nu_x, p \\ \frac{1}{2} & e, n \end{cases}. \quad (1.32)$$

Evaluando la Ecuación (1.30) se obtiene (Fraija, 2010)

$$\begin{aligned} \text{Re}\Sigma_t(k) = \sqrt{2}G_F \mathcal{R} \left[\left\{ C_{V_e}(n_e - \bar{n}_e) \right. \right. \\ + C_{V_p}(n_p - \bar{n}_p) + C_{V_n}(n_n - \bar{n}_n) \\ + (n_{\nu_e} - \bar{n}_{\nu_e}) + (n_{\nu_\mu} - \bar{n}_{\nu_\mu}) \\ \left. \left. + (n_{\nu_\tau} - \bar{n}_{\nu_\tau}) \right\} \not{k} - C_{A_e}(n_e^0 - \bar{n}_e^0) \not{k} \right] \mathcal{L}. \end{aligned} \quad (1.33)$$

Para los antineutrinos basta cambiar $(n_x - \bar{n}_x)$ por $-(n_x - \bar{n}_x)$.

1.4 Casos límites

En esta se desarrollarán los potenciales efectivos del neutrino inmersos en medios con diferentes campos magnéticos, por simplicidad los llamaremos fuerte, moderado y débil.

1.4.1 Campo magnético fuerte

En un medio con un campo magnético fuerte ($\Omega_B \equiv eB/m_e^2 \gg 1$), todos los leptones están confinados al nivel cero de Landau y por tanto, la energía de los electrones es $E_{e,0}^2 = (p_3^2 + m_e^2)$, por lo que los escalares de Lorentz adquieren la forma (Fraija, 2010)

$$\begin{aligned} a_\perp = & -\frac{\sqrt{2}G_F}{m_W^2} \left[\left\{ (E_{\nu_e} + k_3)(n_e^0 - \bar{n}_e^0) \right\} \right. \\ & \left. + \frac{eB}{2\pi^2} \int_0^\infty dp_3 \frac{m_e^2}{E_0} (f_{e,0} + \bar{f}_{e,0}), \right. \end{aligned} \quad (1.34)$$

$$\begin{aligned}
b = & \sqrt{2}G_F \left[\left(1 + \frac{3}{2} \frac{m_e^2}{m_W^2} + \frac{E_{\nu_e}^2}{m_W^2} \right) (n_e^0 - \bar{n}_e^0) \right. \\
& + \left(\frac{eB}{m_W^2} - \frac{E_{\nu_e} k_3}{m_W^2} \right) (n_e^0 - \bar{n}_e^0) \\
& - \frac{eB}{2\pi^2 m_W^2} \int_0^\infty dp_3 \left\{ 2k_3 E_0 + 2E_{\nu_e} \right. \\
& \left. \left. \times \left(E_{e,0} - \frac{m_e^2}{2E_{e,0}} \right) \right\} (f_{e,0} + \bar{f}_{e,0}) \right], \tag{1.35}
\end{aligned}$$

y

$$\begin{aligned}
c = & \sqrt{2}G_F \left[\left(1 + \frac{1}{2} \frac{m_e^2}{m_W^2} - \frac{k_3^2}{m_W^2} \right) (n_e^0 - \bar{n}_e^0) \right. \\
& + \left(\frac{eB}{m_W^2} - \frac{E_{\nu_e} k_3}{m_W^2} \right) (n_e^0 - \bar{n}_e^0) \\
& - \frac{eB}{2\pi^2 m_W^2} \int_0^\infty dp_3 \left\{ 2E_{\nu_e} \left(E_n - \frac{m_e^2}{2E_n} \right) \right. \\
& \left. + 2k_3 \left(E_{e,0} - \frac{3}{2} \frac{m_e^2}{E_{e,0}} \right) \right\} (f_{e,0} + \bar{f}_{e,0}) \right]. \tag{1.36}
\end{aligned}$$

Bajo la suposición de que el potencial químico de electrones y positrones es más pequeño que las energías correspondientes a este nivel ($\mu \leq E_{e,0}$), se puede escribir la función de distribución de los fermiones Ecuación (1.25) en términos de una suma discreta

$$f(E_{e,0}) \approx \sum_{l=0}^{\infty} (-1)^l e^{-\beta(E_{e,0}-\mu)(l+1)}, \tag{1.37}$$

por lo que al sustituir las Ecuaciones (1.37) y (1.24) en las Ecuaciones (1.34), (1.36) y (1.37) y resolver las integrales, se obtiene el potencial efectivo del neutrino en este régimen en términos de las funciones de Bessel de segundo orden K_1 .

$$\begin{aligned}
V_{\text{eff,S}} = & \frac{\sqrt{2}G_F m_e^3}{\pi^2} \Omega_B \left[\sum_{l=0}^{\infty} (-1)^l \sinh \alpha_l K_1(\sigma_l) \right. \\
& \times \left\{ 1 + \frac{m_e^2}{m_W^2} \left(\frac{3}{2} + 2 \frac{E_\nu^2}{m_e^2} + \Omega_B \right) \right. \\
& \left. \left. - \left(1 + \frac{m_e^2}{m_W^2} \left(\frac{1}{2} - 2 \frac{E_\nu^2}{m_e^2} + \Omega_B \right) \right) \cos \phi \right\} \right] \tag{1.38}
\end{aligned}$$

$$-4 \frac{m_e^2}{m_W^2} \frac{E_\nu}{m_e} \sum_{l=0}^{\infty} (-1)^l \cosh \alpha_l \times \left\{ \frac{3}{4} K_0(\sigma_l) + \frac{K_1(\sigma_l)}{\sigma_l} - \frac{K_1(\sigma_l)}{\sigma_l} \cos \phi \right\},$$

con $\alpha_l = \beta\mu(l+1)$, $\sigma = \beta m_e(l+1)$ y $B_C = 4.141 \times 10^{14}$ G, el campo magnético crítico.

1.4.2 Campo magnético moderado

Considerando un campo magnético moderado del orden de B_C , los leptones cargados empiezan a poblar los niveles de Landau superiores, por lo que las contribuciones de estos niveles al potencial efectivo se vuelven ahora importantes.

Este potencial se puede calcular al sustituir las Ecuaciones (1.22) y (1.23) en las Ecuaciones (1.18), (1.19) y (1.20) respectivamente, dando como resultado la siguiente expresión

$$V_{\text{eff,M}} = \frac{\sqrt{2}G_F m_e^3}{\pi^2} \Omega_B \left[\sum_{l=0}^{\infty} (-1)^l \sinh \alpha_l \left\{ \frac{m_e^2}{m_W^2} \left(1 + 4 \frac{E_\nu^2}{m_e^2} \right) K_1(\sigma_l) + \sum_{n=1}^{\infty} \lambda_n \left(2 + \frac{m_e^2}{m_W^2} \left(3 - 2\Omega_B + 4 \frac{E_\nu^2}{m_e^2} \right) \right) K_1(\sigma_l \lambda_n) \right\} - 4 \frac{m_e^2}{m_W^2} \frac{E_\nu}{m_e} \sum_{l=0}^{\infty} (-1)^l \cosh \alpha_l \left\{ \frac{3}{4} K_0(\sigma_l) + \sum_{n=1}^{\infty} \lambda_n^2 K_0(\sigma_l \lambda_n) \right\} \right], \quad (1.39)$$

con

$$\lambda_n^2 = \begin{cases} 2n\Omega_B & \text{para } \Omega_B > 1 \\ 1 + 2n\Omega_B & \text{para } \Omega_B \leq 1. \end{cases}$$

1.4.3 Campo magnético débil

Considerando un campo magnético débil ($eB \ll m_e^2$), ahora los leptones cargados ocupan todos los niveles de Landau y es posible suponer que estos contribuyen de manera continua sobre las sumas (i.e. $\sum_n \rightarrow \int dn$) de $\lambda = \sqrt{1 + 2n\Omega_B}$. Bajo esta suposición el potencial efectivo resulta en (Fraija, 2014)

$$V_{\text{eff,W}} = \frac{\sqrt{2}G_F m_e^3}{\pi^2} \Omega_B \left[\sum_{l=0}^{\infty} (-1)^l \sinh \alpha_l \left\{ \left(2 + \frac{m_e^2}{m_W^2} \left(3 + 4 \frac{E_\nu^2}{m_e^2} \right) \right) \times \left(\frac{K_0(\sigma_l)}{\sigma_l} + 2 \frac{K_1(\sigma_l)}{\sigma_l^2} \right) \Omega_B^{-1} - 2 \left(1 + \frac{m_e^2}{m_W^2} \right) K_1(\sigma_l) \right\} - 4 \frac{m_e^2}{m_W^2} \frac{E_\nu}{m_e} \sum_{l=0}^{\infty} (-1)^l \cosh \alpha_l \left\{ \left(\frac{2}{\sigma_l^2 \Omega_B} - \frac{1}{4} \right) K_0(\sigma_l) \right\} \right] \quad (1.40)$$

$$+ \left(1 + \frac{4}{\sigma_l^2} \right) \frac{K_1(\sigma_l)}{\sigma_l} \Omega_B^{-1} \left. \right\} \Big].$$

1.5 Detectores de neutrinos

Debido a la sección eficaz tan pequeña de los neutrinos, resulta imposible detectarlos de manera directa, sin embargo, podemos utilizar las propiedades que emanan de estos cuando se desplazan a través de un medio no vacío. Al interactuar con las partículas presentes en un medio como el agua, producen leptones cargados que se desplazan a velocidades superlumínicas, los que a su vez producen un destello energético en forma cónica, análogo al producido durante un estallido sónico,

Estos neutrinos ultra-energéticos son detectados primordialmente al observar la traza de los muones producidos en interacciones por CC de nucleones con neutrinos, razón por la cual estos neutrinos deben ser enterrados de preferencia bajo tierra para reducir la contribución de muones producidos en la atmósfera terrestre. En particular, las reacciones de tipo $(\nu_l, \bar{\nu}_l) \rightarrow (l^-, l^+)$ y $(\nu_l, \bar{\nu}_l)N \rightarrow (\nu_l, \bar{\nu}_l)$ constituyen la mayor fuente de estas señales.

Es por ello que en los últimos años, grandes detectores subterráneos han sido construidos para el estudio de neutrinos. Este tipo de detectores de radiación Čerenkov usualmente están rodeados por un arreglo de fotomultiplicadores (PMT) que permiten amplificar en varios órdenes de magnitud la débil señal incidente producida por los fotones. Observando estos fotones y conociendo el tiempo de llegada a cada PMT, se puede reconstruir la trayectoria, dirección y energía de la traza original. En este trabajo se usan para estudio de caso los experimentos Hyper–Kamiokande, DeepCore, DUNE y ORCA, cuyas principales características se describen a continuación.

1.5.1 El futuro detector Hyper–Kamiokande

El detector Hyper–Kamiokande será un detector subterráneo de radiación Čerenkov localizado en una mina japonesa, cercano al detector Super–Kamiokande y se espera que entre en funcionamiento para el año 2020. Tendrá una masa fiducial total de 0.56 millones de toneladas métricas, lo que representa un volumen 25 veces mayor que su predecesor Super–Kamiokande. Contará con un arreglo de 99,000 PMTS en su interior. Su principal objetivo será realizar mediciones con mayor precisión de los parámetros de oscilación en neutrinos así como el estudio de la violación Carga-Paridad (CP) en el sector leptónico. ([Abe et al., 2011](#)).

1.5.2 El detector DeepCore en el experimento IceCube

IceCube es un detector de radiación Čerenkov de 1 km cúbico de hielo antártico natural enterrado a casi un kilómetro y medio de profundidad en el Polo Sur Geográfico ([Achterberg et al., 2006](#)), se compone de un arreglo hexagonal de 86 cables, en su mayoría separados entre sí cada 125 m, excepto en el centro que existe un subarreglo con una separación menor (alrededor de 40 – 70 m), lo que constituye el experimento DeepCore. Cada cable contiene por si mismo

60 PMTs. Este arreglo interno llamado DeepCore, contiene una masa fiducial de 30 Mton y fue diseñado para detectar neutrinos en un rango de energía tan bajo como 10 – 100 GeV. Al estar localizado en el núcleo del arreglo original, las interacciones por rayos cósmicos son considerablemente reducidas.

1.5.3 El detector ORCA de la colaboración KM3NeT

ORCA (*Oscillation Research with Cosmics in the Abyss*) será un detector de la colaboración KM3NeT con el propósito de estudiar las propiedades fundamentales de neutrinos. Estará localizado en el Mar Mediterraneo y tendrá una masa fiducial de 2.96 Mton de agua de mar, utilizará una infraestructura similar a la empleada actualmente en el experimento ANTARES y se espera que entre en operación después del año 2020. En cuanto a neutrinos astrofísicos se refiere, podrá estudiar neutrinos con energías en el rango de GeV (Katz, 2014; Adrián-Martínez et al., 2016).

1.5.4 El experimento DUNE

El experimento DUNE (*Deep Underground Neutrino Experiment*) constará de un detector compuesto por una masa fiducial de 40 kton de argón líquido acoplado a las instalaciones científicas del experimento LBNF (*Long–Baseline Neutrino Facility*), localizado en Dakota del Sur, EEUU. Se prevee que empiece a operar para el año 2026 y dentro de sus principales objetivos se encuentra la búsqueda del decaimiento del protón, mediciones de parámetros en neutrinos producidos en aceleradores de partículas, así como detección de neutrinos astrofísicos, en particular, DUNE será capaz de detectar neutrinos de eventos transitorios como SNe y GRBs midiendo información crítica para el entendimiento de la dinámica de estos eventos (Acciarri et al., 2016).

1.5.5 Número de eventos esperados

Los neutrinos son detectados cuando interactúan dentro del volumen de cada detector, la traza de cada uno de ellos como función del ángulo azimutal $L(\theta)$ queda entonces determinada por la geometría del detector. En primera aproximación, los neutrinos son detectados si interactúan dentro del volumen efectivo de los detectores. Antes de su construcción, los experimentos realizan múltiples simulaciones Monte Carlo que les permiten determinar cual será este volumen efectivo de detección y junto con la densidad del medio estiman la masa fiducial $M = \rho_N \bar{V}_{\text{eff}}$ ³ en la que el experimento será mas eficiente al detectar neutrinos.

Con estos valores se puede aproximar el número de eventos esperados para neutrinos con energías de MeV como

$$N_{\text{eventos}} = \bar{V}_{\text{eff}} N_A \rho_N \int_{t'} \int_{E'} \sigma_{cc}^{\bar{\nu}_e p} \frac{dN}{dE} dE dt, \quad (1.41)$$

³La barra hace la distinción de que nos estamos refiriendo al volumen efectivo de detección y no al potencial efectivo del neutrino

con $N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{ g}^{-1}$ el número de Avogadro y $\sigma_{cc}^{\bar{\nu}_e N}$ la sección eficaz neutrino, dt el tiempo de emisión de los neutrinos y dN/dE el flujo esperado de neutrinos. Utilizando la relación entre la luminosidad y flujo de los neutrinos

$$L_{\bar{\nu}_e} = 4\pi D_z^2 F_{\bar{\nu}_e} \langle E \rangle_{T, \bar{\nu}_e} = 4\pi D_z^2 F_{\bar{\nu}_e} E_{T, \bar{\nu}_e}^2 \frac{dN}{dE_{\bar{\nu}_e}}, \quad (1.42)$$

podemos reducir la Ecuación (1.41) como

$$N_{\text{eventos}} \approx \frac{N_A \rho_N \sigma_{cc}^{\bar{\nu}_e p}}{4\pi D_z^2 \langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle} \bar{V}_{\text{eff}} E_{T, \bar{\nu}_e}, \quad (1.43)$$

siendo D_z la distancia a la fuente. Sin embargo, para neutrinos ultra-energéticos, se propone que el espectro de neutrinos puede ser escrito como una ley de potencias

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} = A_\nu \left(\frac{E_\nu}{\text{GeV}} \right)^{-\alpha_\nu}, \quad (1.44)$$

donde A_ν corresponde al factor de normalización que puede ser calculado relacionando el flujo de neutrinos con el flujo de fotones mediante la siguiente relación (Halzen, 2007)

$$F_\gamma \equiv \int_{E_\gamma^{\min}}^{E_\gamma^{\max}} \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} E_\gamma dE_\gamma = \int_{E_\nu^{\min}}^{E_\nu^{\max}} \frac{dN_\nu}{dE_\nu} E_\nu dE_\nu = \int_{E_\nu^{\min}}^{E_\nu^{\max}} A_\nu \left(\frac{E_\nu}{\text{GeV}} \right)^{-\alpha_\nu} E_\nu dE_\nu. \quad (1.45)$$

De esta manera, conociendo el flujo de fotones (que para el evento GW170817/GRB170817A corresponde a $F_\gamma = L/4\pi d^2 = 5.22 \times 10^{-6} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) es posible obtener el valor de la constante de normalización para el rango de energías de interés.

Finalmente, usando un índice espectral típico de $\alpha_\nu = 2.3$ (Becker, 2008), el número de eventos esperados para neutrinos ultra-energéticos queda determinado por

$$N_{\text{eventos}} = \bar{V}_{\text{eff}} \rho_N N_A \sigma_0 A_\nu \int_{t'} \int_{E_{\text{th}}}^{\infty} \left(\frac{E_\nu}{\text{GeV}} \right)^{1.363-\alpha} dt' dE_\nu, \quad (1.46)$$

donde hemos usado que la sección eficaz es $\sigma_{\nu N}(E_\nu) = \sigma_0 (E_\nu/\text{GeV})^{0.363} \text{ cm}^2$ con $\sigma_0 = 5.53 \times 10^{-36}$ para este caso (Gandhi et al., 1998).

1.6 Sección eficaz del neutrino

Para que una reacción nuclear se lleve a cabo se necesita que las partículas interactúen entre sí. Las interacciones entre neutrinos y electrones son de las más frecuentes y sencillas de entender dentro de la teoría de interacciones débiles, involucrando sólo leptones libres cuya amplitud puede ser calculada de manera exacta con ayuda de los diagramas de Feynman. Para neutrinos con sabor x esta interacción puede ser descrita como

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (1.47)$$

$$\bar{\nu}_x + e^- \rightarrow \bar{\nu}_x + e^-,$$

cada una de estas interacciones tiene una sección eficaz dada por (Koers & Wijers, 2005)

$$\sigma = \frac{G_F^2 \hbar^2 c^2}{\pi} (3\alpha^2 + 1) E_\nu^2 g(E_\nu), \quad (1.48)$$

con

$$g(E_\nu) = \left(1 \pm \frac{Q}{E_\nu}\right) \left[1 \pm 2\frac{Q}{E_\nu} + \frac{Q^2 - (\pm m_e^2)}{E_\nu^2}\right]^{1/2} \simeq 1 \quad (1.49)$$

donde G_F representa la constante de Fermi, $Q = 1.3$ MeV es la diferencia de masas entre el protón y el neutrón y $\alpha = -1.26$ la constante nuclear de acoplamiento axial, en esta ecuación el signo representa el proceso de captura de neutrinos (+) y antineutrinos (-) respectivamente.

Para neutrinos de más altas energías la sección eficaz ha sido medida por diferentes experimentos, en la Imagen (1.2) se muestran las mediciones efectuadas de neutrinos con energías de GeV. Como se puede observar, la sección eficaz de los neutrinos es aproximadamente el doble que la contraparte en antineutrinos.

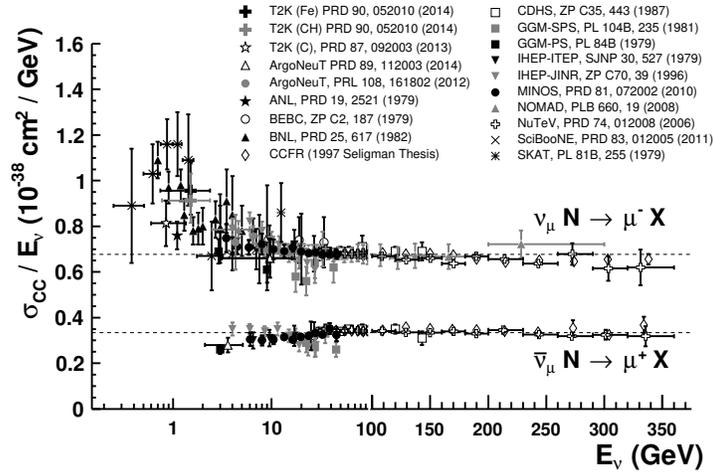


Imagen 1.2: Sección eficaz de un neutrino con energías de GeV obtenida en diferentes experimentos. Imagen tomada de (Patrignani et al., 2016).

Oscilación de neutrinos

2.1 ¡Finalmente son tres!

El término oscilación, se refiere a un fenómeno cuántico en el que existe un cambio periódico en la amplitud de probabilidad de una partícula elemental creada en un eigenestado α y es detectada en un eigenestado β con $\alpha \neq \beta$. Para que este fenómeno ocurra, es necesario que dicha partícula se propague dentro de un medio en el que interactúe durante su propagación desde la fuente al detector. A pesar de que en este trabajo nos restringiremos al estudio de los neutrinos, este fenómeno no ocurre exclusivamente en este tipo de partículas.

Este fenómeno se remonta hasta 1957 cuando Bruno Pontecorvo lo predijo en analogía con la oscilación de otras partículas neutrales ([Pontecorvo, 1958](#)). Para esta fecha, sólo se sabía de la existencia del neutrino electrónico por lo que inicialmente esta teoría no fue tan relevante.

Fue hasta 1962, que L. Lederman, M. Schwartz y J. Steinberg descubrieron el neutrino muónico ([Eliezer & Swift, 1976](#)) y casi cuatro décadas después la colaboración DONUT en FermiLab descubrió el neutrino tauónico ([Kodama et al., 2001](#)). Con estos ingredientes el estudio de la oscilación de neutrinos volvió a ser nuevamente un tema de interés.

En la Imagen ([2.1](#)) se engloban las principales propiedades de los neutrinos, así como de otras partículas dentro del Modelo Estándar.

2.2 Oscilación de neutrinos: Bases

La existencia del campo escalar de Higgs induce un mecanismo a través del cual se le da masa a los bosones mediadores de la interacción débil W^\pm y Z^0 mientras que los fotones γ son dejados sin masa. Los valores medidos para la masa de estos mediadores y su carga se muestran en la Tabla ([2.1](#)), ([Beringer et al., 2012](#)).

Adicionalmente, el campo de Higgs propicia la aparición de las masas en el sector fermiónico,

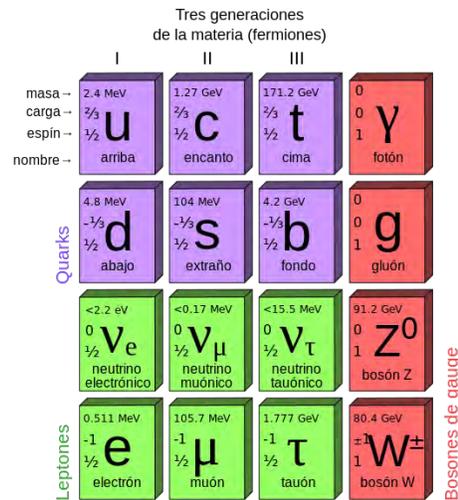


Imagen 2.1: Modelo estándar de partículas elementales. Las tres primeras columnas representan cada una de las familias fermiónicas, mientras que la cuarta corresponde a los bosones de norma.

Mediador	Q (e)	Masa (GeV)
W^\pm	± 1	80.3850 ± 0.015
Z^0	0	91.1876 ± 0.0021
γ	0	$0 (< 10^{-27})$

Tabla 2.1: Propiedades de los mediadores de la interacción débil y electromagnética.

cuyos valores mejor medidos se encuentran descritos en la Tabla (2.2), (Beringer et al., 2012).

Partícula	Q (e)	L_e	L_μ	L_τ	Masa (MeV)
e^\pm	± 1	± 1	0	0	$0.510998928 \pm (0.011 \times 10^{-6})$
μ^\pm	± 1	0	± 1	0	$105.6583715 \pm (3.5 \times 10^{-6})$
τ^\pm	± 1	0	0	± 1	1776.82 ± 0.16
$\nu_e(\bar{\nu}_e)$	0	± 1	0	0	$< 2 \times 10^{-6}$
$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$	0	0	± 1	0	$< 190 \times 10^{-3}$
$\nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$	0	0	0	± 1	< 18.2

Tabla 2.2: Propiedades medidas en el sector leptónico del Modelo Estándar. En este modelo los neutrinos carecen de masa, sin embargo, los valores aquí mostrados corresponden a las cotas superiores de masas medidas a cada tipo de neutrino (antineutrino) con diferentes experimentos.

Uno de los ingredientes fundamentales para la oscilación de partículas dentro del Modelo Estándar es que estas tengan masa. Dependiendo de la naturaleza de la partícula, existen dos mecanismos en los que los neutrinos pueden adquirir masa, esto es, si se consideran partículas de Dirac o de Majorana y puesto que no existe evidencia concluyente que favorezca alguna de las dos posibilidades, ambas opciones tienen que ser consideradas. Otro ingrediente necesario,

es que las partículas bajo estudio no correspondan propiamente a sus eigenestados de masa sino que sean una mezcla de estos.

En este trabajo, el cálculo de la probabilidad de oscilaciones se presentará siguiendo los libros de Giunti ([Giunti & Kim, 2007](#)) y Bilenky ([Bilenky, 2010](#)).

Los neutrinos al interactuar sólo de manera débil, sólo están definidos a través del leptón (mediante una transición $l_{\alpha}^{-} \rightarrow \nu_{\alpha}$) o antileptón (mediante una transición $l_{\alpha}^{+} \rightarrow \nu_{\alpha}$) cargado envuelto en los vértices de interacción e, μ, τ . Dicho de otro modo, un estado de neutrino $|\nu_{\alpha}\rangle$ con sabor $\alpha = e, \mu, \tau$ y momento \vec{p} puede ser expresado como

$$|\nu_{\alpha}\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k}^{*} |\nu_k\rangle, \quad (2.1)$$

aquí $U_{\alpha k}^{*}$ representa los elementos de una matriz unitaria llamada «matriz de mezcla leptónica», la cual engloba la mezcla entre los estados de masa y los sabores de los neutrinos.

Con la finalidad de tener normalizados los estados de masa de los neutrinos se pide que

$$\langle \nu_k | \nu_j \rangle = \delta_{kj}, \quad (2.2)$$

también se tiene que los estados de sabores de los neutrinos son ortonormales debido a la unitariedad de la matriz de mezcla

$$\langle \nu_{\alpha} | \nu_{\beta} \rangle = \delta_{\alpha\beta}. \quad (2.3)$$

Ahora al plantear la ecuación estacionaria de Schrödinger a los estados de masa $|\nu_k\rangle$ se tiene

$$\mathcal{H} |\nu_k\rangle = E_k |\nu_k\rangle, \quad (2.4)$$

donde E_k representa los eigenvalores de energía

$$E_k = \sqrt{\vec{p}^2 + m_k^2}.$$

De esta manera

$$i \frac{d}{dt} |\nu_k(t)\rangle = \mathcal{H} |\nu_k(t)\rangle, \quad (2.5)$$

implicando que los estados de neutrinos tienen una evolución en el tiempo

$$|\nu_k(t)\rangle = e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle. \quad (2.6)$$

Con las Ecuaciones (2.1) y (2.6) se puede describir la evolución temporal de los estados de sabores del neutrino a tiempo $t = 0$ como

$$|\nu_{\alpha}(t)\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^{*} e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle, \quad (2.7)$$

con la condición que $|\nu_{\alpha}(t = 0)\rangle = |\nu_{\alpha}\rangle$.

Adicionalmente los estados de masa pueden ser expresados en función de los estados de sabor usando la unitariedad de la matriz de mezcla $U^\dagger U = 1 \iff \sum_\alpha U_{\alpha k}^* U_{\alpha j} = \delta_{jk}$, en la Ecuación (2.1)

$$|\nu_k\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha k} |\nu_\alpha\rangle, \quad (2.8)$$

de tal manera que

$$|\nu_k\rangle = \sum_{\beta=e,\nu,\tau} \left(\sum_k U_{\alpha k}^* e^{-iE_k t} U_{\beta k} \right) |\nu_\beta\rangle. \quad (2.9)$$

2.3 Oscilación de neutrinos en vacío

Cuando los neutrinos se propagan en el vacío, estos no se ven afectados por partículas circundantes y su amplitud de probabilidad puede ser calculada a partir de la Ecuación (2.1) como

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta(t)) = \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-i(E_k - E_j)t}, \quad (2.10)$$

siendo E_k la relación de dispersión para neutrinos, la cual puede ser aproximada como

$$E_k \approx E + \frac{m_k^2}{2E}, \quad (2.11)$$

con $E = |\vec{p}|$ y

$$E_k - E_j \approx \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E}, \quad (2.12)$$

aquí Δm_{kj}^2 representa la diferencia de masas al cuadrado $\Delta m_{kj}^2 \equiv m_k^2 - m_j^2$. Reescribiendo la Ecuación (2.10) se tiene que

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta(t)) = \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-i(\frac{\Delta m_{kj}^2}{2E})t}, \quad (2.13)$$

donde se ha supuesto que los eigenestados de sabor ν_α fueron producidos a través de interacciones débiles los cuales se propagan como una superposición de los eigenestados de masa ν_k .

Pese a que en los experimentos actuales usualmente no se considera el tiempo de propagación de los neutrinos sino la distancia recorridos por estos, se asume un tiempo $t = L$, de tal modo que

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta(t), L, E) = \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-i(\frac{\Delta m_{kj}^2}{2E})L}. \quad (2.14)$$

donde la fase de oscilación queda determinada como

$$\phi_{kj} = -\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E}. \quad (2.15)$$

A partir de esta Ecuación se define a la longitud de oscilación en el vacío como la distancia en la que la fase generada por la diferencia de masas al cuadrado es igual a un periodo 2π

$$L_{kj}^{\text{osc}} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{kj}^2}. \quad (2.16)$$

Dicho de otro modo, para que los efectos de oscilación se vuelvan importantes, la longitud de oscilación tiene que ser del orden de la distancia existente entre la fuente y el detector. Es decir, si $L \ll L_{kj}^{\text{osc}}$, no transcurre tiempo suficiente para que las oscilaciones sean llevadas a cabo, mientras que si $L \gg L_{kj}^{\text{osc}}$ sólo se podrá detectar el efecto promedio de estas (Jarlskog, 1985).

2.4 Oscilación de neutrinos en la materia

En 1978, L. Wolfenstein demostró que los neutrinos al propagarse dentro de un medio distinto del vacío, se ven afectados por un potencial efectivo equivalente al índice de refracción de dicho medio (Wolfenstein, 1978). Más adelante S. Mikheyev y A. Smirnov (1985) (Mikheyev, 1986) mostraron que en efecto, los parámetros de oscilación de los neutrinos se modifican cuando estos se propagan en un medio material. Actualmente a esta teoría se le conoce como *mecanismo MSW*. Este potencial adicional incrementa la masa efectiva de los neutrinos y con ello los eigenestados de masa y sabor de los mismos.

2.4.1 Mezcla de dos neutrinos

Esta teoría corresponde a una aproximación entre la mezcla de sólo dos neutrinos, es decir, se omite la interacción con un tercer sabor, ya que el desarrollo de los cálculos en la mezcla de tres sabores resulta análogo.

En este caso se consideran la oscilación de neutrinos entre el eigenestado α y β con $\alpha \neq \beta$, sin pérdida de generalidad, aquí se presentarán las ecuaciones de probabilidad en las oscilaciones entre neutrinos electrónicos hacia neutrinos muónicos o tauónicos ($\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ y $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$).

Partiendo de la ecuación de evolución temporal

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \psi_{\nu_e \nu_e} \\ \psi_{\nu_e \nu_\mu} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{\text{eff}} - \Delta \cos 2\theta & \frac{\Delta}{2} \sin 2\theta \\ \frac{\Delta}{2} \sin 2\theta & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{\nu_e \nu_e} \\ \psi_{\nu_e \nu_\mu} \end{pmatrix}, \quad (2.17)$$

donde Δ está en función de la diferencia de masas al cuadrado como

$$\Delta = \frac{\Delta m_\nu^2}{2E_\nu} = \frac{m_{\nu_e}^2 - m_{\nu_\mu}^2}{2E_\nu},$$

y θ corresponde al ángulo de mezcla definido por

$$\nu_e = \cos\theta \nu_1 + \sin\theta \nu_2$$

$$\nu_\mu = -\text{sen}\theta\nu_1 + \text{cos}\theta\nu_2, \quad (2.18)$$

se llega al siguiente sistema de ecuaciones

$$\begin{aligned} i\frac{d}{dt}\psi_{\nu_e\nu_e} &= (V_{\text{eff}} - \Delta\text{cos}2\theta)\psi_{\nu_e\nu_e} + \frac{\Delta}{2}\text{sen}2\theta\psi_{\nu_e\nu_\mu} \\ i\frac{d}{dt}\psi_{\nu_e\nu_\mu} &= \frac{\Delta}{2}\text{sen}2\theta\psi_{\nu_e\nu_e}. \end{aligned} \quad (2.19)$$

y resolviendo cada uno de esos estados, se tiene $\psi_{\nu_e\nu_\mu}$

$$\frac{d^2\psi_{\nu_e\nu_\mu}}{dt^2} + i(V_{\text{eff}} - \Delta\text{cos}2\theta)\frac{d\psi_{\nu_e\nu_\mu}}{dt} + \left(\frac{\Delta}{2}\text{sen}2\theta\right)\psi_{\nu_e\nu_\mu} = 0, \quad (2.20)$$

cuya solución es

$$\psi_{\nu_e\nu_\mu} = 2i\psi_{\nu_e\nu_\mu}(0)\text{sen}\left(\frac{\omega t}{2}\right)e^{\frac{i}{2}(V_{\text{eff}} - \Delta\text{cos}2\theta)t}, \quad (2.21)$$

por lo que finalmente evaluando en la Ecuación (2.19) se obtiene

$$\psi_{\nu_e\nu_\mu}(0) = \frac{\Delta\text{sen}2\theta}{2i\omega}\psi_{\nu_e\nu_e}(0), \quad (2.22)$$

con $\omega = \sqrt{(V_{\text{eff}} - \Delta\text{cos}2\theta)^2 + (\Delta\text{sen}2\theta)^2}$.

De esta manera, para un ν_e las condiciones iniciales para la Ecuación (2.17) son

$$\Psi(0) = \begin{pmatrix} \psi_{\nu_e\nu_e}(0) \\ \psi_{\nu_e\nu_\mu}(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.23)$$

y las probabilidades de transición entre $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ son

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}(t) = |\psi_{\nu_e\nu_\mu}|^2 = \frac{\Delta^2\text{sen}^22\theta}{\omega^2}\text{sen}^2\left(\frac{\omega t}{2}\right), \quad (2.24)$$

mientras que

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(t) = |\psi_{\nu_e\nu_e}|^2 = 1 - P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}, \quad (2.25)$$

así, la longitud de oscilación de neutrinos en un medio material resulta en

$$L_{\text{osc,m}} = \frac{L_\nu}{\sqrt{\text{cos}^22\theta\left(1 - \frac{V_{\text{eff}}}{\Delta\text{cos}2\theta}\right)^2 + \text{sen}^22\theta}}, \quad (2.26)$$

con L_0^{osc} la longitud de resonancia característica en el vacío dada por $L_0^{\text{osc}} = 2\pi/\Delta$. Para que se satisfaga la condición de resonancia se requiere que el potencial sea positivo, lo que implica que

$$V_{\text{eff}} = \Delta\text{cos}2\theta, \quad (2.27)$$

cuando se satisface esta condición, la longitud de resonancia para este caso queda determinada como

$$L_{\text{res}} = \frac{L_0^{\text{osc}}}{\text{sen}2\theta} \quad (2.28)$$

2.4.2 Mezcla de tres neutrinos

Al mezclar los tres estados del neutrino, una matriz de 3×3 es requerida. En el caso más general, la matriz puede tener hasta $2N^2$ parámetros independientes, los cuales a su vez pueden ser divididos en $\frac{N(N-1)}{2}$ ángulos de mezcla y $\frac{N(N+1)}{2}$ fases distintas. en nuestro caso, la matriz de mezcla con $N = 3$ puede ser escrita en términos de tres ángulos de mezcla y seis fases aunque no todas las fases son observables.

La determinación de las probabilidades de oscilación parten de la ecuación de evolución temporal de los neutrinos

$$i \frac{d\vec{\nu}}{dt} = \mathcal{H}\vec{\nu}, \quad (2.29)$$

con el Hamiltoniano dado por

$$\mathcal{H} = U \cdot \mathcal{H}_0^d \cdot U^\dagger + \hat{V} = U \cdot \mathcal{H}_0^d \cdot U^\dagger + \text{diag}(V_{\text{eff}}, 0, 0), \quad (2.30)$$

y donde

$$\mathcal{H}_0^d = \frac{1}{2E_\nu} \text{diag}(-\Delta m_{21}^2, 0, \Delta m_{32}^2),$$

representa el Hamiltoniano en el vacío, siendo U la matriz de cambio de mezcla parametrizada como ([Patrignani et al., 2016](#))

$$U = \begin{pmatrix} c_{13}c_{12} & s_{12}c_{13} & s_{13} \\ -s_{12}c_{23} - s_{23}s_{13}c_{12} & c_{23}c_{12} - s_{23}s_{13}s_{12} & s_{23}c_{13} \\ s_{23}s_{12} - s_{13}c_{23}c_{12} & -s_{23}c_{12} - s_{13}s_{12}c_{23} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (2.31)$$

donde c y s son las funciones coseno y seno, respectivamente y cuyos argumentos corresponden a los ángulos de mezcla θ con subíndices ij que representan los distintos tipos de eigenestados que se están mezclando.

Con esto, las probabilidades de oscilación entre los diferentes estados pueden ser escritas como ([Gonzalez-Garcia & Nir, 2003](#))

$$\begin{aligned} P_{ee} &= 1 - 4s_{13,m}^2 c_{13,m}^2 S_{31}, \\ P_{\mu\mu} &= 1 - 4s_{13,m}^2 c_{13,m}^2 s_{23}^4 S_{31} - 4s_{13,m}^2 s_{23}^2 c_{23}^2 S_{21} - 4c_{13,m}^2 s_{23}^2 c_{23}^2 S_{32}, \\ P_{\tau\tau} &= 1 - 4s_{13,m}^2 c_{13,m}^2 c_{23}^4 S_{31} - 4s_{13,m}^2 s_{23}^2 c_{23}^2 S_{21} - 4c_{13,m}^2 s_{23}^2 c_{23}^2 S_{32}, \\ P_{e\mu} &= 4s_{13,m}^2 c_{13,m}^2 s_{23}^2 S_{31}, \\ P_{e\tau} &= 4s_{13,m}^2 c_{13,m}^2 c_{23}^2 S_{31}, \\ P_{\mu\tau} &= -4s_{13,m}^2 c_{13,m}^2 s_{23}^2 c_{23}^2 S_{31} + 4s_{13,m}^2 s_{23}^2 c_{23}^2 S_{21} + 4c_{13,m}^2 s_{23}^2 c_{23}^2 S_{32}, \end{aligned} \quad (2.32)$$

aquí $\theta_{13,m}$ es el ángulo efectivo de mezcla en materia dado por

$$\text{sen}2\theta_{13,m} = \frac{\text{sen}2\theta_{13}}{\sqrt{\left(\cos2\theta_{13} - \frac{2E_\nu V_{\text{eff}}}{\Delta m_{32}^2}\right)^2 + (\text{sen}2\theta_{13})^2}}, \quad (2.33)$$

S_{ij} , corresponde a los factores de oscilación en materia definidos como

$$S_{ij} = \text{sen}^2\left(\frac{\Delta\mu_{ij}^2 L}{4E_\nu}\right). \quad (2.34)$$

donde el término $\Delta\mu_{ij}^2$ representa la diferencia de masas efectivas en materia con las siguientes relaciones

$$\begin{aligned} \Delta\mu_{21}^2 &= \frac{\Delta m_{32}^2}{2} \left(\frac{\text{sen}2\theta_{13}}{\text{sen}2\theta_{13,m}} - 1 \right) - E_\nu V_{\text{eff}}, \\ \Delta\mu_{32}^2 &= \frac{\Delta m_{32}^2}{2} \left(\frac{\text{sen}2\theta_{13}}{\text{sen}2\theta_{13,m}} + 1 \right) + E_\nu V_{\text{eff}}, \\ \Delta\mu_{31}^2 &= \Delta m_{32}^2 \left(\frac{\text{sen}2\theta_{13}}{\text{sen}2\theta_{13,m}} \right), \end{aligned} \quad (2.35)$$

con las funciones seno y coseno definidas como

$$\begin{aligned} \text{sen}2\theta_{13,m} &= \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \text{sen}2\theta_{13}} \right), \\ \text{cos}2\theta_{13,m} &= \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 - \text{sen}2\theta_{13}} \right). \end{aligned} \quad (2.36)$$

La longitud de oscilación del neutrino en este caso está dada por

$$L_{\text{osc}} = \frac{L_0^{\text{osc}}}{\sqrt{\cos^2 2\theta_{13} \left(1 - \frac{2E_\nu V_{\text{eff}}}{\Delta m_{32}^2 \cos 2\theta_{13}} \right)^2 + \text{sen}^2 2\theta_{13}}}, \quad (2.37)$$

con $L_{\text{osc}}^0 = \frac{4\pi E_\nu}{\Delta m_{32}^2}$, la longitud de oscilación en el vacío, donde se requiere que

$$\cos 2\theta_{13} = \frac{2E_\nu V_{\text{eff}}}{\Delta m_{32}^2}, \quad (2.38)$$

para satisfacer la condición de resonancia. Con esto, la longitud de resonancia queda determinada mediante

$$L_{\text{res}} = \frac{L_{\text{osc}}^0}{\text{sen}2\theta_{13}}. \quad (2.39)$$

Hasta este punto se ha supuesto que V_{eff} no varía con la distancia, sin embargo, estos efectos tienen que ser considerados incorporando la contribución de la condición adiabática en este proceso. Para este caso, esta condición se satisface cuando (Frajia, 2010)

$$\kappa_{\text{res}} \equiv \frac{2}{\pi} \left(\frac{\Delta m_{32}^2}{2E_\nu} \text{sen}2\theta_{13} \right)^2 \left(\frac{dV_{\text{eff}}}{dr} \right)^{-1} \geq 1, \quad (2.40)$$

con $r = lx$ y x adimensional.

2.5 Fuentes de neutrinos y sus parámetros de oscilación

Actualmente existen diversos experimentos para estudiar la fenomenología implicada en la oscilación de neutrinos. Cada uno de ellos se enfoca en el estudio de neutrinos producidos en diversos tipos de fuentes, como aquellos producidos en el Sol, en la atmósfera terrestre, en reactores de fisión nuclear, en aceleradores de partículas y en Supernovas (SNe)¹, de aquí en adelante nos referiremos a cada uno de estos, como neutrinos *solares* (ν_{sol}), *atmosféricos* (ν_{atm}), *reactores* (ν_{reac}), *aceleradores* (ν_{acc}) y *supernova* (ν_{SN}), respectivamente. Los neutrinos producidos en cada una de estas fuentes presentan diferentes propiedades entre sí, tales como, espectros de energía, componentes de sabor, distribuciones direccionales, producción, etc. (Patrignani et al., 2016)

De todos ellos, los neutrinos solares, atmosféricos y SNe son producidos de manera natural y tanto sus flujos como la distancia a la fuente no pueden ser controlados de manera artificial. Esto no sucede en el caso de neutrinos aceleradores ni reactores puesto que en principio, es posible controlar la distancia entre la fuente y el detector. Cabe mencionar que en los parámetros de oscilación seleccionados se considera un modelo de masas de neutrinos con jerarquía normal. A continuación se describen sus principales características y parámetros de oscilación.

2.5.1 Neutrinos producidos por el Sol

Los neutrinos juegan un papel importante en el estudio del Universo, debido a su pequeña sección eficaz somos capaces de «observar» el interior del Sol que es opaco a fotones. Estos neutrinos son el resultado de las reacciones termonucleares dentro de las estrellas y típicamente cubren el rango de energías de MeV. En el caso del Sol se producen alrededor de 10^{38} neutrinos electrónicos cada segundo, lo que implica un flujo de llegada a la Tierra de 10^{11} neutrinos por centímetro cuadrado cada segundo (Kippenhahn et al., 1990).

Los parámetros de masa y ángulo de mezcla reportados usando datos del experimento SNO (Sudbury Neutrino Observatory) en Canadá son (Aharmim et al., 2013)

$$\begin{aligned} \Delta m^2 &= (5.6_{-1.4}^{+1.9}) \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \\ \tan^2 \theta &= 0.427_{-0.029}^{+0.033}. \end{aligned} \quad (2.41)$$

2.5.2 Neutrinos producidos en la atmósfera

Estos neutrinos son creados en la atmósfera terrestre resultado de la interacción con rayos cósmicos. Típicamente durante estas interacciones se producen neutrinos con energías de GeV repitiéndose el proceso para las cascadas posteriores. Una gran cantidad de neutrinos muónicos son generados a través del decaimiento de piones y muones.

¹Esta abreviación se usa para referir la palabra *supernovae*, la cual corresponde al plural en latín de *supernova*. En singular, simplemente se usará la abreviación SN.

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu.\end{aligned}\tag{2.42}$$

$$\begin{aligned}\mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.\end{aligned}\tag{2.43}$$

Para medir los parámetros de este tipo de neutrinos, usualmente se utilizan laboratorios y/o detectores subterráneos operando en un rango de energías comprendido entre 100 MeV y 100 GeV.

Para este tipo de neutrinos, los parámetros de masa y ángulo de mezcla medidos con el experimento Super-Kamiokande-I+II+III son (Abe et al., 2011)

$$\begin{aligned}\Delta m^2 &= (2.1_{-0.4}^{+0.9}) \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \\ \text{sen}^2 2\theta &= 1.0_{-0.07}^{+0.00}.\end{aligned}\tag{2.44}$$

2.5.3 Neutrinos producidos en reactores de fisión nuclear

Durante los mecanismos de fisión dentro de un reactor nuclear, se produce en su mayoría una gran cantidad de antineutrinos electrónicos a través del decaimiento beta de núcleos pesados del combustible nuclear, principalmente compuesto por los isótopos ^{235}U ($\approx 56\%$), ^{239}Pu ($\approx 30\%$), ^{238}U ($\approx 8\%$), y ^{241}Pu ($\approx 6\%$) (Giunti & Kim, 2007).

Los parámetros de oscilación de neutrinos aceleradores mejor medidos por el experimento KamLAND son (Abe et al., 2008)

$$\begin{aligned}\Delta m^2 &= (7.58_{-0.13}^{+0.14}) \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \\ \tan^2 \theta &= 0.56_{-0.07}^{+0.10}.\end{aligned}\tag{2.45}$$

2.5.4 Neutrinos producidos en aceleradores de partículas

De manera análoga a lo que ocurre durante el proceso de producción de neutrinos atmosféricos, una gran cantidad de neutrinos son producidos dentro de los aceleradores de partículas, a través del decaimiento de mesones secundarios (principalmente de piones y kaones) creados durante las colisiones entre haces de protones y blancos nucleares. Una componente dominante de estos corresponde a neutrinos y antineutrinos muónicos aunque también hay una contribución de neutrinos electrónicos.

De acuerdo al mecanismo de producción de haces de neutrinos, los distintos experimentos con aceleradores de partículas se clasifican en:

Haces de banda ancha

Experimentos en los que se producen neutrinos con amplio espectro de energía. Resultan convenientes para investigar nuevos parámetros de oscilación para distintos valores de Δm^2 .

Haces de banda estrecha

Como su nombre lo indica, los haces de neutrinos producidos tienen un espectro de energía reducido. Utilizando el mismo haz de protones, la intensidad de flujo producido en este caso es menor al de un haz de banda estrecha.

Fuera de eje

En este tipo de experimentos se emplea el haz de banda ancha con un detector colocado fuera del eje principal del haz. Esto permite que la energía incidente sea casi monocromática.

Usando los nuevos datos del experimento T2K (Tokai to Kamioka) en Japón se han determinado con mayor precisión los parámetros de oscilación de este tipo de neutrinos. Los mejores ajustes tanto en la diferencia de masas al cuadrado como en los ángulos de mezcla son ([Abe et al., 2014](#))

$$\begin{aligned}\Delta m^2 &= (2.51 \pm 0.10) \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \\ \text{sen}^2\theta &= 0.514_{-0.056}^{+0.055}.\end{aligned}\tag{2.46}$$

2.5.5 Neutrinos producidos en SNe

Cuando una estrella masiva se encuentra en la etapa final de su vida, colapsa en un objeto compacto, durante este proceso convierte el 99 % de su energía gravitacional (3×10^{53} erg) en forma de neutrinos de todos los sabores con energías en el rango de MeV. Estos neutrinos son liberados en una escala de algunas decenas de segundos. La alta eficiencia en la pérdida de energía en forma de neutrinos yace en que los neutrinos son los únicos capaces de interactuar por fuerzas débiles y escapar fácilmente, mientras que los protones quedan atrapados en el núcleo de la SN.

Una de las detecciones de mayor impacto tuvo lugar el 23 de febrero de 1987 durante la explosión de la supernova SN1987A localizada a 51.4 kpc en la nube mayor de Magallanes (LMC). Esta detección se dio entre dos y tres horas antes de que la SN fuera visible en el cielo, durante este tiempo tres detectores fueron capaces de registrar señales de neutrinos con energías de algunos MeV en coincidencia temporal con este evento ([Scholberg, 2012](#)). El detector Kamiokande–II localizado en Japón registró un total de 12 eventos con energías comprendidas entre 6 – 35 MeV ([Hirata et al., 1988](#)), mientras que en el detector IMB (Irvine-michigan-Brookhaven) localizado en EEUU, se registraron 8 eventos de neutrinos con energías comprendidas en el rango de (19 – 38) MeV ([Bratton et al., 1988](#)). El mismo día, una señal de 5 eventos también fueron reportados dentro de una escala de tiempo de 9.1 s en el observatorio BNO (Baksan Neutrino Observatory) localizado en Rusia con características muy parecidas a las reportadas por Kamiokande–II ([Alexeyev et al., 1988](#)).

2.5.6 Parámetros combinados de las oscilación de tres neutrinos

Los ajustes globales para la oscilación entre tres sabores de neutrinos se muestran en la Tabla (2.3) (Gonzalez-Garcia et al., 2014; Capozzi et al., 2016),

Parámetro	Mejor Ajuste (JN)
$\text{sen}^2\theta_{12}$	$0.304^{+0.013}_{-0.012}$
$\theta_{12}/^\circ$	$33.48^{+0.78}_{-0.75}$
$\text{sen}^2\theta_{23}$	$0.452^{+0.052}_{-0.028}$
$\theta_{23}/^\circ$	$42.3^{+3.0}_{-1.6}$
$\text{sen}^2\theta_{13}$	$0.0218^{+0.0010}_{-0.0010}$
$\theta_{13}/^\circ$	$8.50^{+0.20}_{-0.21}$
$\frac{\Delta m_{21}^2}{10^{-5} \text{ eV}^2}$	$7.50^{+0.19}_{-0.17}$
$\frac{\Delta m_{32}^2}{10^{-3} \text{ eV}^2}$	$2.457^{+0.047}_{-0.047}$

Tabla 2.3: Parámetros globales de oscilación para la mezcla de tres neutrinos.

donde $\Delta m_{21} \equiv m_2^2 - m_1^2 = \Delta m_{\text{sol}}^2$ y $\Delta m_{32} \equiv m_3^2 - m_2^2 = \Delta m_{\text{atm}}^2$.

Destellos de Rayos Gamma

Los destellos de rayos gamma son explosiones repentinas muy energéticas durante un período corto de tiempo observados en el rango electromagnético de MeV y localizados a distancias cosmológicas ([Paczynski, 1986](#); [Goodman, 1986](#)).

3.1 El nacimiento de un GRB: Progenitores

A pesar de haber múltiples formas de convertir energía, después de la producida durante la aniquilación materia-antimateria, la más eficiente es aquella en la que se ve envuelta la energía gravitacional, al ser esta, la fuerza fundamental más débil, una fuente súper masiva es requerida para que sus efectos se vuelvan importantes. Este tipo de objetos exóticos que son capaces de albergar un gran potencial gravitacional son objetos compactos muy masivos tales como, agujeros negros, estrellas masivas y estrellas de neutrones.

Dentro de un GRB se alcanzan luminosidades isotrópicas de hasta 10^{54} erg en una fracción muy pequeña de tiempo. Durante varios años de observación, se encontró que estos GRBs presentaban una distribución bimodal de acuerdo a la duración de su emisión temprana, con una marcada separación en torno a los dos segundos de duración, esto sirvió para clasificarlos en cortos y largos ([Berger, 2014](#)). Esta bimodalidad sugiere la existencia de dos clases distintas de progenitores. Por una parte, los progenitores de los LGRBs se asocian con el colapso de una supernova tipo Ic, con base en la localización exclusiva en galaxias con una activa formación estelar y por una fuerte correlación con regiones brillantes en UV en sus galaxias huéspedes ([Woosley, 1993](#); [Paczyński, 1998](#); [MacFadyen & Woosley, 1999](#)). Sin embargo, en el caso de los SGRBs, las escalas de tiempo cortas (del orden de milisegundos) sugieren un modelo de un progenitor basado en la fusión de dos objetos compactos, tales como NS-NS or BH-NS ([Eichler et al., 1989](#); [Kochanek & Piran, 1993](#); [Grindlay et al., 2006](#); [Lee & Ramirez-Ruiz, 2007](#); [Faber & Rasio, 2012](#)).

Sólo recientemente, con la detección de ondas gravitacionales seguida de la detección multi-frecuencia del espectro electromagnético del evento GW170817 en donde se fusionaron dos estrellas de neutrones, se confirmó que, en efecto, los progenitores de un SGRB son producidos

por este mecanismo. (Sengupta, 2017).

Durante la coalescencia de este sistema binario, se espera la formación de un agujero negro precedido inicialmente por una estrella de neutrones hiper–masiva (HMNS)¹ rodeada de un disco grueso de acreción. Esta HMNS puede perder masa a través de diversos mecanismos de transporte o disipación, tales como procesos de eyección dinámica, expansión, enfriamiento del disco de acreción y vientos conducidos por neutrinos (Lee et al., 2009). Debido a la composición de densidad en la HMNS la pérdida de masa se espera que sea anisotrópica (Rosswog & Ramirez-Ruiz, 2003). Como resultado de esto, se espera un viento conducido por neutrinos con energías de MeV, similar al eyectado en otras protoestrellas de neutrones. Este viento tiene una dependencia angular (ver Imagen 3.1) cuyas propiedades se estudiaron previamente en simulaciones globales de la fusión de dos estrellas de neutrones (Perego et al., 2014).

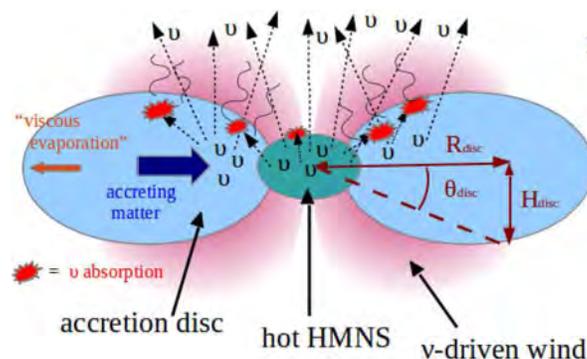


Imagen 3.1: Vientos conducidos por neutrinos provenientes del remanente de la coalescencia de dos estrellas de neutrones.

Imagen tomada de (Perego et al., 2014).

En este contexto, la profundidad óptica del neutrino juega un papel muy importante, por lo que los procesos relevantes en la propagación del neutrino, tales como las opacidades debidas a absorción y dispersión, así como los procesos encargados de mantener un equilibrio térmico de estos con el medio, tienen que ser considerados.

3.2 Tipos de GRB

De acuerdo al ángulo de visión en que se observa un GRB, estos son clasificados en GRB axiales² y GRBs fuera de eje³, sus características se explicarán a continuación usando la Imagen (3.2).

¹Hot Massive Neutron Star, por sus siglas en inglés.

²*on-axis* en inglés.

³*off-axis* en inglés.

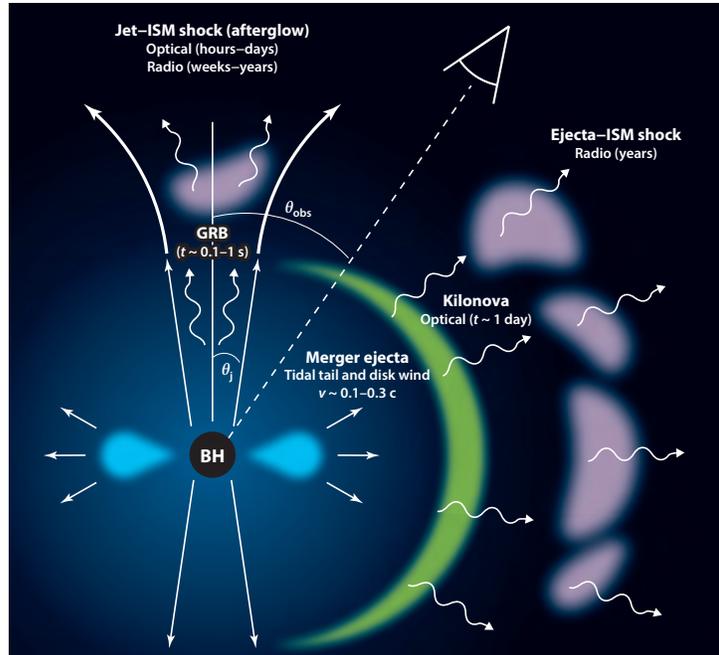


Imagen 3.2: Esquema donde se muestra las contrapartes electromagnéticas en un GRB como función del ángulo de observación θ_{obs} . Como se puede apreciar, la observación de la emisión en rayos gamma está restringida a observadores con ángulo $\theta_{obs} < \theta_j$. Imagen tomada de (Berger, 2014).

3.2.1 GRBs axiales

Los GRBs axiales son destellos de rayos gamma cuyo jet apunta directamente hacia el detector, es decir, para un ángulo de visión $\theta_{obs} < \theta_j$, donde θ_{obs} corresponde al ángulo comprendido entre el observador y la línea de emisión del jet, mientras que θ_j se define como la mitad del ángulo de apertura total del jet. Este tipo de GRBs se caracterizan por tener una luminosidad elevada, debido a la colimación de la radiación electromagnética en dirección del observador.

3.2.2 GRBs fuera de eje

Se denominan GRBs fuera de eje a aquellos destellos de rayos gamma en los que no se puede observar la emisión temprana debido a que el jet no está apuntando directamente hacia el detector. Esto ocurre cuando el ángulo de observación está fuera del rango de visión del propio jet, tal que, $\theta_{obs} > \theta_j$.

3.3 Modelo de bola de fuego

Poco después de su descubrimiento, se dudaba si los GRBs tenían un origen galáctico o extragaláctico. Por las curvas de luz observadas, se sabía que el espectro no podía corresponder a un cuerpo negro puesto que la mayor parte de la radiación ultra-energética escapaba de la fuente una vez creada por mecanismos de producción de pares. Estimaciones de la profundidad óptica sugerían que si esta fuente midiera algunos miles de kilómetros no podríamos ser capaces de

observar esta radiación, por lo que en principio, la fuente tenía que ser aún más pequeña de lo que originalmente se pensaba. A esto se le conoció como el problema de compacidad, el cual sugiere que el material se expande a velocidades relativistas, implicando que el espectro observado está corrido a energías más altas por efecto Doppler, así un fotón observado en un rango de energías de MeV pudo ser generado tal vez con energías de keV reduciendo la cantidad de fotones con energía suficiente para la creación de pares.

Pero incluso antes que la luz de un GRB escape, el material eyectado necesita ser acelerado a estas velocidades, esto sólo es posible depositando una gran cantidad de energía en una región reducida de espacio. Esta fuente compacta llega a tener una densidad energética tan alta que los fotones rápidamente crean pares electrón-positrón que a su vez se aniquilan para dar origen a rayos gamma ultra-energéticos, a esta mezcla de partículas y luz inicialmente por radiación se le conoce como «bola de fuego». Este modelo representa la conexión entre el motor central de un GRB y la envolvente del progenitor que los origina.

Esta bola de fuego (inicialmente opaca) contiene una gran concentración de radiación con una energía inicial mayor a su energía en reposo confinada a un espacio muy pequeño en donde la masa bariónica es casi despreciable. Inicialmente este modelo fue propuesto por Goodman y Paczynski en 1986 ([Paczynski, 1986](#); [Goodman, 1986](#)) y sugiere que la radiación observada se produce al acelerar el flujo a velocidades relativistas en la región ópticamente delgada. Aunque también puede ser debida a choques internos o a la interacción con el Medio Interestelar ([Rees & Meszaros, 1992](#)), aunque este último resulta poco probable debido a que el proceso resulta muy ineficiente ([Sari & Piran, 1997](#)).

En este contexto, la principal contribución es debida a la colisión inelástica de las capas interiores con las capas exteriores que al estar barriendo un medio con mayor densidad se desplazan a menor velocidad, en este procesos aparecen bariones y electrones que son acelerados a través del mecanismo de Fermi.

Mientras se expande, la bola de fuego se enfría llegando a un punto en que la temperatura necesaria para la producción de pares es alcanzada siendo este el momento en que se vuelve ópticamente delgada. Durante esta expansión, la mayor cantidad de radiación gamma es producida en mayor parte por el movimiento aleatorio del material bariónico dentro de la bola de fuego.

3.4 Tipos de bola de fuego

Dependiendo de cómo esté constituida la bola de fuego durante su fase inicial, esta puede ser clasificada en pura y contaminada.

3.4.1 Bola de fuego Pura

En este caso, la bola de fuego no tiene ninguna contribución por parte de material bariónico que afecte su dinámica, por lo que está compuesta principalmente de fotones y leptones. En

su interior se alcanza la temperatura suficiente para la producción de pares y la radiación producida durante este proceso se comporta como un fluido perfecto que paulatinamente ve disminuida su temperatura al expandirse por consecuencia de la presión de radiación.

3.4.2 Bola de fuego contaminada

En este caso la bola de fuego está contaminada con material bariónico introducido durante el proceso de radiación o debida al medio circundante del progenitor. Estos bariones son responsables de modificar la dinámica de la bola de fuego puesto que ahora esta se expande a velocidades menores, incrementando así, el tiempo en que el medio se vuelve ópticamente transparente. Durante este proceso gran parte de la energía de radiación es convertida en energía cinética de los bariones.

3.4.3 Parámetro de entropía

Adicionalmente es posible caracterizar a la bola de fuego a través del parámetro adimensional de entropía $\eta = (L/\dot{M}c^2)$ en función de un valor crítico definido como (Piran, 1999)

$$\eta_\nu \left(\frac{L\sigma_{np}Y_e}{4\pi m_p r_0} \simeq 4.6 \times 10^2 L_{52}^{1/4} r_{0,7}^{-1/4} Y_e^{1/4} \right)^{1/4}. \quad (3.1)$$

Dependiendo de qué valor tome η , los neutrinos producidos pueden tener diferentes energías. Por ejemplo, para $\eta \geq \eta_\nu$ se espera que sean producidos neutrinos con energías de 5 – 10 GeV (Bahcall & Mészáros, 2000), mientras que si $\eta \leq \eta_\nu$ los neutrinos pueden tener una energía de entre 2 – 25 GeV (Mészáros & Rees, 2000).

3.5 El evento GRB170817A/GW170817/SSS17a

Fue en 1975 que se observó por primera vez un sistema binario compuesto de pulsares, siendo este suceso una piedra angular para el estudio de fenómenos astrofísicos transitorios, (Hulse & Taylor, 1975). Era claro que este tipo de objetos compactos al estar separados por sólo algunos kilómetros podían interactuar entre sí al punto de fusionarse en un objeto aun más compacto, perdiendo durante este proceso energía en forma de ondas gravitacionales y emitiendo una gran cantidad de radiación electromagnética en forma de un GRB. Muchos estudios fueron efectuados para entender y describir el comportamiento en las fases finales de la coalescencia de estos objetos compactos (ver por ejemplo (Lee & Ramirez-Ruiz, 2007) y las referencias contenidas dentro de este trabajo). Para el estudio de estos objetos se empezaron a financiar diversos proyectos para detectar estas perturbaciones en el espacio tiempo que sólo pueden ser producidas con tal intensidad en estos eventos violentos de objetos muy masivos, sin embargo, tuvieron que pasar varias décadas para que el avance científico y tecnológico permitiera construir detectores lo suficientemente sensibles como para escuchar estos sonidos del Universo.

Fue apenas hace un par de años que la Colaboración LIGO anunció por primera vez la detección de ondas gravitacionales producida por la coalescencia de dos agujeros negros de masa $36_{-4}^{+5} M_{\odot}$ y $29_{-4}^{+4} M_{\odot}$ en un agujero final de $62_{-4}^{+4} M_{\odot}$, emitiéndose durante este proceso una energía equivalente a $3 M_{\odot}$ en reposo durante un lapso breve de tiempo, convirtiéndose así en el fenómeno más energético del Universo. La distancia estimada a dicho progenitor es de 410_{-180}^{+160} Mpc. Este anuncio correspondió evento detectado el 14 de septiembre de 2015 a las 09:50:45 UTC, primero en el interferómetro localizado en Livingston, EEUU y $6.9_{-0.4}^{+0.5}$ milisegundos después en Hanford, EEUU ([Abbott et al., 2017](#)).

Este descubrimiento fue de tal impacto que le otorgaron el Premio Nobel de Física 2017 a Kip S. Thorne, Rainer Weiss y Barry C. Barish, pioneros en el desarrollo de este campo. Posterior a este descubrimiento se efectuaron cuatro detecciones más a lo largo del 2016 y principios de 2017, todos ellos originados por la coalescencia de dos agujeros negros con masas variables.

Tan sólo dos años después, se detectó un evento sin precedentes, era otra detección de ondas gravitacionales por parte de la colaboración LIGO/Virgo, pero con la característica de que por primera vez se pudo asociar de manera espacial y temporal este evento con un sGRB visto tanto con Fermi, INTEGRAL y el Swope Supernova Survey casi un par de segundos después de la señal inicial ([Coulter et al., 2017](#)). La alerta temprana propició una búsqueda inigualable con diversos telescopios en la región del espacio asociada este evento. Con esto, fue posible encontrar la contraparte en múltiples longitudes de onda del GRB170817A. Estudios posteriores encontraron que este GRB se originó por la coalescencia de dos estrellas de neutrones de masa total $2.74_{-0.01}^{+0.04} M_{\odot}$ localizado en la galaxia NGC4993 a una distancia de 40_{-14}^{+8} Mpc ([Abbott et al., 2017](#)).

Pese al impacto de estas observaciones, también se esperaban observar neutrinos producidos durante esta fusión, sin embargo, los principales detectores de neutrinos ANTARES, IceCube y el Observatorio Pierre Auger reportaron que ningún neutrino con energías entre (MeV–EeV) coincidente direccionalmente con la región espacial de la fuente fue observado dentro de ± 500 s alrededor de la primera detección e incluso los resultados fueron negativos en un seguimiento de catorce días posteriores ([Pierre Auger et al., 2017](#)). La más fuerte suposición es que el GRB nos apuntó fuera de eje y tuvo una luminosidad atípicamente baja ($E_{\gamma, \text{iso}} \approx 5 \times 10^{46}$) erg.

En este trabajo se calcula la opacidad de los neutrinos utilizando perfiles de densidad latitudinales derivados a través de simulaciones hidrodinámicas tridimensionales en las regiones adyacentes al progenitor de un GRB cuando estos son conducidos por procesos magnéticos propios de la coalescencia de dos estrellas de neutrones ([Price & Rosswog, 2006](#)) o por procesos donde el campo magnético no juega un rol importante como el caso de los vientos conducidos por neutrinos propios de la coalescencia BH–NS.

En esta sección presentaremos nuestros resultados al considerar las propiedades principales que emanan de los neutrinos térmicos producidos en la bola de fuego durante la fusión de dos objetos compactos. Se considerarán dos disitintos tipos de progenitores para GRBs: la fusión de dos estrellas de neutrones (NS–NS) y la coalescencia producida por BH–NS. En el primer caso se considerará el efecto que produce la amplificación del campo magnético utilizando un valor del orden de $B = 10^{15}$ G, mientras que en el segundo caso solamente se considerará el campo magnético producido por la estrella de neutrones aislada, el cual típicamente alcanza valores del orden de $B = 10^{12}$ G. Con estas consideraciones se obtendrán en ambos regimenes: i) el potencial efectivo del neutrino, ii) las condiciones de resonancia para cada potencial, iii) las longitudes de resonancia, usando distintos tipos de parámetros de neutrinos, iv) las probabilidades de oscilación, v) la tasa de neutrinos esperados en detectores terrestres, y vi) la opacidad de neutrinos por los vientos generados durante la coalescencia.

4.1 Potencial efectivo en un campo magnético fuerte

Recientes simulaciones MHD, demuestran que durante la coalescencia de un sistema binario de estrellas de neutrones, el campo magnético se puede amplificar varios órdenes de magnitud hasta alcanzar valores superiores a 2×10^{15} G (Price & Rosswog, 2006) e incluso del orden de 10^{16} ó hasta 10^{17} G en algunos casos (Giacomazzo et al., 2009; Zrake & MacFadyen, 2013; Kiuchi et al., 2014; Kiuchi et al., 2015). Usando estas consideraciones, nos interesa saber como se ven modificadas las propiedades de los neutrinos que se generan durante la fase inicial de la bola de fuego en presencia de un campo magnético de estas intensidades. En este contexto se grafican a continuación los potenciales efectivos para energías de neutrino de MeV¹ (ver Imagen 4.1) producidos en la bola de fuego a una distancia típica de $r = 10^{6.5}$ cm.

Como se puede apreciar en la Ecuación (1.38), esta función depende de tres variables, por tal motivo, para encontrar un comportamiento descriptivo de la misma, esta se grafica como función de cada una de estas variables dejando las demás fijas. De esta manera, se obtiene una gráfica en función del campo magnético (a), potencial químico (b) y temperatura (c). En

¹En este caso particular se reproducen los cálculos con $E_\nu = 10$ MeV

el primer caso, se grafica $V_{\text{eff},s}(B)$ con $\mu = 5$ keV para tres valores de temperatura diferentes $T = \{1, 5, 10\}$ MeV, mientras que en el segundo caso, se repite el procedimiento para $V_{\text{eff},s}(\mu)$ con $T = 1$ MeV² para diferentes valores típicos del campo magnético $B = \{10, 50, 100\} \times B_C$ ³, finalmente en el último caso se grafica $V_{\text{eff},s}(T)$ considerando $\mu = 5$ keV para el mismo rango de campo magnético previamente establecido.

Se encuentra que el potencial efectivo está comprendido por $(-7 \leq \log V_{\text{eff},s} \leq -10)$ eV y muestra un comportamiento creciente en función de cada una de las variables consideradas, sin embargo, en función de la temperatura, este potencial se mantiene casi constante, implicando una poca ó nula dependencia con respecto a esta variable. Adicionalmente se puede observar en la Imagen (4.1 b) y (4.1 c) que el campo magnético corresponde a la variable de mayor contribución al potencial efectivo, puesto que sólo un incremento de 10 veces el valor del mismo representa un incremento de hasta un orden de magnitud en el potencial para los mismos valores de μ y T considerados.

²En este sistema de unidades, $1 \text{ MeV} = 1.16 \times 10^{11} \text{ K}$

³Recordar que $B_C = 4.141 \times 10^{14} \text{ G}$

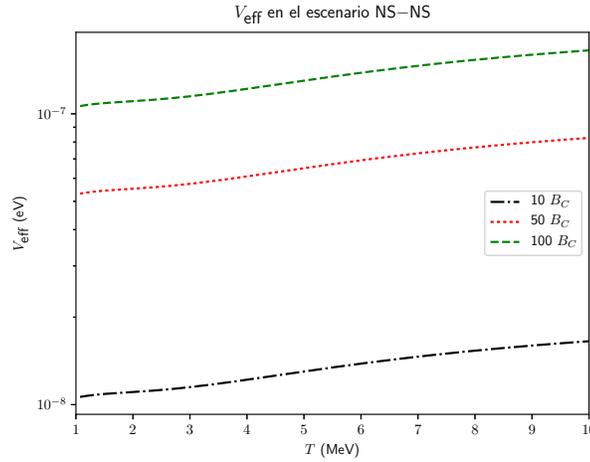
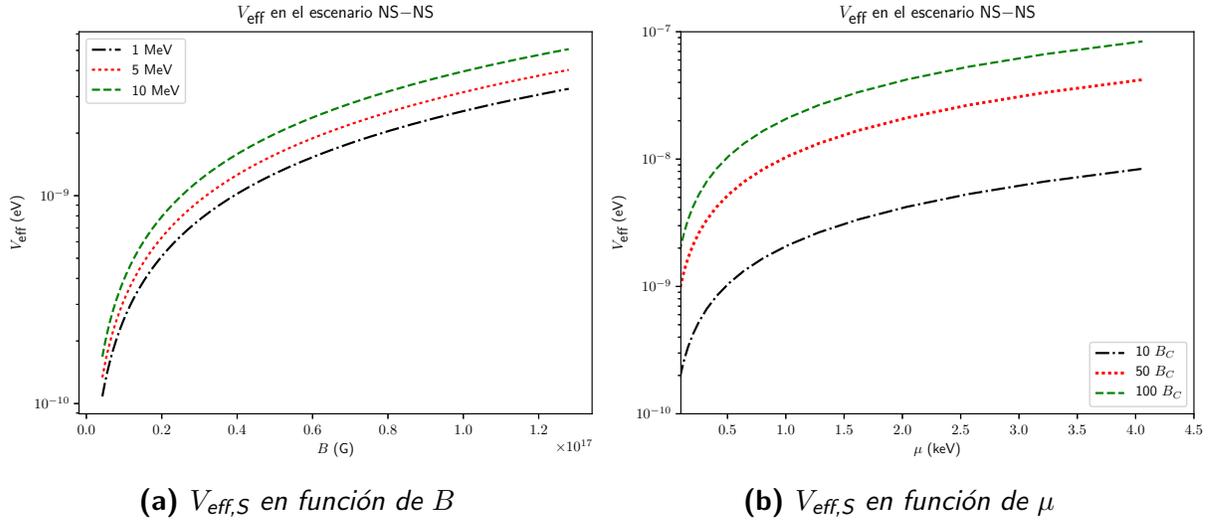


Imagen 4.1: Potencial efectivo fuerte con energías de neutrino de 10 MeV producidos típicamente a un radio de $r = 10^{6.5}$ cm. En la primera gráfica se obtiene V_{eff} como función del campo magnético para tres valores distintos de temperatura $T = \{1, 5, 10\}$ MeV y siendo $\mu = 5$ keV. La segunda gráfica representa la contribución del potencial como función de μ para tres valores diferentes de campo magnético. Finalmente en la última imagen se grafica el potencial efectivo como función de la temperatura.

Hasta este punto se ha considerado que los neutrinos se propagan en la misma dirección que las líneas de campo magnético ($\varphi = 0^\circ$), esto es porque típicamente $V_{eff,s}$ no es modificado cuando no hay amplificación del campo magnético, sin embargo en este caso, resulta de interés hacer notar la contribución que tiene la dirección de propagación al potencial del neutrino cuando este se propaga en distintos ángulos. Para este propósito, se grafica en la Imagen (4.2) el potencial $V_{eff,s}(B)$ para distintos ángulos de propagación φ con los mismos valores usados en la Imagen (4.1). En el lado izquierdo se representa el potencial para $E_\nu = 10$ MeV, mientras que en el lado derecho se hace lo propio para $E_\nu = 10$ GeV.

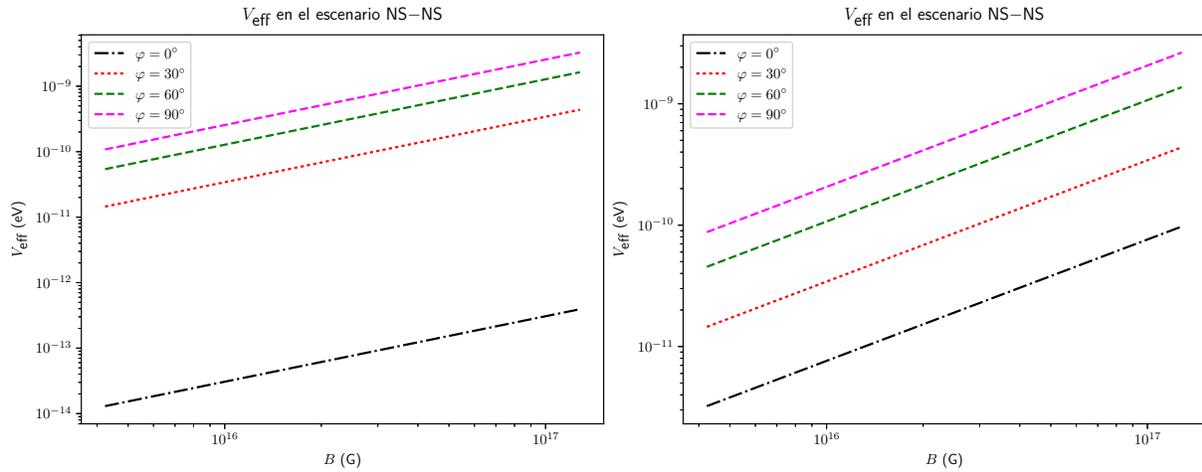


Imagen 4.2: Potencial efectivo fuerte como función del ángulo de propagación de los neutrinos.

Se encuentra una fuerte dependencia con la dirección de propagación del neutrino, siendo $\varphi = 0^\circ$ el ángulo de mayor contribución al potencial, mientras que para $\varphi = 90^\circ$, el $V_{\text{eff},s}$ se reduce hasta cuatro órdenes de magnitud para los mismos valores considerados.

Como hemos hecho notar, existen diferentes contribuciones que modifican las características del potencial efectivo, siendo la dirección de propagación la de mayor importancia. En este régimen, la posible detección de neutrinos provenientes de un GRB nos podría ayudar a caracterizar la topología del campo magnético que se ve amplificado durante el escenario NS–NS.

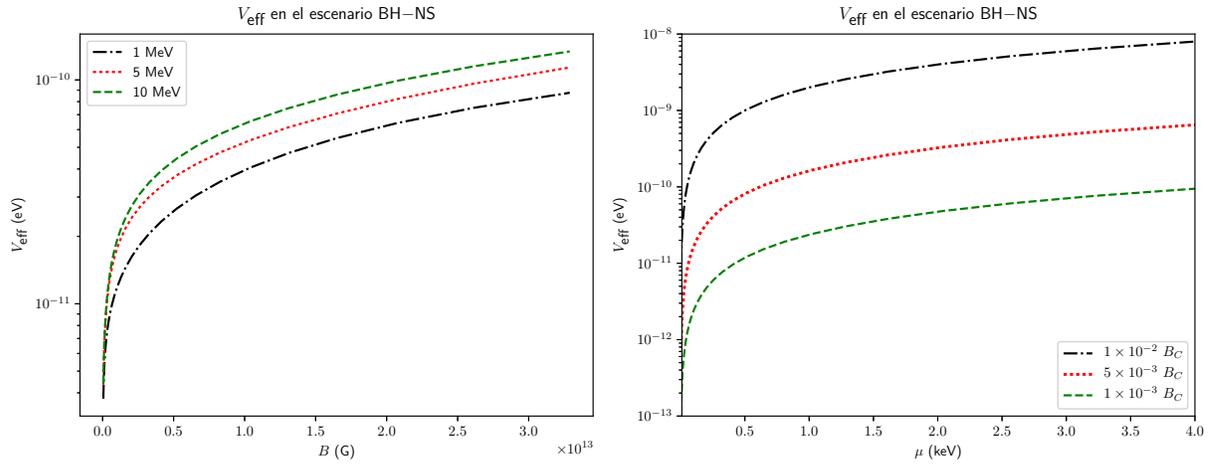
4.2 Potencial efectivo en un campo magnético moderado

En el escenario donde se presenta la fusión BH–NS, el campo magnético no se amplifica durante la fase inicial, conservando la intensidad de la estrella de neutrones huésped. Típicamente una estrella de neutrones tiene una intensidad de campo magnético de alrededor de $B \approx 10^{12}$ G, llegando hasta $B \approx 10^{14}$ G para algunos pulsares anómalos (Kippenhahn et al., 1990). Por lo que en este caso, el potencial efectivo moderado debe ser considerado.

En este contexto, se grafica el potencial efectivo del neutrino moderado usando la Ecuación (1.39) con $\lambda_n^2 = 1 + 2n\Omega_b$ al tratarse de un campo magnético menor al campo magnético crítico B_C .

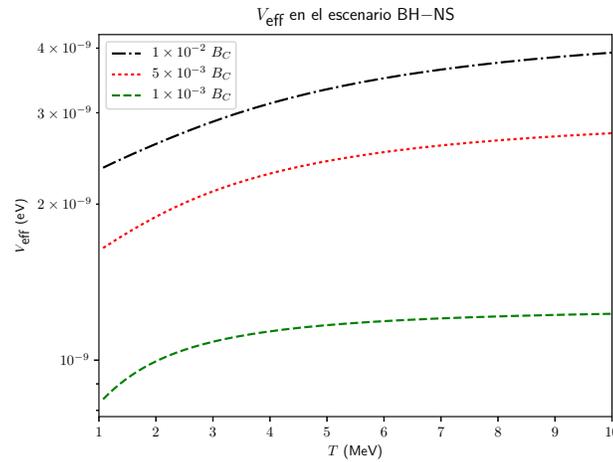
Durante la fase inicial de la bola de fuego, neutrinos con energías de MeV son producidos a una distancia típica de $r = 10^{6.5}$ cm, por tal motivo, en la Imagen (4.3) se grafica el comportamiento de $V_{\text{eff},m}$ como función de campo magnético (a), potencial químico (b) y temperatura (c), cuando las demás variables permanecen fijas. Puesto que los parámetros iniciales de la bola de fuego no se ven modificadas, para reproducir el comportamiento de $V_{\text{eff},m}$ modificamos

únicamente los valores del campo magnético considerados tal que $B = \{1, 5, 10\} \times 10^{-3} B_C$.



(a) $V_{\text{eff},m}$ en función de B

(b) $V_{\text{eff},m}$ en función de μ



(c) $V_{\text{eff},m}$ en función de T

Imagen 4.3: Potencial efectivo moderado con energías de neutrino de 10 MeV producidos típicamente a un radio de $r = 10^{6.5}$ cm durante el escenario de la fusión BH-NS. En la primera gráfica se obtiene V_{eff} como función del campo magnético para tres valores distintos de temperatura $T = \{1, 5, 10\}$ MeV. La segunda gráfica representa la contribución del potencial como función de μ para tres valores diferentes de campo magnético. Finalmente en la última imagen se grafica el potencial efectivo como función de la temperatura para los mismos valores de campo magnético considerados en el caso anterior.

Se encuentra que el potencial efectivo cae en un rango comprendido por $(-11 \leq \log V_{\text{eff},s} \leq -8)$ eV y análogamente a su contraparte, $V_{\text{eff},m}$ muestra un comportamiento creciente en función de cada una de las variables consideradas y la misma dependencia tanto de la temperatura como del campo magnético.

Para una completa descripción en este régimen, también se considera el caso de neutrinos con energías de GeV producidos en las capas externas durante la fase de aceleración de la bola de fuego a una distancia típica de $r = 10^9$ cm. A esta distancia, independientemente del progenitor que haya dado origen al GRB, el campo magnético decrece casi seis órdenes de magnitud, siguiendo la ley $B \propto r^{-2}$, por lo que también el potencial efectivo moderado debe ser considerado.

Por ello, se grafica en la Imagen (4.4) el potencial efectivo moderado en el escenario NS–NS cuando existe una amplificación del campo magnético. En el caso contrario, BH–NS, el potencial toma la forma que se muestra en la Imagen (4.5). En ambos casos, el potencial presenta el mismo comportamiento porque para este régimen, ni el campo magnético ni el ángulo de propagación contribuyen de manera significativa.

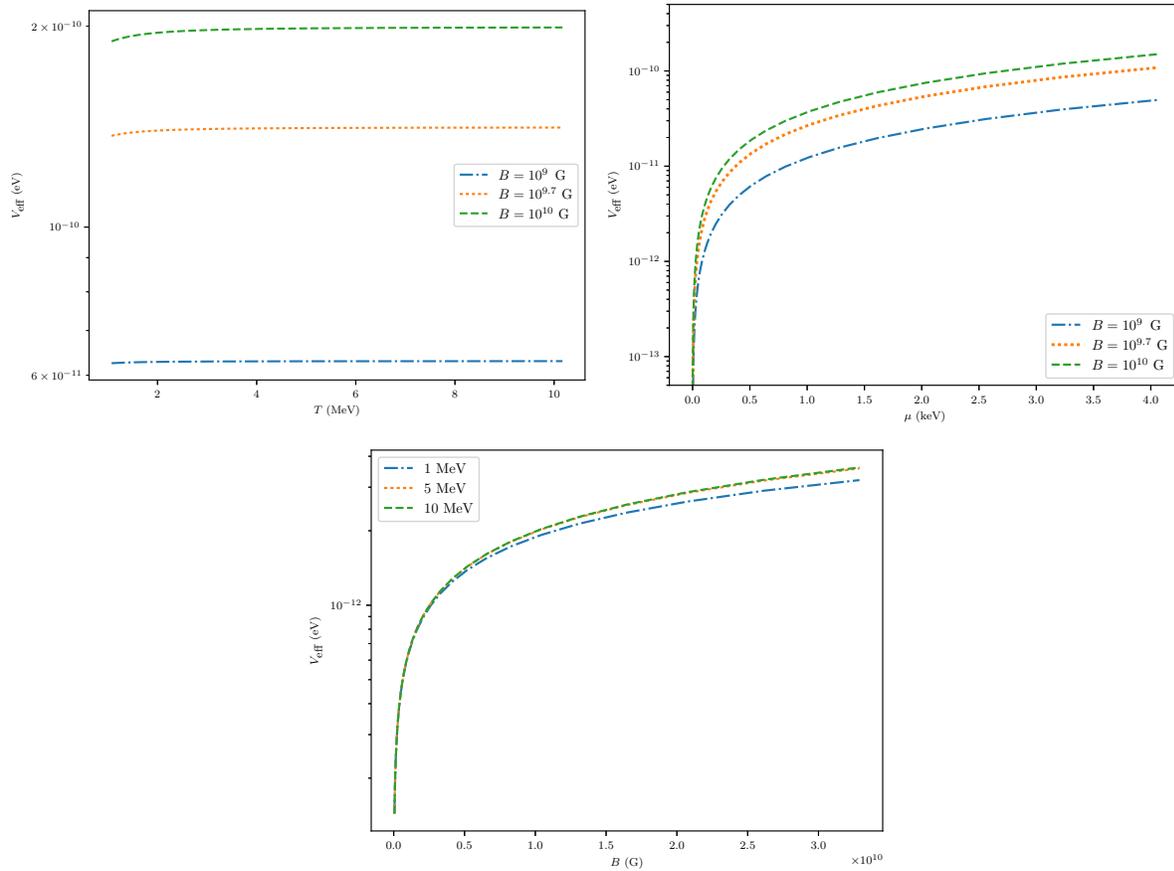


Imagen 4.4: Potencial efectivo moderado con $E_\nu = 10$ GeV a un radio de $r = 10^9$ cm durante el escenario NS–NS.

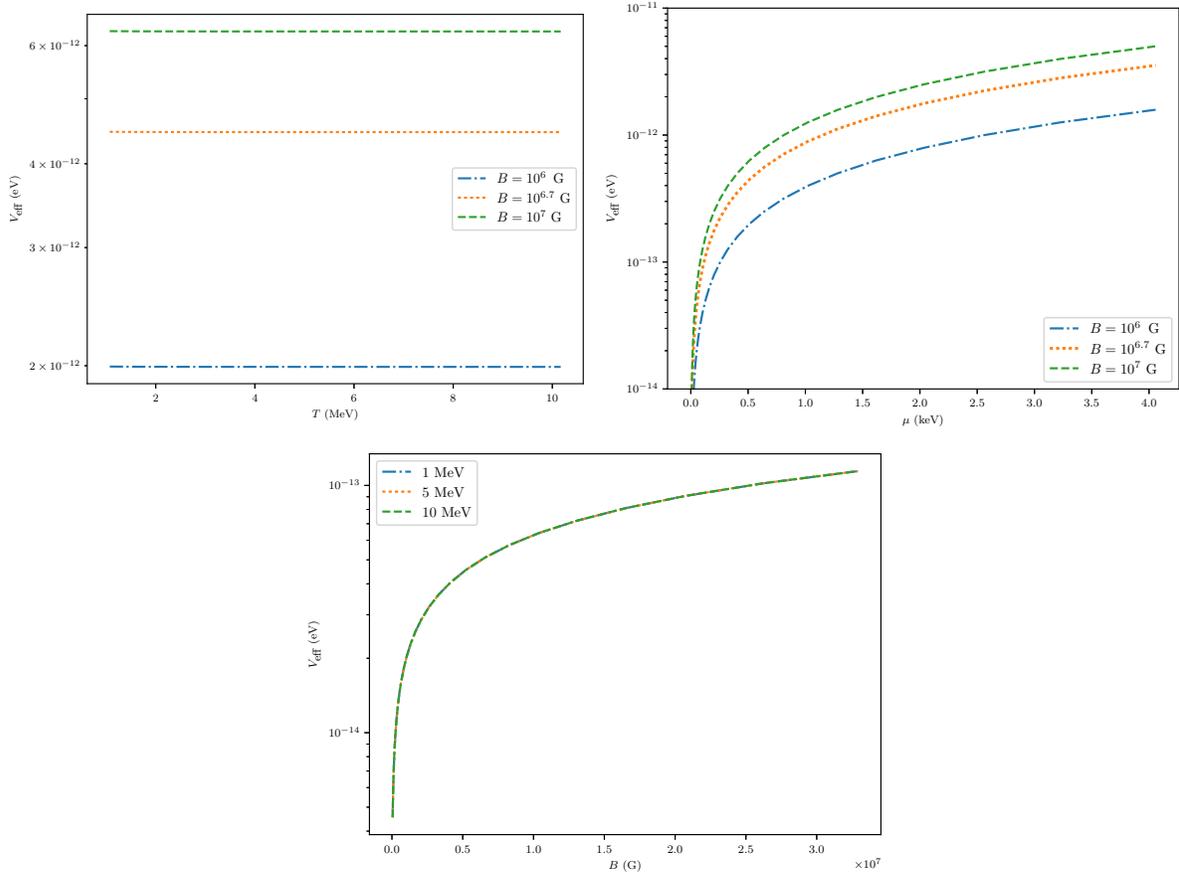


Imagen 4.5: Potencial efectivo moderado con $E_\nu = 10$ GeV y radio de $r = 10^9$ cm durante el escenario BH–NS.

Finalmente, para mostrar la nula dependencia de la dirección de propagación del neutrino al potencial efectivo en este régimen, se muestra en la Imagen (4.6) la variación de $V_{\text{eff},m}$ para distintos valores de φ tanto en el escenario NS–NS (a) como en la coalescencia BH–NS (b).

4.3 Condiciones de resonancia

En su camino a la Tierra, se espera que los neutrinos oscilen y para una completa descripción de estas oscilaciones debemos ser capaces de encontrar las condiciones de resonancia durante una etapa temprana de la bola de fuego. Hasta el día de hoy, no se han podido detectar neutrinos provenientes de GRBs debido a que los telescopios de neutrinos no han alcanzado la sensibilidad requerida para hacerlo, esto (como veremos más adelante) está por cambiar con la nueva generación de detectores. Sin embargo, no todo está perdido, con los detectores actuales se han realizado mediciones de neutrinos provenientes de otras fuentes que han permitido obtener los parámetros de mezcla y diferencias de masas al cuadrado de cada uno de estos neutrinos. Esto en la práctica, nos permite comparar las condiciones de resonancia de neutrinos en diversos experimentos cuyos parámetros están establecidos.

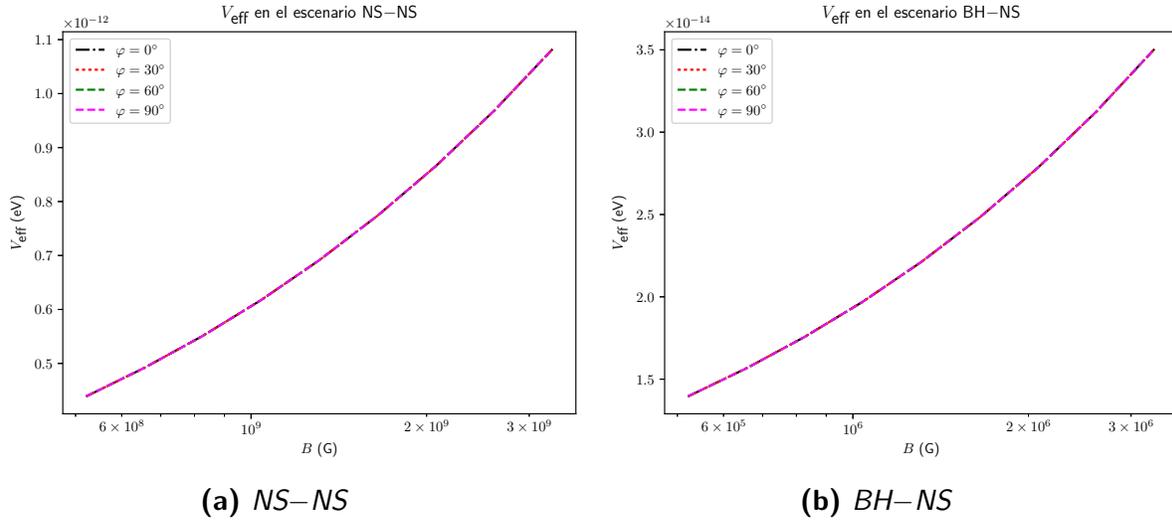
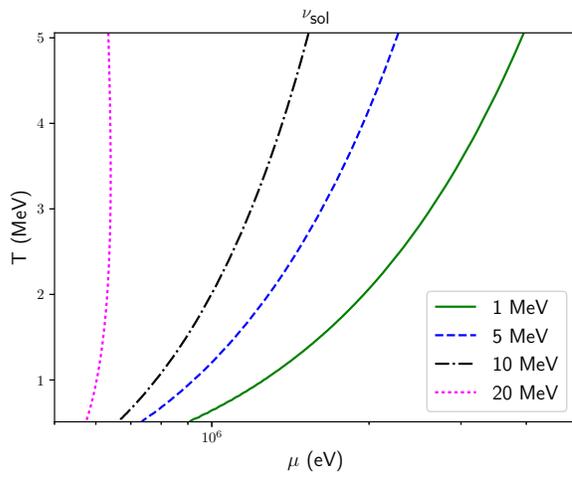


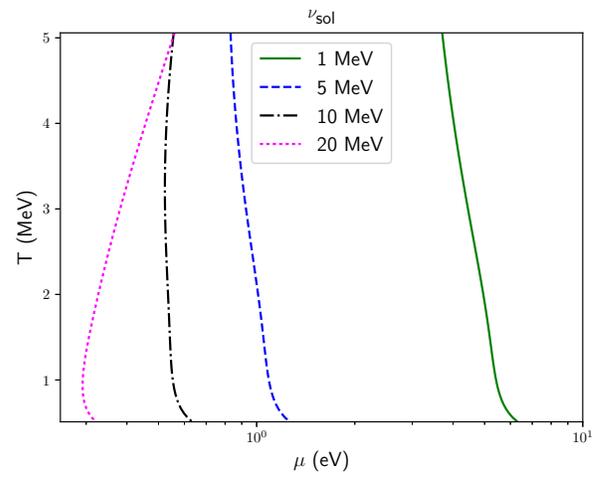
Imagen 4.6: Potencial efectivo moderado con $E_\nu = 10$ GeV y radio de $r = 10^9$ cm durante (a) el escenario NS-NS y (b) presenta en la fusión de BH-NS (b).

4.3.1 Neutrinos de MeV

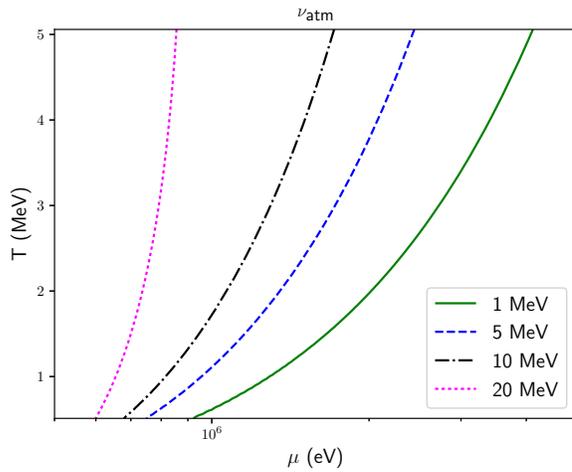
Las condiciones de resonancia para neutrinos con energías típicas de MeV, se pueden obtener a partir de las Ecuaciones (2.27) y (2.38) junto con el potencial efectivo para el caso límite de interés. En nuestro caso, vamos a comenzar presentando en la Imagen (4.7) los mapas de contornos de T y μ de las condiciones de resonancia para neutrinos con energías de $E_\nu = \{1, 5, 10, 20\}$ MeV producidos durante la coalescencia de dos estrellas de neutrones con los parámetros de mejor ajuste correspondientes a neutrinos solares, atmosféricos, aceleradores, reactores y tres sabores. Del lado izquierdo se reproducen las condiciones de resonancia para neutrinos propagándose en dirección paralela a las líneas del campo magnético, mientras que en el lado derecho se hace lo propio para neutrinos con una dirección de propagación perpendicular.



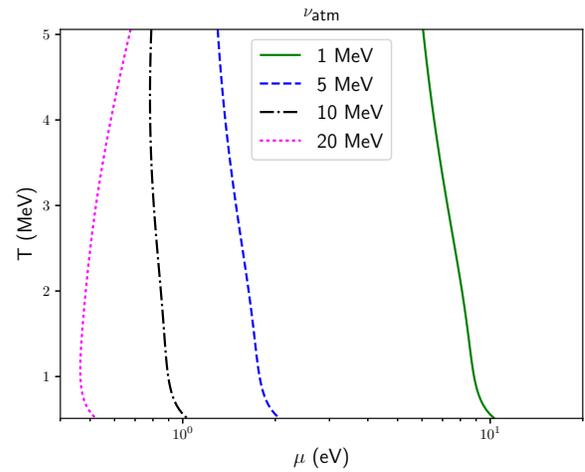
(a) Neutrinos solares, ($\varphi = 0^\circ$)



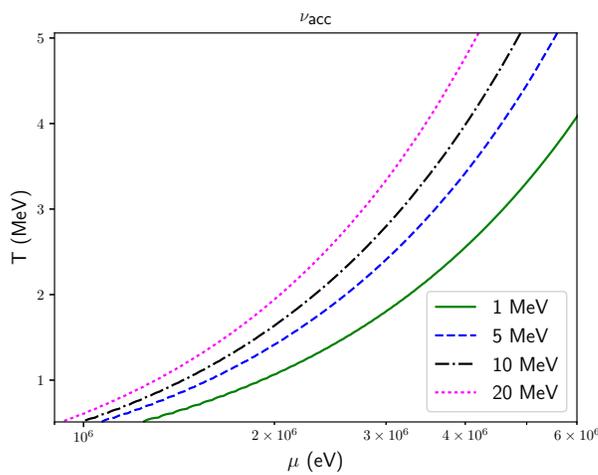
(b) Neutrinos solares, ($\varphi = 90^\circ$)



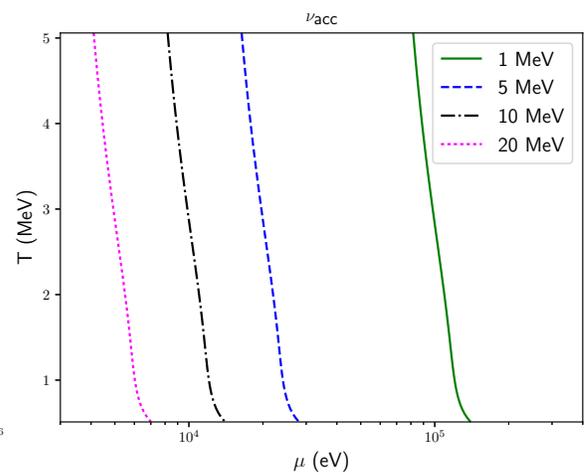
(c) Neutrinos atmosféricos, ($\varphi = 0^\circ$)



(d) Neutrinos atmosféricos, ($\varphi = 90^\circ$)



(e) Neutrinos aceleradores, ($\varphi = 0^\circ$)



(f) Neutrinos aceleradores, ($\varphi = 90^\circ$)

Imagen 4.7: (continúa)

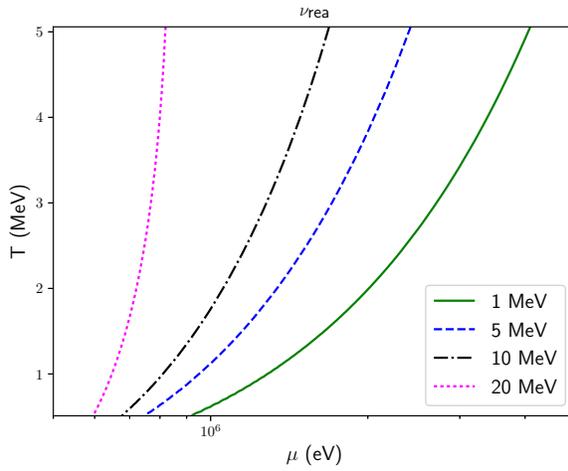
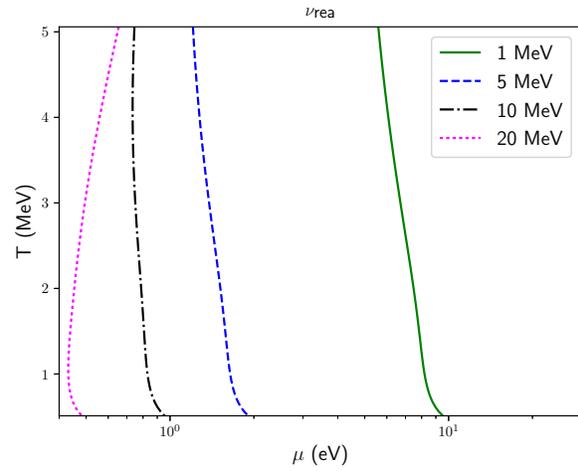
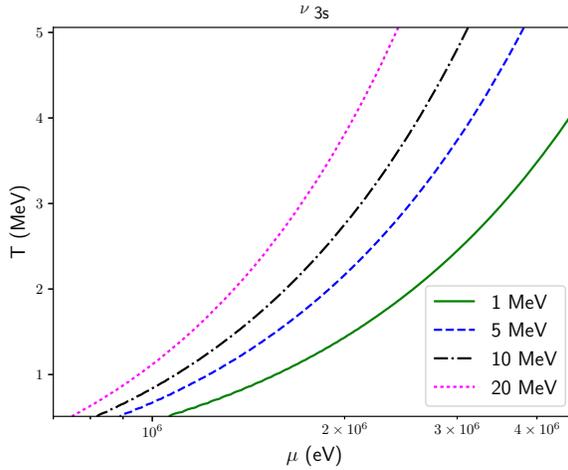
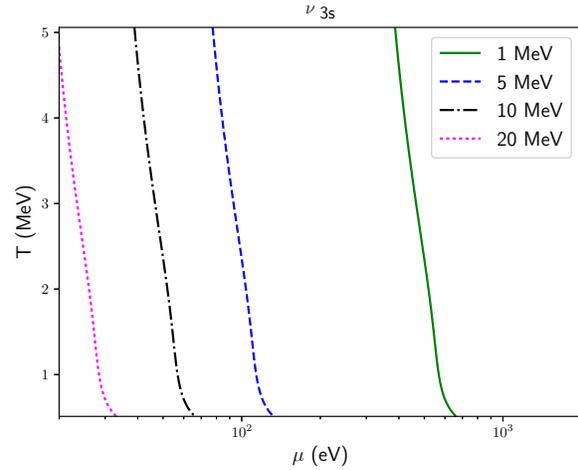
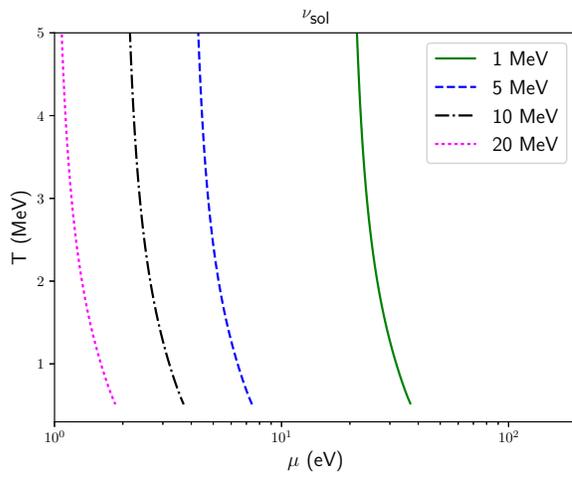
(g) Neutrinos reactores, ($\varphi = 0^\circ$)(h) Neutrinos reactores, ($\varphi = 90^\circ$)(i) Neutrinos de tres sabores, ($\varphi = 0^\circ$)(j) Neutrinos de tres sabores, ($\varphi = 90^\circ$)

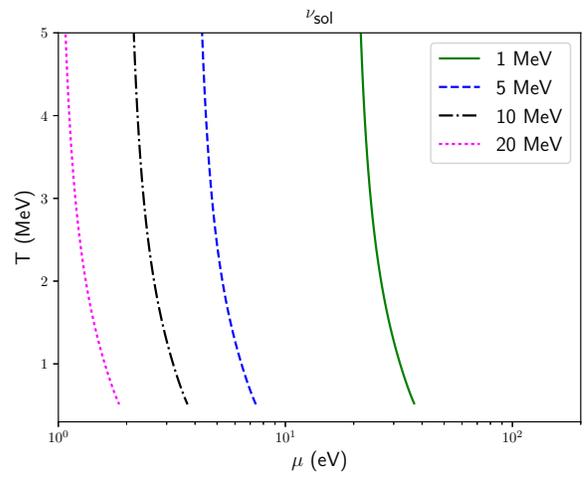
Imagen 4.7: Mapa de contornos de la condición de resonancia considerando una dirección de propagación de $\varphi = 0^\circ$ (columna izquierda) y $\varphi = 90^\circ$ (columna derecha) para neutrinos solares, atmosféricos, aceleradores, reactores y tres sabores para energías de neutrinos $E_\nu = \{1, 5, 10, 20\}$ MeV producidos en la fase inicial de la bola de fuego a una distancia $r = 10^{6.5}$ cm en el escenario NS–NS para un campo magnético de $B = 10^{15}$ G.

Como era de esperarse, se encuentra una fuerte dependencia con respecto al ángulo de propagación para este régimen.

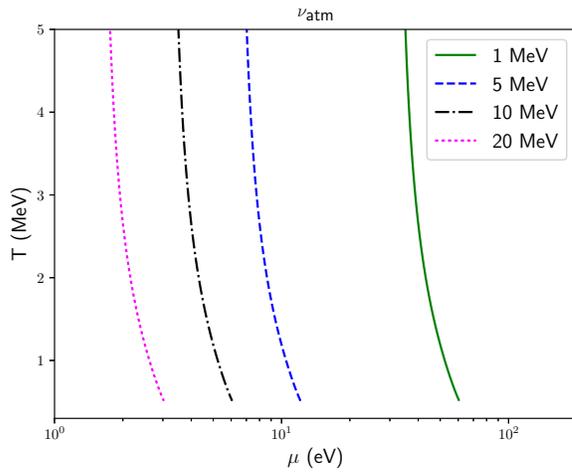
De la misma manera, se reproducen en la Imagen (4.8) los mapas de contorno para neutrinos con energías de $E_\nu = \{1, 5, 10, 20\}$ MeV producidos durante la fase inicial de la bola de fuego pero que contrario al caso anterior, no existe una amplificación del campo magnético.



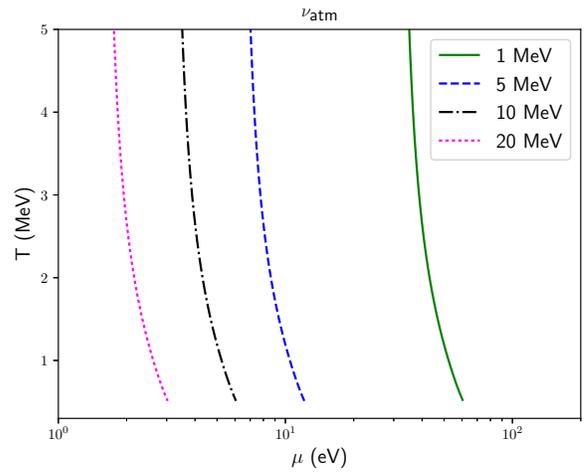
(a) Neutrinos solares, ($\varphi = 0^\circ$)



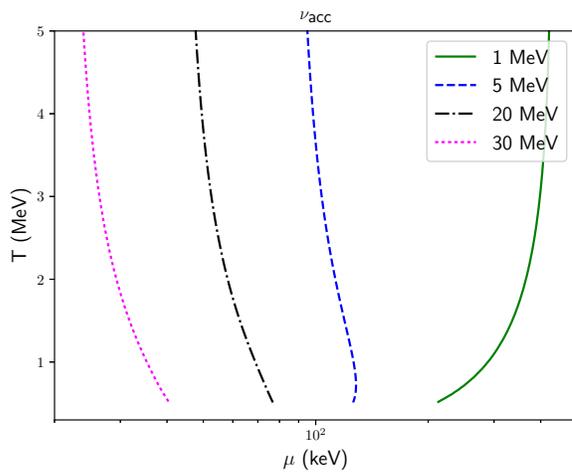
(b) Neutrinos solares, ($\varphi = 90^\circ$)



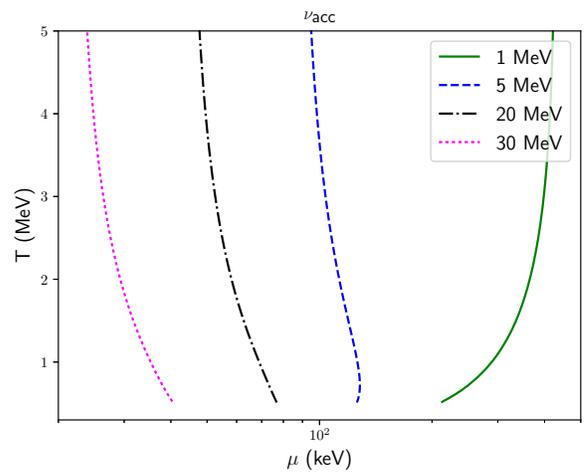
(c) Neutrinos atmosféricos, ($\varphi = 0^\circ$)



(d) Neutrinos atmosféricos, ($\varphi = 90^\circ$)



(e) Neutrinos aceleradores, ($\varphi = 0^\circ$)



(f) Neutrinos aceleradores, ($\varphi = 90^\circ$)

Imagen 4.8: (continúa)

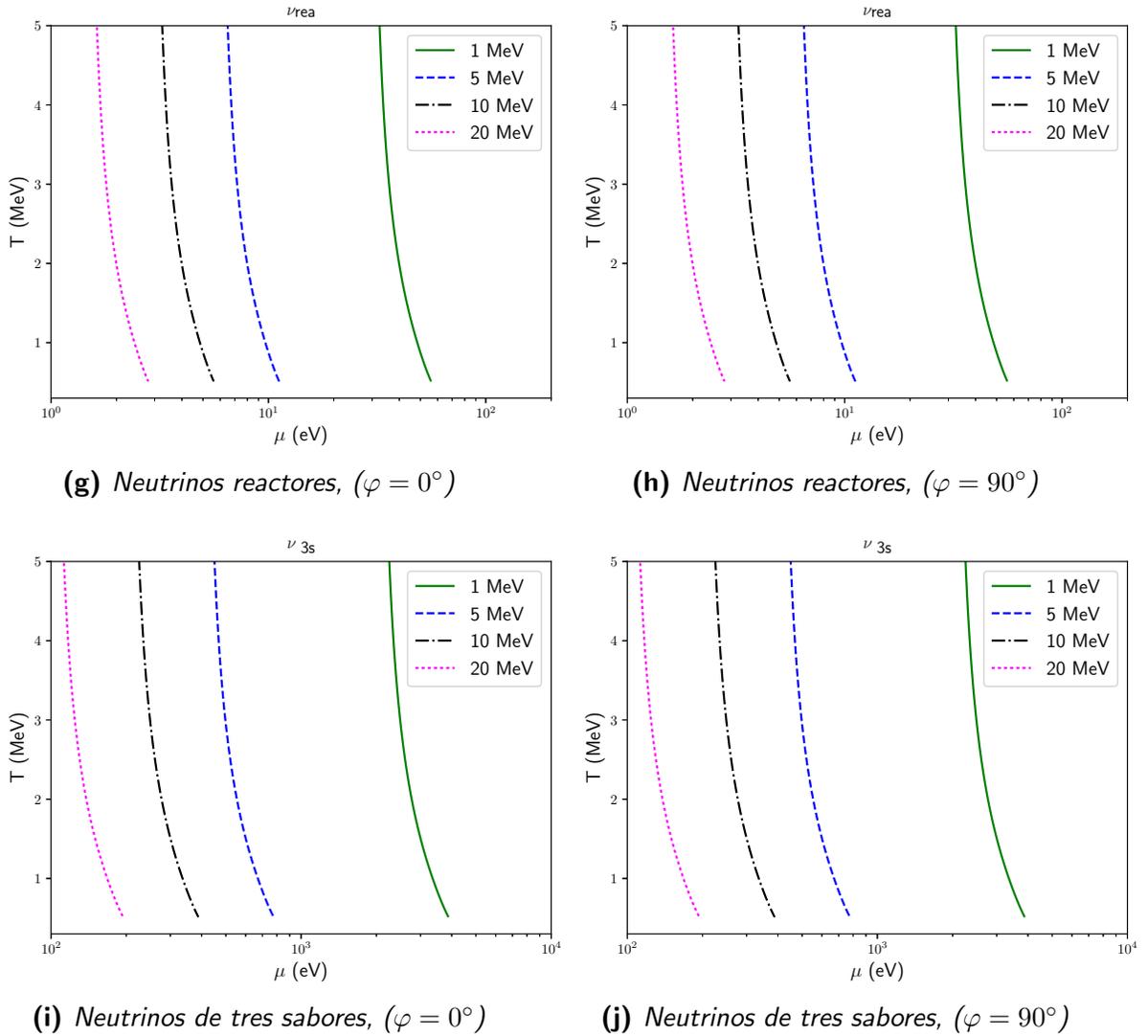


Imagen 4.8: Mapa de contornos de la condición de resonancia considerando una dirección de propagación de $\varphi = 0^\circ$ (columna izquierda) y $\varphi = 90^\circ$ (columna derecha) para neutrinos solares, atmosféricos, aceleradores, reactores y tres sabores para energías de neutrinos $E_\nu = \{1, 5, 10, 20\}$ MeV producidos en el escenario BH–NS para un campo magnético de $B = 10^{12}$ G.

Con estos resultados, se puede observar una estrecha dependencia entre el ángulo de propagación de los neutrinos y el campo magnético. En mayor medida, esto se debe a que si todas las partículas cargadas están confinadas a niveles de Landau, los momentos de cada una de ellas también deben estar confinados a la dirección de las líneas del campo magnético, implicando que, por ejemplo, en un evento de aniquilación, los pares neutrino-antineutrino resultantes conserven su momento original. De esta manera, estos neutrinos por sí mismos se desplazarán solamente a través de estas líneas, cargando consigo información del campo magnético a través del cual se están desplazando. Por otro lado, como el flujo saliente de neutrinos sólo depende de la fase de su espín, al extrapolar esta situación al de una estrella compacta que gira, seríamos capaces de detectar, en principio, el pulso de neutrinos provenientes de magnetares.

4.3.2 Neutrinos de GeV

Siguiendo el mismo procedimiento, a continuación se grafican en la Imagen (4.9) los mapas de contornos de T y μ de las condiciones de resonancia para neutrinos con energías de $E_\nu = \{1, 5, 10, 20\}$ GeV producidos a una distancia de $r = 10^9$ cm solamente en el escenario NS–NS⁴. En ambos casos se utiliza el potencial efectivo moderado de la Ecuación (1.39) utilizando los parámetros de mejor ajuste para neutrinos solares, atmosféricos, aceleradores, reactores y tres sabores con una dirección de propagación de $\varphi = 0^\circ$ (columna izquierda) y $\varphi = 90^\circ$ (columna derecha).

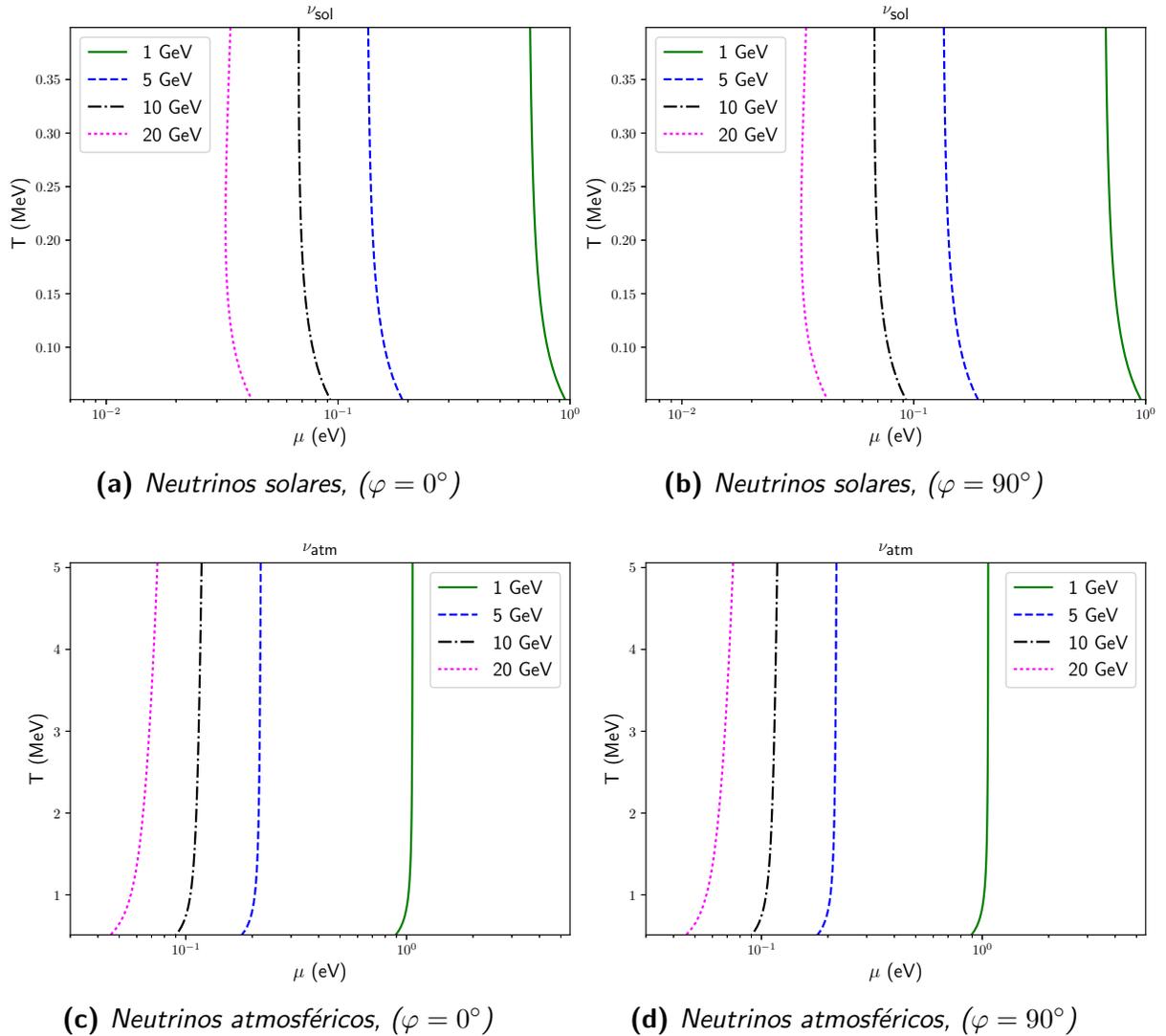


Imagen 4.9: Mapa de contornos de las condiciones de resonancia para energías de neutrinos de $E_\nu = \{1, 5, 10, 20\}$ GeV producidos a una distancia $r = 10^9$ cm en el escenario NS–NS

⁴Puesto que las condiciones de resonancia presentan un comportamiento similar en el caso BH–NS, se omiten las gráficas para este escenario.

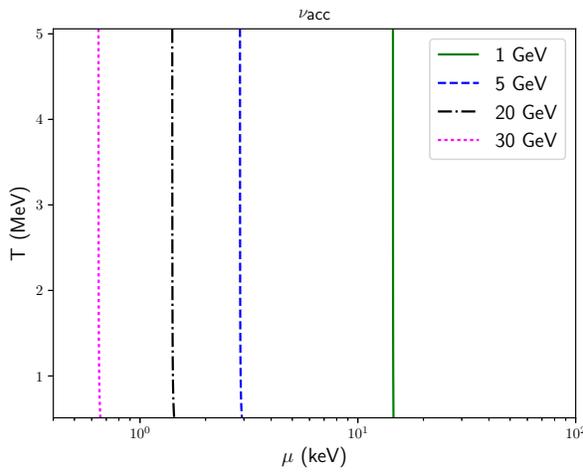
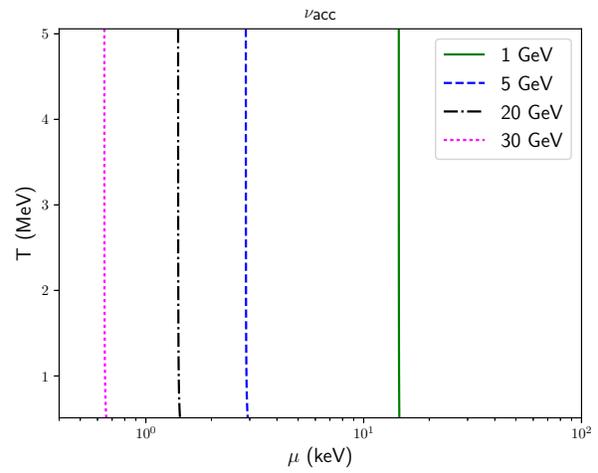
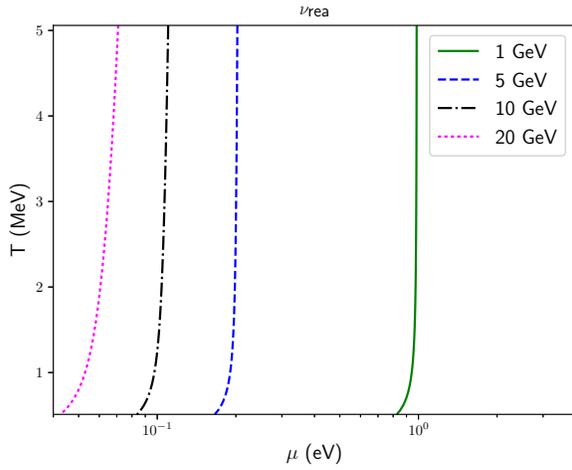
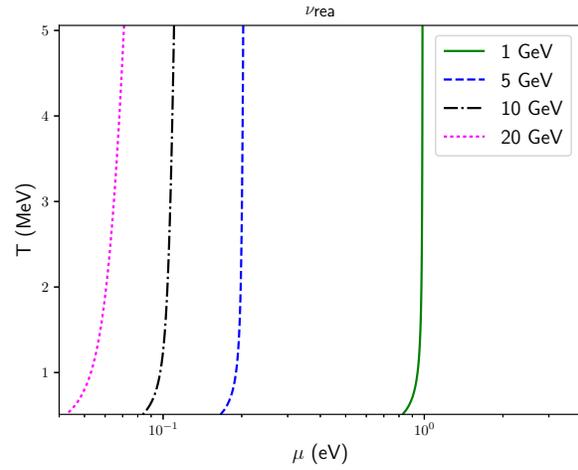
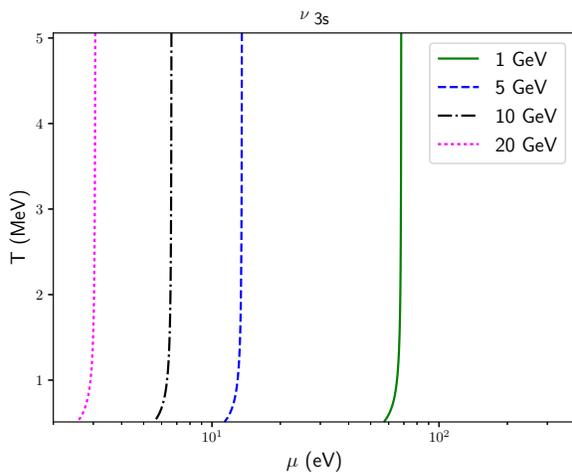
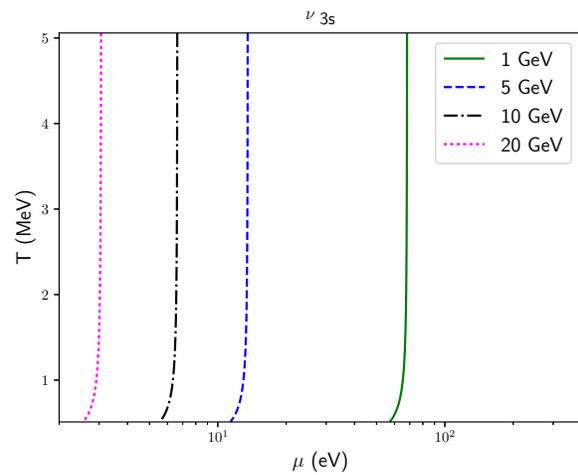
(e) *Neutrinos aceleradores, ($\varphi = 0^\circ$)*(f) *Neutrinos aceleradores, ($\varphi = 90^\circ$)*(g) *Neutrinos reactores, ($\varphi = 0^\circ$)*(h) *Neutrinos reactores, ($\varphi = 90^\circ$)*(i) *Neutrinos de tres sabores, ($\varphi = 0^\circ$)*(j) *Neutrinos de tres sabores, ($\varphi = 90^\circ$)*

Imagen 4.9: (continuación).

Estos resultados presentan el mismo comportamiento dentro de este régimen de campo magnético, contribuyendo φ al potencial efectivo de manera significativa únicamente para el caso límite fuerte.

4.4 Longitudes de resonancia

Adicionalmente para la comparación con resultados conocidos, se calcula la longitud de resonancia de neutrinos usando los parámetros de mejor ajuste para dos (solares, atmosféricos, aceleradores y reactores) y tres sabores de neutrinos. De esta manera, utilizando las Ecuaciones (2.28) y (2.39), se han obtenido las longitudes de resonancia correspondientes a energías de neutrinos de MeV y GeV y cuyos valores se muestran en la Imagen (4.10) como función de la energía del neutrino para cada caso.

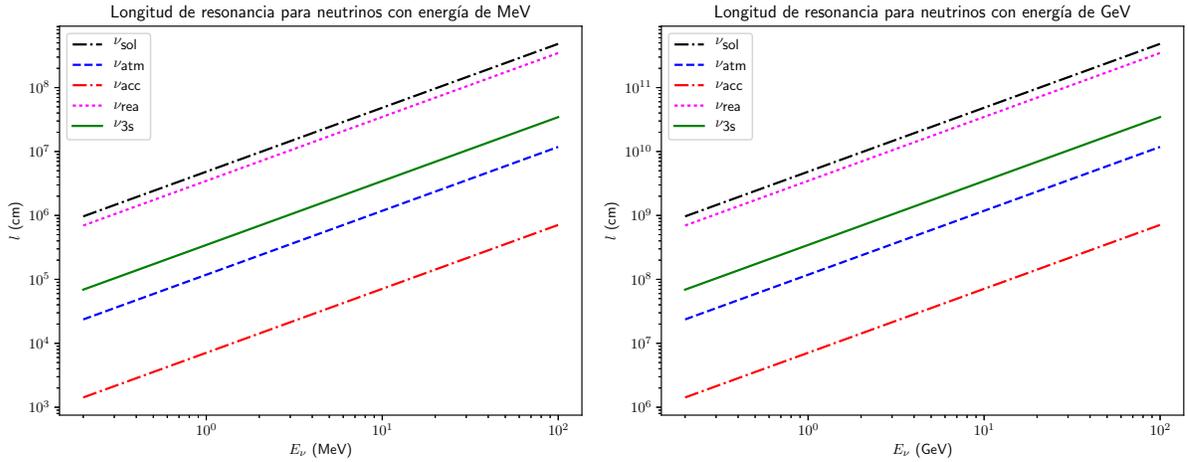


Imagen 4.10: Longitud de resonancia

Se encuentra que las longitudes de resonancia toman valores de $4.3 \leq \log(l_{\text{res}}) \leq 7.7$ cm para neutrinos con $E_\nu = 10$ MeV. Por lo tanto, dependiendo de los parámetros de oscilación de neutrinos, éstos pueden oscilar resonantemente incluso antes de que salgan de la bola de fuego. Asimismo al repetir el análisis para energías de neutrinos de GeV, se encuentra que en este caso la longitud de resonancia está comprendida entre $7.5 \leq \log(l_{\text{res}}) \leq 10.3$ cm para neutrinos con $E_\nu = 10$ GeV, esto implica que también los neutrinos de más altas energías que se producen a una distancia de $r = 10^9$ cm son capaces de oscilar resonantemente.

4.5 Probabilidades de oscilación

4.5.1 Neutrinos de MeV

Mediante el conjunto de relaciones mostradas en la Ecuación (2.32) y utilizando los parámetros globales de mejor ajuste para los neutrinos mostrados en la Tabla (2.3), se calculan y grafican

en la Imagen (4.11) las probabilidades de oscilación para neutrinos con energías de MeV propagándose tanto en dirección paralela como en dirección perpendicular a las líneas de campo magnético en los escenarios BH–NS y NS–NS. Para ello se consideran los siguientes parámetros iniciales en cada caso:

- (a) $V_{\text{eff},s}$ con $T = 1$ MeV, $\mu = 5$ keV, $r = 10^{6.5}$ cm, $\varphi = 0^\circ$ y $B = 50 B_C$;
- (b) $V_{\text{eff},s}$ con $T = 1$ MeV, $\mu = 5$ keV, $r = 10^{6.5}$ cm, $\varphi = 90^\circ$ y $B = 50 B_C$;
- (c) $V_{\text{eff},m}$ con $T = 1$ MeV, $\mu = 5$ keV, $r = 10^{6.5}$ cm, $\varphi = 0^\circ$ y $B = 0.01 B_C$;
- (d) $V_{\text{eff},m}$ con $T = 1$ MeV, $\mu = 5$ keV, $r = 10^{6.5}$ cm, $\varphi = 90^\circ$ y $B = 0.01 B_C$.

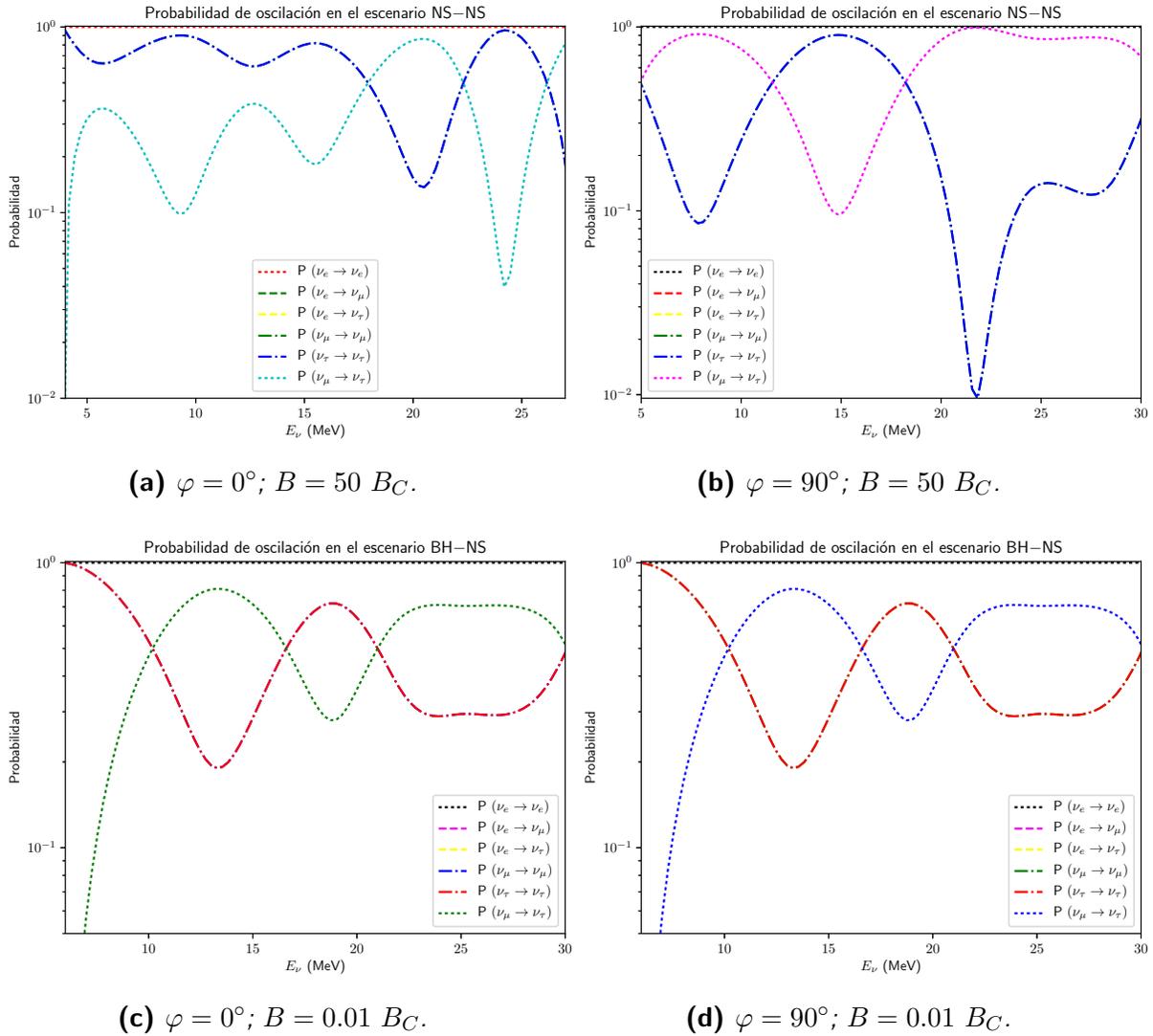


Imagen 4.11: Probabilidades de oscilación de neutrinos con energías de MeV producidos en la fase inicial de la bola de fuego a $r = 10^{6.5}$ cm para distintos ángulos de propagación durante la coalescencia de dos estrellas de neutrones (parte superior) y la fusión BH–NS (parte inferior).

4.5.2 Neutrinos de GeV

Análogamente se repite el mismo procedimiento para neutrinos con energías de GeV producidos en la fase de aceleración, puesto que hemos mostrado que en estos regímenes el ángulo de propagación no contribuye al potencial efectivo, lo hemos supuesto en este caso sin pérdida de generalidad como $\varphi = 0^\circ$. Estas probabilidades se muestran en la Imagen (4.12) en donde hemos asumido los siguientes parámetros iniciales.

- (a) $V_{\text{eff},m}$ con $T = 100$ keV, $\mu = 0.5$ keV, $r = 10^9$ cm, $\varphi = 0^\circ$ y $B = 10^9$ G;
- (b) $V_{\text{eff},m}$ con $T = 100$ keV, $\mu = 0.5$ keV, $r = 10^9$ cm, $\varphi = 0^\circ$ y $B = 10^6$ G.

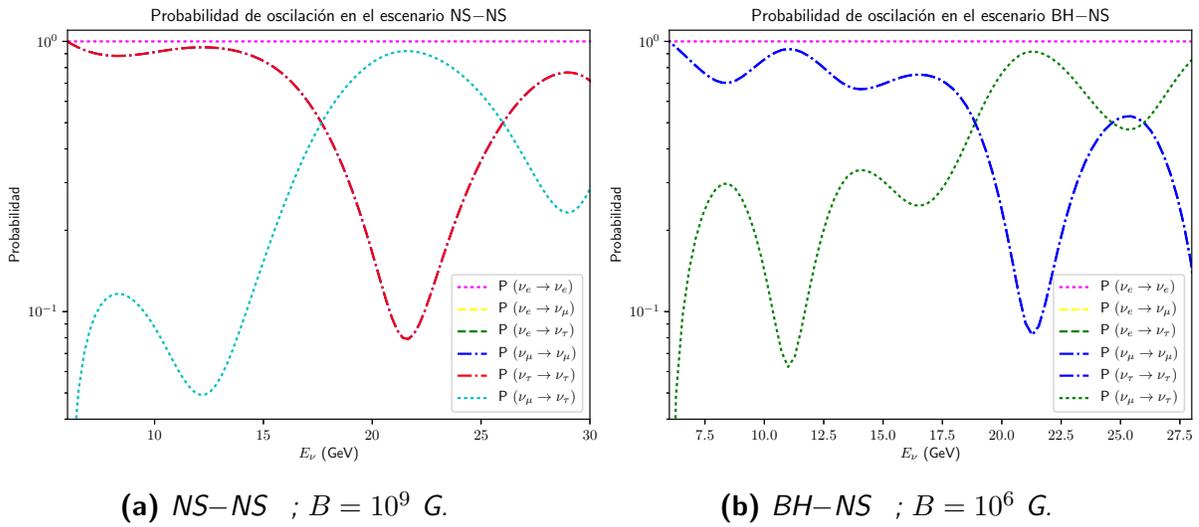


Imagen 4.12: Probabilidades de oscilación de neutrinos con energías de GeV producidos en la fase de aceleración a $r = 10^9$ cm durante la coalescencia de dos estrellas de neutrones y la fusión BH–NS

En cada una de estas gráficas encontramos que $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1$, $P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau) = 0$ y $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = 0$ indicando que en la propagación de neutrinos electrónicos estos no oscilan en ningún otro sabor independientemente de los parámetros iniciales considerados. También podemos observar que los neutrinos muónicos y tauónicos oscilan entre sí mismos con aproximadamente la misma probabilidad, variando únicamente para la energía de neutrinos considerada.

4.5.3 Razón de neutrinos esperados

Adicionalmente, los parámetros globales nos permiten calcular los elementos de la matriz de mezcla U de la Ecuación (2.31), quedando esta determinada por

$$U = \begin{pmatrix} 0.824917 & 0.545587 & 0.147809 \\ -0.490987 & 0.562034 & 0.665620 \\ 0.280079 & -0.621654 & 0.731507 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

Para calcular la tasa de neutrinos esperados en ambos regímenes, suponemos que durante la fase inicial de la bola de fuego, estos neutrinos se crean por diferentes mecanismo térmicos (decaimiento beta $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, producción de pares $e^+ + e^- \rightarrow \bar{\nu}_x + \nu_x$, decaimiento de plasmones $\gamma \rightarrow \bar{\nu}_x \nu_x$, procesos de foto-neutrinos $e^\pm + \gamma \rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_x + \nu_x$) en proporción $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 4 : 3 : 3$, debido a que el decaimiento beta es el único capaz de producir neutrinos electrónicos. Consideramos además que los neutrinos se desplazan por la bola de fuego ($r = 10^{6.5}$ cm), de esta manera considerando el conjunto de ecuaciones (2.32) calculamos la proporción de neutrinos que salen de la fuente y finalmente usando esta proporción calculamos la tasa de neutrinos final esperada en la tierra, suponiendo que los neutrinos se desplazan en el vacío y que la distancia a la fuente es suficientemente grande (mayor que la longitud de resonancia de cada uno de ellos), lo que nos permite promediar en la Ecuación (2.14) el término sinusoidal como 0.5 y así obtener que

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_{\text{Tierra}} = \begin{pmatrix} 0.552145 & 0.267750 & 0.180105 \\ 0.267750 & 0.354189 & 0.378061 \\ 0.180105 & 0.378061 & 0.441834 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_{\text{Fuente}} \quad (4.2)$$

4.6 Número de neutrinos esperados en detectores terrestres

Con los telescopios de neutrinos actuales, no se ha podido detectar ninguna señal de neutrinos provenientes de estas fuentes extragalácticas, sin embargo, esto se espera que cambie en los próximos años con la construcción de detectores kilométricos que cubran los rangos de energía en la que este tipo de neutrinos son producidos. Uno de estos detectores es Hyper-Kamiokande capaz de detectar neutrinos con energías de MeV en la próxima década. Un análisis rápido empleando la Ecuación (1.43) nos permite calcular y graficar en la Imagen (4.13) el número de eventos de neutrinos esperados provenientes de un GRB localizado a una distancia de 40 Mpc, en función de su luminosidad isotrópica L . Esto nos permite encontrar, en primera aproximación, las condiciones necesarias que debe tener un GRB a esta distancia para que entre dentro de la ventana de visión de este experimento.

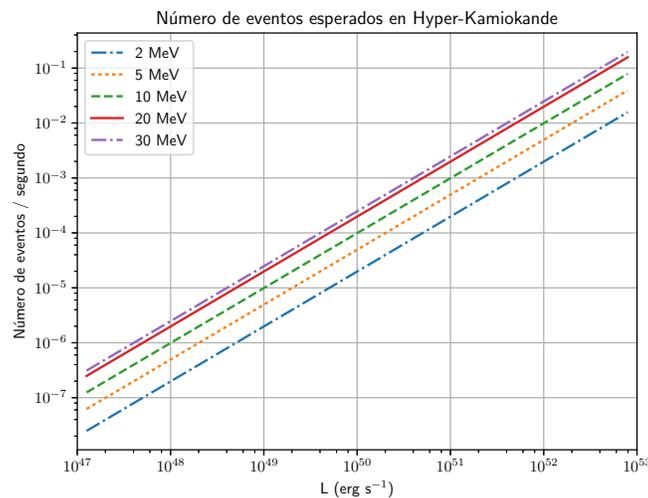


Imagen 4.13: Número de eventos de neutrinos con energías de MeV esperados por el experimento H-K.

Es posible notar que potencialmente se podrían detectar neutrinos con energías superiores a 30 MeV si el progenitor se encontrara a una distancia más cercana de la Tierra con $L = 10^{53}$ erg s⁻¹.

De particular interés resulta el estudio de neutrinos provenientes del evento GW170817. Utilizando los parámetros iniciales de este evento y con ayuda de las Ecuaciones (1.43) y (1.46) se reproducen en la Imagen (4.14) el número de eventos esperados por los detectores Hyper-Kamiokande, DUNE, Super-Kamiokande, ORCA y DeepCore como función de la energía de los neutrinos en el rango de MeV (izquierda) y GeV (derecha).

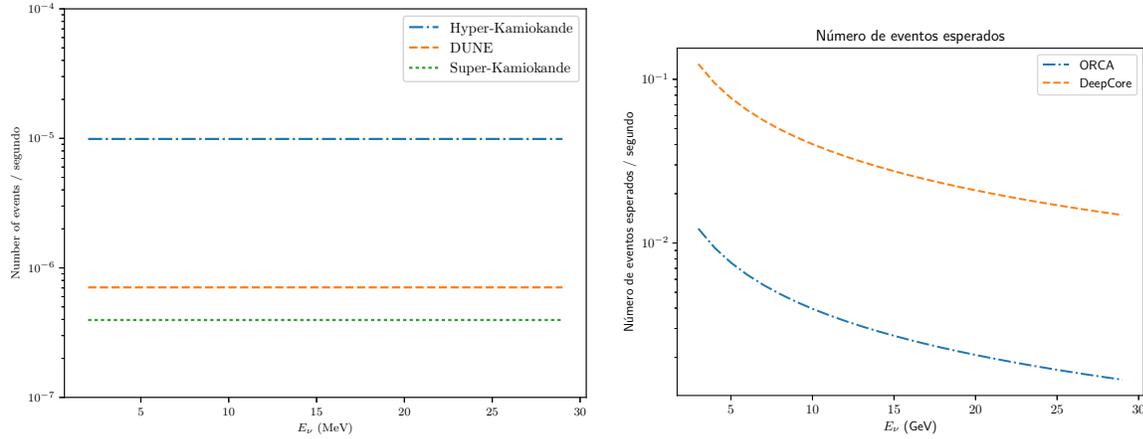


Imagen 4.14: Número de eventos esperados por segundo provenientes de GW170817/GRB170817A en distintos detectores para neutrinos de MeV (izquierda) y neutrinos de GeV (derecha).

Se encuentra que para las características intrínsecas del evento GW170817 no se espera detectar neutrinos dentro de este rango de energías, más aún, ningún evento de neutrinos fue reportado en el rango de energías en GeV–EeV en coincidencia espacial ni temporal con la galaxia huésped (Pierre Auger et al., 2017; ANTARES et al., 2017). La principal razón de esto se puede atribuir a la luminosidad isotrópica atípicamente baja de este GRB, a pesar de que ocurrió a una distancia relativamente cercana. Otro motivo se debe a que observamos este evento fuera de eje y con un ángulo de visión que nos impide observarlos (esto se discute más adelante). Por ejemplo, tomando el caso de un GRB con la misma luminosidad pero localizado a una distancia de $D = 10$ Mpc, se esperarían detectar neutrinos del orden de GeV en el experimento DeepCore.

Como comparación, neutrinos con energías entre 1 y 30 MeV son similares a aquellos producidos por la supernova SN1987A pero a distancias cosmológicas (Giunti & Kim, 2007). Estos eventos cosmológicos propician que el flujo de neutrinos sea bajo en la Tierra comparado con aquellos creados dentro de nuestra galaxia. A pesar de que en los actuales experimentos de neutrinos, resulta difícil detectar neutrinos del orden de MeV–GeV, estos experimentos permitirían entender la dinámica de la amplificación del campo magnético en la fusión de un sistema binario.

4.7 Opacidad de Neutrinos en la Bola de Fuego de un GRB

Finalmente se muestran en la Imagen (4.15) los perfiles de densidad latitudinales de los vientos producidos durante la fase de la fusión de estos objetos compactos calculados en simulaciones hidrodinámicas para el caso de una coalescencia de dos estrellas de neutrones en donde este viento es impulsado magnéticamente (Siegel et al., 2014) y para una coalescencia de un agujero negro con estrella de neutrones en la que el viento producido es impulsado principalmente

por neutrinos (Perego et al., 2014).

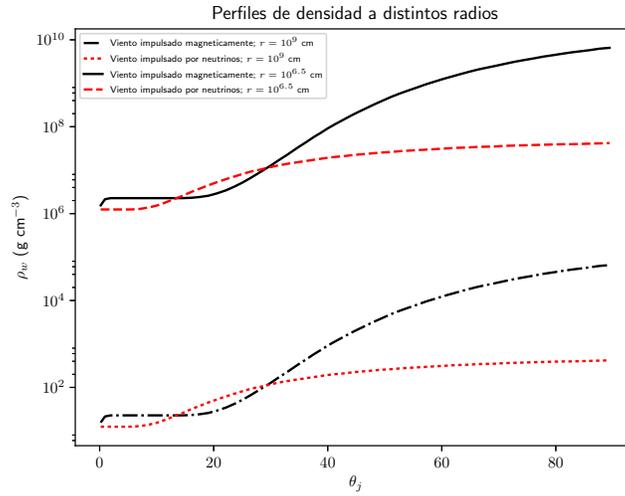


Imagen 4.15: Perfiles de densidad latitudinal derivados de simulaciones hidrodinámicas en el entorno de un sGRB. El cálculo se reproduce a radios típicos en que neutrinos con energías de MeV y GeV son producidos.

Se observa que en principio, para un GRB visto axialmente con un ángulo de apertura $< 30^\circ$ la densidad no cambia considerablemente en ambos casos. Sin embargo, para ángulos superiores a este valor, esta densidad se incrementa considerablemente para el escenario NS–NS.

Con estos perfiles de densidad fue posible obtener en la Imagen (4.16), los perfiles de opacidad de neutrinos inmersos en vientos impulsados por neutrinos y magnéticamente para radios típicos de una bola de fuego $r = 10^{6.5}$ cm en donde neutrinos con energías de MeV son producidos. Para este cálculo se utilizó un ansatz de un neutrino electrónico con energía de 20 MeV, una sección eficaz correspondiente de $\sigma = 3.8 \times 10^{-40}$ cm $^{-2}$ calculada a partir de la Ecuación (1.48) y de $\sigma = 1 \times 10^{-37}$ cm 2 para $E_\nu = 20$ GeV y el mejor ajuste de la Imagen (1.2).

En ambos casos se observa que con las ansatz propuestas, el medio se vuelve opaco para neutrinos a partir del ángulo de apertura de $\approx 52^\circ$ para el primer caso y 49° para el segundo, la implicación de este resultado es que la mayoría de los cálculos realizados para calcular el número de neutrinos esperados se hacen bajo la suposición de que los neutrinos escapan de manera isotrópica dentro de la bola de fuego, sin embargo, como acabamos de mostrar, estos tienen una dirección de salida preferencial, por lo que no seríamos capaces de detectar neutrinos procedente de un GRB visto fuera de eje para ángulos de apertura grandes. Y si, a este resultado, añadimos que en el evento GW170817 la luminosidad isotrópica fue considerablemente baja, no se esperan detectar neutrinos en el rango de energías MeV–GeV. Más aún, el ser capaces de detectar neutrinos de un GRB visto fuera de eje para ángulos de apertura específicos constituye una herramienta efectiva para discriminar el tipo de progenitor en el que el GRB es producido.

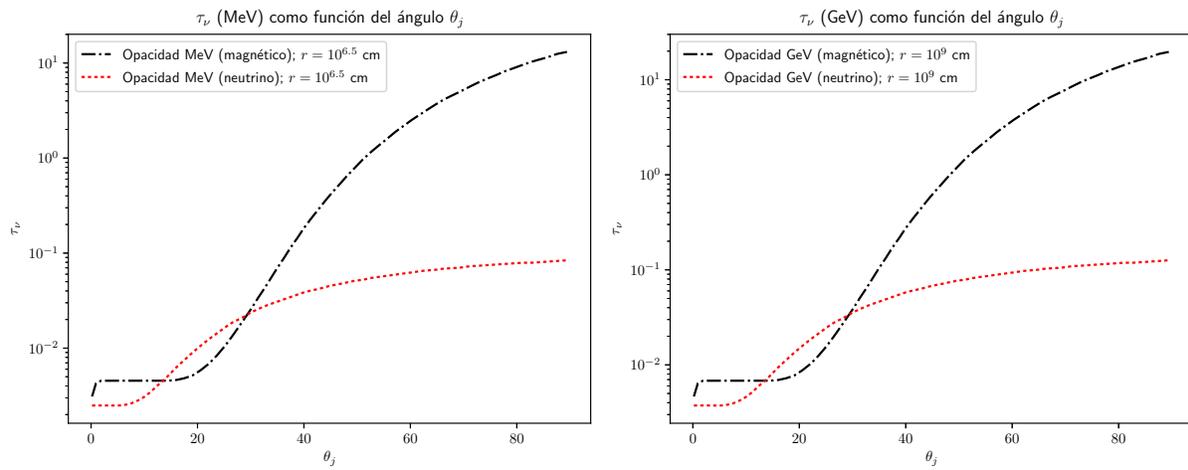


Imagen 4.16: Perfiles de opacidad de los neutrinos como función del ángulo de apertura del jet a un radio $r = 10^{6.5}$ cm (izquierda) y $r = 10^9$ cm (derecha), usando los perfiles de densidad para una coalescencia BH–NS (línea punteada) y NS–NS (línea rayada).

Conclusiones

Por nuestro interés, estudiamos las características del potencial fuerte y moderado para comprender las propiedades de oscilación y propagación de neutrinos con energías de MeV–GeV producidos en la fusión de dos objetos compactos. Se encontró que a pesar de que este potencial es dependiente de la temperatura, potencial químico y campo magnético del propio medio, sólo este último contribuye manera significativa, siendo hasta cuatro órdenes de magnitud mayor para neutrinos propagándose de manera perpendicular que de forma paralela con respecto a las líneas del campo magnético. Esto resulta de particular interés puesto que el conocer las propiedades de oscilación y propagación de estos neutrinos en un medio con estas condiciones nos permitiría conocer la topología del campo magnético en el que fueron originados.

Por otra parte, las longitudes de resonancia calculadas en este trabajo para neutrinos con energías de MeV calculadas con parámetros encontrados experimentalmente, nos permitieron determinar que dentro del radio inicial de la bola de fuego, estos neutrinos pueden oscilar resonantemente en su camino hasta los detectores terrestres. Para el caso de neutrinos con energías de GeV se obtuvo el mismo resultado. Debido a este efecto, se espera que los tres tipos de sabores de neutrinos producidos en un GRB sean detectados en la misma proporción. A pesar de que el detector Hyper-Kamiokande aún no está terminado, con la masa fiducial que expresan en su carta de intenciones, se espera que sea capaz de detectar neutrinos con energías de MeV de un progenitor localizado a una distancia aproximada de 1 Mpc y con una energía de 10^{51} erg o de 10 Mpc para una fuente con 10^{53} erg. Sin embargo, al repetir el mismo cálculo para el evento GW170817/GRB170817A, encontramos que tan sólo se hubieran esperado 10^{-5} neutrinos provenientes de esta fuente y esto aún sin considerar la corrección por anisotropía en la emisión de neutrinos. Asimismo, utilizando el experimento DeepCore se habría esperado detectar 10^{-1} neutrinos con energías de GeV.

Finalmente, calculando la opacidad de los vientos estelares que rodean al progenitor encontramos que para valores típicos de producción de neutrinos con energías MeV–GeV los neutrinos no son capaces de escapar para ángulos de apertura superiores a $\approx 50^\circ$ durante la coalescencia de dos estrellas de neutrones, puesto que en este régimen la densidad latitudinal del material bariónico es tan alta que el medio se vuelve opaco a los neutrinos, sin embargo, mostramos también que esto no ocurre para neutrinos producidos en el escenario BH–NS, en el cual los

neutrinos si son capaces de escapar isotrópicamente una fracción de tiempo antes de que la radiación electromagnética lo haga, trayendo consigo información valiosa del motor central. En este punto, los resultados obtenidos en la primera parte de este trabajo se vuelven importantes, puesto que los neutrinos nos permitirían caracterizar de manera indirecta si el progenitor que da origen a los destellos de rayos gamma cortos corresponden a la fusión de BH–NS o NS–NS.

Como conclusión final, podemos rescatar que los neutrinos constituyen una herramienta adicional para discriminar si un GRB está visto de manera axial o fuera de eje y qué esto además nos permite saber que tipo de objeto compacto fue partícipe durante la danza cósmica que da origen al fenómeno más energético y por tanto interesante de nuestro Universo.

Bibliografía

- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T., et al. 2017, *Physical Review Letters*, 119, 161101
- Abe, K., Abe, T., Aihara, H., et al. 2011, Letter of Intent: The Hyper-Kamiokande Experiment — Detector Design and Physics Potential —, arXiv:1109.3262
- Abe, K., Adam, J., Aihara, H., et al. 2014, *Phys. Rev. Lett.*, 112, 181801
- Abe, S., Ebihara, T., Enomoto, S., et al. 2008, *Phys. Rev. Lett.*, 100, 221803
- Acciarri, R., Acero, M., Adamowski, M., et al. 2016, arXiv preprint arXiv:1601.02984
- Achterberg, A., Ackermann, M., Adams, J., et al. 2006, *Astroparticle Physics*, 26, 155
- Adrián-Martínez, S., Ageron, M., Aharonian, F., et al. 2016, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 43, 084001
- Aharmim, B., Ahmed, S. N., Anthony, A. E., et al. 2013, *Phys. Rev. C*, 88, 025501
- Alexeyev, E., Alexeyeva, L., Krivosheina, I., & Volchenko, V. 1988, *Physics Letters B*, 205, 209
- ANTARES, IceCube Collaboration, A. A., Andre, M., Anghinolfi, M., et al. 2017
- Bahcall, J. N., & Mészáros, P. 2000, *Physical Review Letters*, 85, 1362
- Becker, J. K. 2008, *Physics Reports*, 458, 173
- Berger, E. 2014, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 52, 43
- Berger, E. 2014, *ARA&A*, 52, 43
- Beringer, J., Arguin, J. F., Barnett, R. M., et al. 2012, *Phys. Rev. D*, 86, 010001
- Bethe, H. A. 1986, *Phys. Rev. Lett.*, 56, 1305

- Bilenky, S. 2010, Introduction to the Physics of Massive and Mixed Neutrinos, 1st edn., Lecture Notes in Physics 817 (Springer-Verlag Berlin Heidelberg)
- Blandford, R. D., & Znajek, R. L. 1977, MNRAS, 179, 433
- Bloom, J. S. 2011, What Are Gamma-Ray Bursts (PUP)
- Bratton, C. B., Casper, D., Ciocio, A., et al. 1988, Phys. Rev. D, 37, 3361
- Capozzi, F., Lisi, E., Marrone, A., Montanino, D., & Palazzo, A. 2016, Nuclear Physics B, 908, 218
- Chadwick, J. 1932, Nature, 129, 312
- Chevalier, R. A., & Li, Z.-Y. 1999, The Astrophysical Journal Letters, 520, L29
- Connaughton, V., Burns, E., Goldstein, A., et al. 2016, arXiv:1602.03920
- Coulter, D. A., Foley, R. J., Kilpatrick, C. D., et al. 2017, Science, <http://science.sciencemag.org/content/early/2017/10/13/science.aap9811.full.pdf>
- Eichler, D., Livio, M., Piran, T., & Schramm, D. N. 1989, Nature, 340, 126
- Eliezer, S., & Swift, A. R. 1976, Nuclear Physics B, 105, 45
- Erdas, A., Kim, C. W., & Lee, T. H. 1998, Phys. Rev. D, 58, 085016
- Faber, J. A., & Rasio, F. A. 2012, Living Reviews in Relativity, 15, 8
- Fishman, G. J., Meegan, C. A., Wilson, R. B., et al. 1993, A&AS, 97, 17
- Fraija, N. 2010, PhD thesis, Universidad Nacional Autónoma de México
- Fraija, N. 2014, ApJ, 787, 140
- Freiburghaus, C., Rosswog, S., & Thielemann, F.-K. 1999, The Astrophysical Journal Letters, 525, L121
- Gandhi, R., Quigg, C., Reno, M. H., & Sarcevic, I. 1998, Physical Review D, 58, 093009
- Giacomazzo, B., Rezzolla, L., & Baiotti, L. 2009, MNRAS, 399, L164
- Giunti, C., & Kim, C. W. 2007, Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics, illustrated edition edn. (Oxford University Press, USA)
- Gonzalez-Garcia, M., Maltoni, M., & Schwetz, T. 2014, Journal of High Energy Physics, 2014, 52
- Gonzalez-Garcia, M. C., & Nir, Y. 2003, Rev. Mod. Phys., 75, 345
- Goodman, J. 1986, The Astrophysical Journal, 308, L47

- Goodman, J. 1986, *ApJL*, 308, L47
- Grindlay, J., Zwart, S. P., & McMillan, S. 2006, *Nature Physics*, 2, 116
- Halzen, F. 2007, in *The Multi-Messenger Approach to High-Energy Gamma-Ray Sources* (Springer), 407–414
- Hirata, K. S., Kajita, T., Koshiba, M., et al. 1988, *Phys. Rev. D*, 38, 448
- Hulse, R. A., & Taylor, J. H. 1975, *The Astrophysical Journal*, 195, L51
- Jarlskog, C. 1985, *Phys. Rev. Lett.*, 55, 1039
- Katz, U. F. 2014, arXiv preprint arXiv:1402.1022
- Kippenhahn, R., Weigert, A., & Weiss, A. 1990, *Stellar structure and evolution*, Vol. 282 (Springer)
- Kiuchi, K., Cerdá-Durán, P., Kyutoku, K., Sekiguchi, Y., & Shibata, M. 2015, *Phys. Rev. D*, 92, 124034
- Kiuchi, K., Kyutoku, K., Sekiguchi, Y., Shibata, M., & Wada, T. 2014, *Phys. Rev. D*, 90, 041502
- Klebesadel, R. W., Laros, J. G., & Fenimore, E. E. 1984, in *BAAS*, Vol. 16, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1016
- Klebesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, *ApJL*, 182, L85
- Kochanek, C. S., & Piran, T. 1993, arXiv preprint astro-ph/9305015
- Kodama, K., Ushida, N., Andreopoulos, C., et al. 2001, *Physics Letters B*, 504, 218
- Koers, H. B. J., & Wijers, R. A. M. J. 2005, *MNRAS*, 364, 934
- Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., et al. 1993, *The Astrophysical Journal*, 413, L101
- Langacker, P., Leveille, J. P., & Sheiman, J. 1983, *Phys. Rev. D*, 27, 1228
- Lattimer, J. M., & Schramm, D. N. 1974, *ApJL*, 192, L145
- Lattimer, J. M., & Schramm, D. N. 1976, *The Astrophysical Journal*, 210, 549
- Lee, W. H., & Ramirez-Ruiz, E. 2007, *New Journal of Physics*, 9, 17
- Lee, W. H., Ramirez-Ruiz, E., & López-Cámara, D. 2009, *ApJL*, 699, L93
- MacFadyen, A., & Woosley, S. 1999, *The Astrophysical Journal*, 524, 262
- Meegan, C., Fishman, G., Wilson, R., et al. 1992, *Nature*, 355, 143

- Meier, D. L., Koide, S., & Uchida, Y. 2001, *Science*, 291, 84
- Mészáros, P. 2000, *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, 80, 63
- Meszáros, P., & Rees, M. 1993, *The Astrophysical Journal*, 405, 278
- Mészáros, P., & Rees, M. J. 2000, *ApJL*, 541, L5
- Metzger, B. D., Martínez-Pinedo, G., Darbha, S., et al. 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 406, 2650
- Mikheyev, S. 1986, *Sov. J. Nucl. Phys*, 42, 913
- Nötzold, D., & Raffelt, G. 1988, *Nuclear Physics B*, 307, 924
- Paczynski, B. 1986, *The Astrophysical Journal*, 308, L43
- Paczynski, B. 1986, *ApJL*, 308, L43
- Paczyński, B. 1998, *The Astrophysical Journal Letters*, 494, L45
- Patrignani, C., Group, P. D., et al. 2016, *Chinese physics C*, 40, 100001
- Pauli, W. 2000, *Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol*, 14
- Perego, A., Rosswog, S., Cabezón, R. M., et al. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 443, 3134
- Pierre Auger, P., Scientific, L., Albert, A., et al. 2017, *arXiv preprint arXiv:1710.05839*
- Piran, T. 1999, *Physics Reports*, 314, 575
- Pontecorvo, B. 1958, *Sov. Phys. JETP*, 7, 172
- Price, D. J., & Rosswog, S. 2006, *Science*, 312, 719
- Raffelt, G. G. 2001, *ApJ*, 561, 890
- Rees, M. J., & Meszaros, P. 1992, *MNRAS*, 258, 41P
- Rosswog, S., & Ramirez-Ruiz, E. 2002, *MNRAS*, 336, L7
- . 2003, *MNRAS*, 343, L36
- Sari, R., & Piran, T. 1997, *ApJ*, 485, 270
- Scholberg, K. 2012, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 62, 81
- Schwinger, J. 1951, *Phys. Rev.*, 82, 664
- Sengupta, A. 2017
- Siegel, D. M., Ciolfi, R., & Rezzolla, L. 2014, *The Astrophysical Journal Letters*, 785, L6

- Smirnov, A. Y. 2005, *Physica Scripta*, 2005, 57
- Tanvir, N., Levan, A., Fruchter, A., et al. 2013, *Nature*, 500, 547
- Tututi, E. S., Torres, M., & D'Olivo, J. C. 2002, *Phys. Rev. D*, 66, 043001
- Waxman, E. 1997, *The Astrophysical Journal Letters*, 485, L5
- Wolfenstein, L. 1978, *Phys. Rev. D*, 17, 2369
- Woosley, S. 1993, *The Astrophysical Journal*, 405, 273
- Zrake, J., & MacFadyen, A. I. 2013, *ApJL*, 769, L29