



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis para obtener el grado académico de
Doctora en Astronomía

ESTUDIO DE FORMACIÓN DE ELEMENTOS PESADOS CON
LA INCLUSIÓN DE NEUTRINOS MASIVOS

María Manuela Sáez

Director: Prof. Dr. Osvaldo Civitarese
Co-Directora: Prof. Dra. Mercedes Mosquera

LA PLATA, ARGENTINA
- NOVIEMBRE 2019 -

Prefacio

Esta Tesis es presentada como parte de los requisitos para obtener el grado académico de Doctora en Astronomía de la Universidad Nacional de La Plata. La misma contiene los resultados de los estudios desarrollados bajo la dirección del Dr. Osvaldo Civitarese (Facultad de Cs. Exactas) y la co-dirección de la Dra. Mercedes E. Mosquera (Facultad de Cs. Astronómicas y Geofísicas).

Sáez, M. Manuela.
e-mail: msaez@fcaglp.unlp.edu.ar
La Plata, 2019.

Resumen

En este trabajo de Tesis estudiamos los efectos de la incorporación de neutrinos masivos, un sabor estéril y las oscilaciones entre los distintos sabores en el formalismo de la teoría de las reacciones nucleares que conducen a la formación de núcleos pesados en supernovas.

La presencia de neutrinos masivos (y los efectos asociados como las oscilaciones entre los autoestados de sabor, la jerarquía de masas y los neutrinos estériles) afecta las velocidades de las reacciones en las que estos participan. Es por ello que resulta interesante contemplar una reformulación de las velocidades de decaimiento β en términos de los parámetros de oscilación de neutrinos y de las simetrías del sector leptónico para explicar diversos fenómenos de interés astrofísico, como por ejemplo, los procesos de nucleosíntesis.

En particular, estudiamos los procesos rápidos de captura neutrónica (proceso-r), que suelen asociarse con eventos explosivos como las supernovas originadas por el colapso del núcleo estelar.

Primero estudiamos el ambiente y las características del material necesarias para que el proceso-r pueda desarrollarse. En particular, analizamos los efectos de la incorporación de neutrinos masivos, un sabor estéril y el mecanismo de las oscilaciones sobre la fracción de neutrones libres, los flujos de neutrinos, la densidad bariónica y la fracción electrónica del material en la etapa previa al comienzo de las cadenas de reacción del proceso-r. Para ello, trabajamos con el formalismo de matrices de densidad, incorporando al Hamiltoniano los efectos de la oscilación, las interacciones con la materia y las interacciones neutrino-neutrino. Encontramos que estas incorporaciones modifican la fracción electrónica del material y pudimos establecer cotas para los parámetros de oscilación desconocidos. Hemos considerado dos propuestas diferentes para la función de distribución inicial de los neutrinos y distintas combinaciones de parámetros de mezcla (incluyendo $\theta_{34} \neq 0$). Encontramos que las interacciones neutrino-materia y neutrino-neutrino son las que afectan en mayor medida al valor de la fracción electrónica, afectando la probabilidad de ocurrencia y el desenlace del proceso-r.

En segundo lugar, dado que los dos mecanismos principales del proceso-r son las capturas neutrónicas y los decaimientos beta, la reformulación del cálculo de las velocidades de los decaimientos resulta importante. Presentamos, por lo tanto, el cálculo de las velocidades de los decaimientos débiles contemplando correctamente a los neutrinos y sus procesos de oscilación para poder utilizarlas en la determinación de abundancias de elementos pesados. Para ello calculamos elementos de matriz de las corrientes electrodébiles para encontrar las amplitudes de transición de los decaimientos en presencia de oscilaciones de neutrinos entre sabores activos y estériles. Concluimos que la inclusión de neutrinos masivos y sus oscilaciones con un sabor estéril afectan las velocidades de los decaimiento beta y a las abundancias de núcleos pesados producidos vía proceso-r.

Abstract

In this Thesis, we study the effects of the inclusion of massive neutrinos, a sterile flavor and the oscillations between different neutrino flavors in the theory of nuclear reactions leading to the formation of heavy nuclei in supernovae.

The presence of massive neutrinos (and the associated effects such as oscillations between flavor eigenstates, the hierarchy of masses and sterile neutrinos), affects the rates of the reactions in which they participate. Therefore it is interesting to reformulate the rates of β -decay reactions in terms of neutrino oscillation parameters and the symmetries of the leptonic sector to explain various phenomena of astrophysical interest, such as, for example, the processes of nucleosynthesis of heavy mass nuclei.

In particular, we study the processes of rapid neutron capture (r-process), which are often associated with explosive events such as core-collapse supernovas, and the effects of the inclusion of massive neutrinos in these scenarios.

Firstly, we have studied the environment and the characteristics of the material that are necessary for the r-process occurrence and development. In particular, we have analyzed the effects due to the inclusion of massive neutrinos, a sterile flavor and the mechanism of oscillations upon the fraction of free neutrons, the neutrino fluxes, the baryonic density and the electron fraction of the material. For this, we work with the formalism of density matrices, including neutrino oscillations, interactions with matter, and neutrino-neutrino interactions. We find that these considerations modify the electronic fraction of the material allowing us to establish limits for unknown oscillation parameters. We have considered two different initial distribution functions of sterile neutrinos and different combinations of mixing parameters (including $\theta_{34} \neq 0$). We find that neutrino-matter interactions and neutrino-neutrino interactions modify the electronic fraction, as well as the probability of occurrence and the outcome of the r-process.

Secondly, since the two main mechanisms of the r-process are neutron capture and beta decay, the detailed calculation of the decay-rates become relevant. We present a reformulation of the weak decay rates including neutrino masses and the neutrino oscillation processes, to be used in the calculation of abundances of heavy elements. We calculate matrix elements of electroweak currents to find the transition amplitudes of decays in the presence of neutrino oscillations between active and sterile flavors. We conclude that the inclusion of massive neutrinos and their oscillations with a sterile flavor affect the beta-decay rates and the abundance of heavy nuclei produced via r-process.

Agradecimientos

Luego de transitar varios años en esta hermosa facultad, ha llegado el momento de presentar esta tesis de doctorado. Este trabajo es el cierre de una de las etapas más hermosas de mi vida. Y mi paso por esta facultad ha sido (y estimo que seguirá siendo), totalmente gratificante. No sólo por el hecho de los conocimientos adquiridos con el transcurso del tiempo, las materias cursadas, los desafíos y aprendizajes, sino por la gente que tuve el gusto de conocer, admirar, respetar y sobre todo compartir y querer.

Agradezco a todos los que se cruzaron en mi camino, ya sea desde su lugar de autoridades de la facultad, profesores, directores, compañeros o amigos. Un especial agradecimiento hacia mis directores Mercedes y Osvaldo, que siempre estuvieron dispuestos a ayudarme, apoyarme, explicarme y guiarme en este camino.

A mis compañeros, mis amigos, una mención especial, porque sin ellos, esto no hubiese sido posible. Desde los que están desde los primeros días en la facultad (allá por el 2008) hasta hoy, con los que compartimos largas jornadas de estudio que nos permitieron conocernos mejor y culminar en esta inmensa amistad que no hace más que hacerme sonreír y llenarme de orgullo, no solo por los excelentes profesionales (y colegas) que son la mayoría, sino por lo excelentes personas que son.

Por último, a los que están desde siempre, a mi familia. Que siempre me apoyaron y ayudaron en todo lo que fuera necesario para que pudiera continuar con mis estudios, siempre presentes a pesar de la distancia. Por último, remarcar que este, es un logro colectivo. Que esta tesis es la culminación de años de acceso a una educación pública, inclusiva, gratuita y de calidad.

Índice general

Prefacio	iii
Resumen	v
Abstract	vii
Agradecimientos	ix
I Conceptos básicos y generalidades teóricas	1
1. Introducción	3
2. Procesos de nucleosíntesis	5
2.1. Abundancias nucleares en el sistema solar	6
2.2. Nucleosíntesis de elementos livianos	8
2.2.1. Nucleosíntesis del Big Bang	8
2.2.2. Nucleosíntesis en estrellas de secuencia principal	9
2.3. Nucleosíntesis de elementos pesados	13
2.3.1. El proceso rápido de captura neutrónica	15
2.3.2. Escenarios astrofísicos donde puede tener lugar el proceso de captura rápida de neutrones	19
3. Oscilación de neutrinos y neutrinos estériles	25
3.1. El mecanismo de oscilación de los neutrinos	25
3.1.1. Oscilaciones entre 2 sabores de neutrinos	27
3.1.2. Oscilaciones entre 3 sabores de neutrinos	28
3.2. Medidas experimentales de los parámetros de oscilación	30
3.3. Neutrinos estériles	32
3.4. Mecanismo de Seesaw	33
3.4.1. Masas de los fermiones	33
3.4.2. Masas de los neutrinos	34
4. Aportes previos en esta área	37
4.1. Nucleosíntesis primordial con inclusión de oscilaciones de neutrinos	37
II Nuestros aportes y resultados	39
5. Estudio de la fracción electrónica en supernovas considerando oscilaciones de neutrinos	41

5.1. Motivación	41
5.2. Descripción del ambiente estelar	43
5.2.1. Caracterización de los flujos de neutrinos	47
5.3. Cálculo de densidades de neutrinos	48
5.3.1. Oscilaciones entre neutrinos activos	48
5.3.2. Oscilaciones entre neutrinos activos y estériles: esquema 1+1	49
5.3.3. Oscilaciones entre neutrinos activos y estériles: esquema 2+1	50
5.4. Resultados	51
5.4.1. Caso activo-activo	51
5.4.2. Caso activo-esteril: esquema 1+1	52
5.4.3. Caso activo-esteril: esquema 2+1. Con $\theta_{34} = 0$	55
5.4.4. Caso activo-esteril: esquema 2 + 1. Tomando $\theta_{34} \neq 0$	57
5.5. Discusión de resultados y conclusiones	59
6. Abundancias del proceso-r en presencia de oscilaciones	65
6.1. Motivación	65
6.2. Cálculo de la velocidad de decaimiento β^- de un neutrón sin considerar oscilaciones de neutrinos	66
6.3. Cálculo de la velocidad de decaimiento β^- de un neutrón considerando oscilaciones de neutrinos	70
6.3.1. Resolución de las integrales	73
6.4. Cálculo de abundancias incluyendo oscilaciones de neutrinos	77
6.4.1. Resultados considerando capturas de neutrones, decaimientos beta y oscilaciones de neutrinos en los cálculos	82
6.4.2. Resultados considerando capturas de neutrones, decaimientos beta, oscilaciones de neutrinos y fisión en los cálculos	85
6.4.3. Resultados considerando el set completo de reacciones en las ecuaciones y oscilaciones de neutrinos	89
6.5. Discusión de resultados y conclusiones	93
III Conclusiones y trabajo a futuro	95
7. Conclusiones	97
8. Trabajo a futuro	101
IV Apéndices	103
A. Propiedades de las partículas elementales	105
A.1. Modelo estándar de la física de partículas	105
A.2. Masas de los fermiones	106
A.2.1. Mecanismo de Higgs	106
B. Cálculo detallado de la amplitud de transición	111
B.1. Propiedades útiles:	111
B.2. Detalles en el cálculo de la parte hadrónica y leptónica:	111
C. r-java 2.0: código de cálculo de abundancias del proceso-r	115

Parte I

Conceptos básicos y generalidades teóricas

Capítulo 1

Introducción

El presente trabajo de tesis doctoral fue desarrollado en la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata entre abril de 2015 y diciembre de 2019, período durante el cual conté con una Beca Interna Doctoral de CONICET.

La presente tesis se enmarca en la astrofísica, con fuertes vínculos con la física nuclear y de partículas, rama de la física que estudia a las componentes fundamentales de la materia, a las partículas subatómicas y a las interacciones entre ellas. Nos interesa particularmente estudiar los procesos de nucleosíntesis, es decir los procesos de formación de núcleos atómicos a partir de nucleones preexistentes. Para ello, necesitamos también, entrelazar ramas de la física con la astronomía y la cosmología, pues los distintos procesos de nucleosíntesis se dan en diversos escenarios astrofísicos y a través de distintos mecanismos.

Algunos procesos de nucleosíntesis son, la nucleosíntesis del Big Bang conocida como *nucleosíntesis primordial* (proceso de formación de elementos livianos durante los tres primeros minutos del Universo, a temperatura de aproximadamente 10^9K), los procesos de nucleosíntesis estelar y explosiva. La consecuencia más importante de la evolución estelar es la nucleosíntesis de elementos con $Z > 2$, quien a su vez dirige la evolución química de la galaxia. Los metales $Z > 2$ se dividen en dos grandes grupos: los elementos livianos $Z \lesssim 26$ y los elementos pesados $Z \gtrsim 26$. Esto se debe a que el máximo de la energía de ligadura por barión se encuentra en los elementos del grupo del hierro ($Z \sim 26$). La nucleosíntesis del primer grupo es un proceso exotérmico, que libera energía, mientras que la del segundo grupo es endotérmico. Los procesos de formación de ambos grupos son muy diferentes.

En particular, los estudios aquí expuestos se centran en la formación de elementos pesados que se producen a través de los procesos rápidos de captura neutrónica y los efectos que las oscilaciones de neutrinos (entre neutrinos activos y estériles) pueden generar sobre dichos procesos.

La formación de elementos químicos en el universo está íntimamente vinculada a las interacciones débiles, en particular a las reacciones que se dan entre neutrinos y materia. Las interacciones con neutrinos son las responsables del intercambio de protones y neutrones (libres o dentro de núcleos) y juegan un rol crucial en determinar la riqueza neutrónica del material bariónico.

Existen varios desafíos para esta área de estudio, algunos son: comprender el comportamiento de la materia a altas densidades, modelar en detalle los procesos de formación de núcleos para compatibilizarlos con las abundancias observadas, verificar propiedades de la física de neutrinos, identificar los escenarios donde los distintos procesos de nucleosíntesis pueden darse, entre otros.

El objetivo de este trabajo de tesis es estudiar los efectos de la incorporación de neutrinos

1. Introducción

masivos en la formación de núcleos pesados en los estadios de supernovas. En particular, nos hemos propuesto:

i) estudiar los efectos de la inclusión de neutrinos masivos sobre las condiciones físicas requeridas para que los procesos rápidos de captura neutrónica (procesos-r) puedan desarrollarse de manera exitosa en el interior de una supernova,

ii) incorporar los límites extraídos de mediciones de los parámetros de oscilación de neutrinos (masas, ángulos de mezcla, jerarquías de masas y neutrinos estériles) en el estudio de la formación de elementos pesados a través de procesos rápidos,

iii) utilizar modelos que describan el viento de deriva de neutrinos (neutrino driven-wind) como escenario sobre el cual realizar los cálculos de nucleosíntesis variando parámetros de interés de la física de neutrinos,

iv) desarrollar cálculos de secciones eficaces y de tasas de producción de especies nucleares pesadas que contemplen los procesos de oscilación entre sabores activos y estériles.

En la parte **I** de esta tesis presentamos las características básicas de los procesos de nucleosíntesis (de elementos livianos y pesados) y los patrones de abundancias que presenta el Sistema Solar para luego hacer especial hincapié en los procesos de captura rápida de neutrones y el rol del neutrinos y sus interacciones en estos procesos. También presentamos las oscilaciones de neutrinos, las medidas de los parámetros de oscilación, y la posibilidad de existencia de neutrinos de tipo estéril.

En la parte **II** presentamos el trabajo realizado y los resultados obtenidos. Los mismos se encuentran separados en tres capítulos: en el capítulo **4**, se muestran los resultados correspondientes a la nucleosíntesis de elementos livianos, mientras que en los capítulos **5** y **6**, se presentan los resultados correspondientes a los procesos rápidos de captura neutrónica. Por último, en la parte **III**, discutimos las conclusiones y posibles áreas y aspectos en las que los estudios presentados en esta tesis se pueden profundizar y complementar.

Parte de este trabajo se encuentra publicado en:

1. O. Civitarese, M. E. Mosquera, and M. M. Sáez, *Effects of active-sterile neutrino mixing during primordial nucleosynthesis*, International Journal of Modern Physics E, vol. 23, no. 12, p. 1450080, 2014.
2. M. M. Sáez, M. E. Mosquera, and O. Civitarese, *Neutrinos estériles en nucleosíntesis primordial* Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, vol. 57, pp. 52–54, Aug. 2015.
3. M. M. Sáez, O. Civitarese, and M. E. Mosquera, *Neutrino-induced reactions in core-collapse supernovae: Effects on the electron fraction*, International Journal of Modern Physics D, vol. 27, no. 12, p. 1850116, 2018.
4. M. M. Sáez, M. E. Mosquera, and O. Civitarese, *Effects of neutrino mixing upon electron fraction in core collapse supernovae* Bol. A. A. Astron.60, 11(2018) , 2018.
5. M. M. Sáez, O. Civitarese, and M. E. Mosquera, *Active-sterile neutrino mixing and its effect upon r-processes*. Enviado: International Journal of Modern Physics E, 2019.

Capítulo 2

Procesos de nucleosíntesis

Entendemos por nucleosíntesis al proceso de creación de nuevos núcleos atómicos a partir de nucleones o núcleos preexistentes. Los estudios de procesos de nucleosíntesis intentan interpretar las abundancias de las especies nucleares observadas (que se extraen de la composición de la Tierra, de meteoritos o de espectros estelares) en términos de sus propiedades nucleares y los lugares donde pueden ser sintetizadas a través de reacciones nucleares.

Al observar estrellas, nebulosas y cúmulos, notamos una gran abundancia de elementos livianos, en su mayoría hidrógeno y helio, y pocos elementos pesados. Los elementos más livianos, son producto de la nucleosíntesis que ocurrió pocos minutos después del Big Bang. Este proceso, duró unos pocos minutos, mientras permanecían las altas temperaturas en el universo. Una vez que éste se enfrió, la nucleosíntesis del Big Bang (BBN) se detuvo, de manera que sólo las reacciones más simples tuvieron lugar. Esto produjo un universo compuesto principalmente por hidrógeno (75%), helio (24%) y trazos de otros elementos como litio o deuterio.

Además, la espalación de rayos cósmicos ¹ representa otro mecanismo para la generación de núcleos livianos como helio, litio o boro, pues éstos impactan en el medio interestelar y fragmentan otras especies atómicas o generan la expulsión de nucleones del objeto impactado.

Por otro lado, la existencia de elementos más pesados, está relacionada con las reacciones nucleares que se producen en el interior de las estrellas (nucleosíntesis estelar) y en eventos de supernovas (nucleosíntesis explosiva).

Una vez formadas, las estrellas atraviesan distintas etapas evolutivas durante las cuales fusionan su hidrógeno inicial y elementos livianos en otros más pesados en sus núcleos, proceso en el cual se emite energía. Estos procesos de fusión alcanzan a crear núcleos tan pesados como el níquel y el hierro. Los elementos producidos son luego dispersados en el medio interestelar en las etapas terminales de la evolución estelar. Una de las consecuencias más importantes de la evolución estelar es la nucleosíntesis de elementos pesados, pues es ésta la que determina la evolución de la galaxia y enriquece el medio interestelar.

Por otro lado, la *nucleosíntesis explosiva*, también llamada *nucleosíntesis de supernovas*, es la responsable de la producción de elementos más pesados que el hierro. Algunos de estos elementos son creados a partir de la absorción de múltiples neutrones en un período de unos pocos segundos durante la explosión.

Cabe destacar que, en los últimos años, las colisiones de estrellas de neutrones, se han vuelto uno de los escenarios más probables en ser responsables de la formación de elementos pesados vía captura de neutrones. Cuando dos estrellas densas colapsan, una gran cantidad

¹Proceso en el cual un núcleo pesado emite nucleones tras el impacto de una partícula altamente energética. En el caso de los rayos cósmicos (por ejemplo un protón), estos pueden impactar con núcleos del medio interestelar o de la atmósfera terrestre.

2. Procesos de nucleosíntesis

de material rico en neutrones es eyectada a alta temperatura. En particular, la colaboración LIGO detectó una señal de ondas gravitacionales provenientes de una fusión de este tipo (GW170817) [1]. La contraparte electromagnética de este evento, arrojó evidencia de la presencia de elementos pesados, como por ejemplo oro y platino [2].

Sin embargo, no puede asegurarse que el sitio astrofísico donde el proceso rápido toma lugar sea único, es por ello que algunos autores sugieren que un proceso rápido más débil (responsable de la formación de núcleos con número másico $A \sim 80$ hasta $A \sim 125$) podría darse en eventos de supernova de manera complementaria [3, 4, 5, 6, 7].

En la figura 2.1 se muestran los escenarios asociados a la formación de los distintos núcleos conocidos.

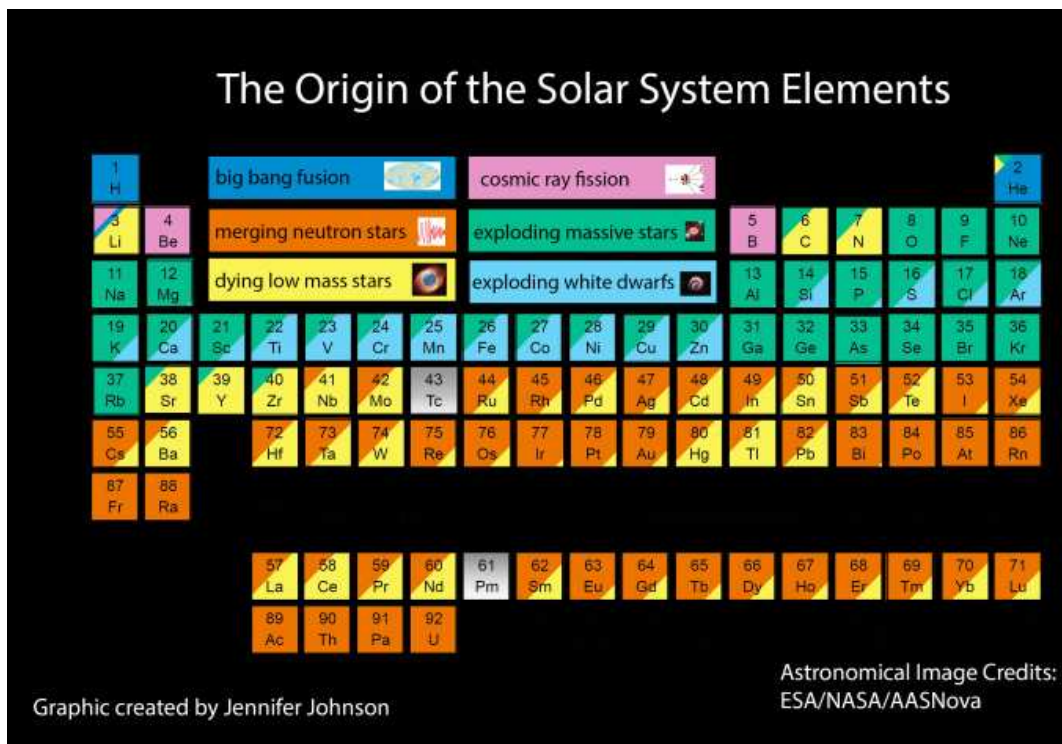


Figura 2.1. Escenarios donde se produce la formación de los distintos núcleos. Turquesa: elementos sintetizados en nucleosíntesis primordial; naranja: elementos sintetizados en fusiones de estrellas de neutrones; amarillo: elementos originados en estrellas de baja masa; lila: producidos por espalación de rayos cósmicos; verde: originados en eventos de supernova por colapso de núcleo (SN II); celeste: sintetizados en explosiones de enanas blancas (SN Ia). Fuente: <https://blog.sdss.org>

2.1. Abundancias nucleares en el sistema solar

Es comunmente aceptado que el sistema solar se formó a partir del colapso de una nebulosa gaseosa con una distribución química y energética aproximadamente uniforme. Las abundancias del sistema solar son similares a las halladas en otras estrellas, en el medio interestelar cercano al Sol y en otras galaxias. Cuando hablamos de abundancias solares, nos referiremos a las abundancias del sistema solar al momento de su formación. Estas se miden a partir de dos fuentes principales: las observaciones de la fotosfera solar y el análisis de la composición de meteoritos [8, 9, 10]. Sin embargo, no es posible hablar de una abundancia universal, pues una comparación más detallada entre las observaciones solares y las de otras

partes del universo, muestra diferencias composicionales significativas. Por ejemplo, el descubrimiento de granos pre-solares en meteoritos, ha permitido extraer información sobre el material interestelar, arrojando desviaciones respecto a los valores solares.

En la figura 2.2 se muestran dichas abundancias numéricas en función del número atómico Z , expresadas de manera que la abundancia de silicio sea 10^6 . Se observa que el mayor porcentaje de la masas está concentrada en ^1H (alrededor del 72%) y ^4He (alrededor del 27%). En la zona de $3 \leq Z \leq 5$ ($5 \leq A \leq 11$) (litio, berilio, boro) hay un mínimo pronunciado, de manera que el resto de masa se encuentra concentrada principalmente en ^{12}C y ^{16}O . En general, las abundancias solares decrecen a medida que crece el número atómico (el mismo comportamiento se observa si son graficadas en función del número másico A). En la zona de $Z \sim 21$ ($41 \leq A \leq 49$) hay otro mínimo alrededor del escandio (Sc). La curva de abundancias muestra un máximo alrededor del hierro ($Z=26$) correspondiente a valores de $50 \leq A \leq 65$, conocido como *el pico de hierro*. Luego del mismo, las abundancias continúan decreciendo aunque se destacan dos picos: uno en $50 \leq Z \leq 60$ ($110 \leq A \leq 150$) alrededor del estaño y el bario, y otro en la zona del plomo $76 \leq Z \leq 82$ correspondiente a valores de $180 \leq A \leq 210$. Además, los nucleidos muestran mayor abundancia cuando poseen A par, mientras que la curva de los nucleidos con A impar resulta menos abundante y más suave.

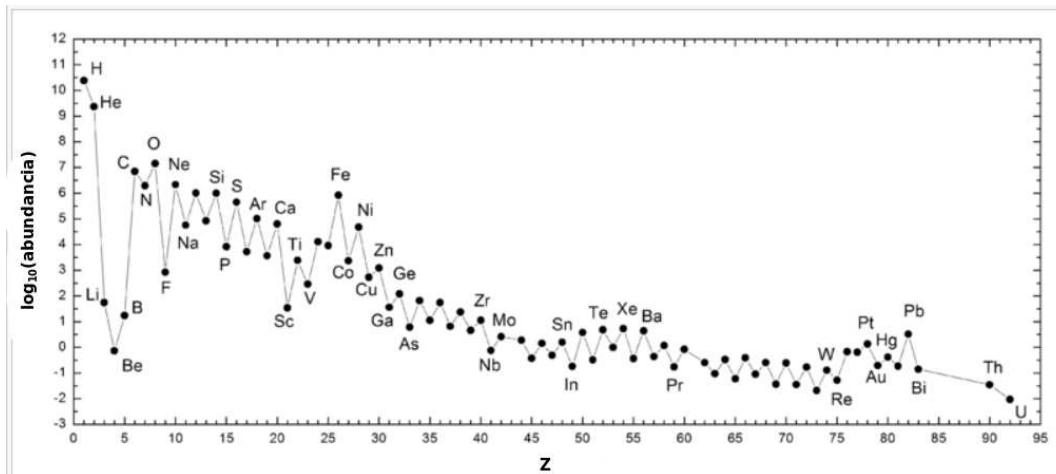


Figura 2.2. Abundancias de nucleidos en función del número atómico para el sistema solar (los valores están normalizados de manera que $N(\text{Si})=10^6$) en el presente. <http://www.astronoo.com/es/articulos/abundancia-de-los-elementos.html>.

Es razonable intentar relacionar estos patrones de las abundancias con distintos mecanismos de nucleosíntesis, pues cada proceso de nucleosíntesis tendrá características distintivas en la distribución de abundancias que genera. Por ejemplo, el ^1H , ^2H y la mayor parte del ^3He y ^4He fueron sintetizados en el Big Bang. Los más abundantes son el ^1H y ^4He y son los bloques básicos a partir de los cuales se sintetizan los elementos más complejos. Los elementos siguientes (litio, berilio y boro) muestran un mínimo pronunciado en la curva de abundancias y debido a que son rápidamente destrozados en las reacciones con protones (pues tienen secciones eficaces muy grandes), sus abundancias deben ser explicadas en escenarios que no involucren interiores estelares (como por ejemplo la nucleosíntesis del Big Bang o espalación de rayos cósmicos). En cambio, los nucleidos con $A \geq 12$ son sintetizados en interiores estelares. Los que están en la región entre ^{12}C y ^{40}Ca son sintetizados vía reacciones nucleares de partículas cargadas (sujetas a la repulsión coulombiana). Cuanta más carga tengan los núcleos, más pequeña será la probabilidad de que la reacción ocurra, es por ello que las abun-

dancias entre ^{12}C y ^{40}Ca decrecen. El máximo en el ^{56}Fe se produce dado que es una de las especies más estable energéticamente. Luego del pico del hierro, es muy poco probable que se den reacciones que involucren partículas cargadas (debido a las altas barreras coulombianas) por lo cual priman los mecanismos de captura de partículas neutras (neutrones). Como puede verse en el gráfico, para valores grandes de Z las abundancias son 10^{10} veces menores que para el hidrógeno. A su vez, la presencia de picos con distintos anchos, evidencia distintos procesos de formación para los elementos de esta zona.

2.2. Nucleosíntesis de elementos livianos

Como hemos mencionado previamente, la formación de elementos livianos $Z < 26$, se produce por dos grandes mecanismos bien distintos: la nucleosíntesis del Big Bang o *nucleosíntesis primordial*, que es el proceso de formación de elementos livianos (hidrógeno, helio, litio) que se produjo durante los tres primeros minutos del Universo y por otro lado, la *nucleosíntesis estelar* que es el conjunto de reacciones nucleares que tienen lugar en los interiores de las estrellas durante el proceso de evolución estelar anterior al colapso gravitatorio y que forma núcleos más pesados (hasta hierro). En 1920, Arthur Eddington [11] propuso que las estrellas obtenían su energía a partir de la fusión nuclear de hidrógeno en helio, lo cual rápidamente, llevó a la idea de que muchos de los elementos químicos que conocíamos debían de ser sintetizados dentro de las estrellas.

2.2.1. Nucleosíntesis del Big Bang

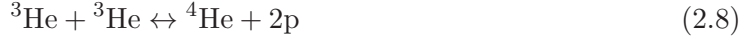
Alpher, Bethe y Gamow, en 1948, fueron los primeros en sugerir que los elementos livianos se habrían sintetizado en el universo temprano [12]. Al alcanzar temperaturas de 10^9K (energías de alrededor de 0.1MeV), se dan las condiciones para que se produzcan las reacciones nucleares que forman núcleos de átomos livianos combinando protones y neutrones que se fusionan formando deuterio, tritio y helio. También hay producción, en menor medida, de otros elementos como ^3He , ^6Li , ^7Li y ^7Be entre otros [13].

Una de las reacciones que juega un rol fundamental es:



donde con D indicamos al deuterio (un neutrón y un protón). Luego, sucesivas capturas de neutrones y protones permiten la formación de elementos más pesados mediante diversas reacciones, como por ejemplo:





donde T indica tritio (2n y 1p) y γ fotones.

Estas reacciones reversibles no continúan dado que el ${}^4\text{He}$ está fuertemente ligado, con lo cual la formación de estructuras nucleares que involucren 5 nucleones ($A=5$) no resultan energéticamente favorables. Por lo tanto, se produce la generación de elementos de número másico 6 y 7 mediante



La nucleosíntesis del Big Bang no puede producir núcleos más pesados, pues tampoco se encuentran elementos estables con $A = 8$.

La producción neta de cada elemento, depende de las tasas de las distintas reacciones involucradas. Sin embargo, es posible distinguir para cada elemento, la reacción que más contribuye a la producción del mismo. Debido a la expansión del Universo, cuando esta tasa es igual a la velocidad de expansión del Universo, la reacción se detiene, de manera que la abundancia de dicho elemento queda *congelada* (freeze-out). La primera reacción en *congelarse* es la que produce ${}^4\text{He}$, a una temperatura de $T \simeq 0.9 \times 10^9 \text{K}$. Los abundancias de elementos producidos durante la nucleosíntesis primordial se congelan en el siguiente orden: ${}^3\text{He}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^7\text{Li}$, T y ${}^6\text{Li}$ [14].

Hay observaciones astronómicas que permiten medir las abundancias primordiales de algunos elementos químicos del Universo. El éxito de BBN es una buena comprobación de la relatividad general y de la física nuclear en un régimen lejano a nuestra experiencia diaria. Esta es la época más temprana de la que tenemos evidencias observacionales [15].

2.2.2. Nucleosíntesis en estrellas de secuencia principal

El estudio de las estrellas es central para la astronomía y la astrofísica, pues son responsables de la mayor parte de la luz visible que observamos de las galaxias y de la fusión de nucleidos livianos en otros más pesados en sus interiores, generando energía que es radiada a través de sus superficies. Una de las consecuencias más importantes de la evolución estelar es la formación de elementos con $Z > 2$, pues determina la evolución química de la galaxia.

Como hemos mencionado, dividimos a los metales en dos grandes grupos: los *livianos* con $Z \lesssim 26$ y los *pesados* con $Z \gtrsim 26$. Esta separación se da en los elementos del grupo del hierro

2. Procesos de nucleosíntesis

($Z \sim 26$) dado que son los que poseen el máximo de la energía de ligadura por nucleón², como puede verse en la figura 2.3. La nucleosíntesis del primer grupo será un proceso exotérmico, mientras que la del segundo, endotérmico.

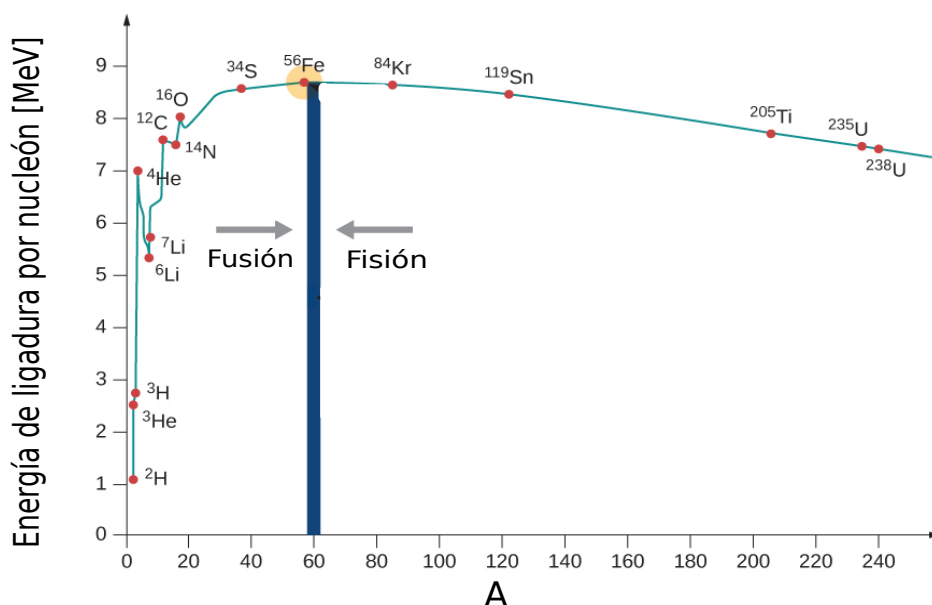


Figura 2.3. Valor absoluto de la energía de ligadura por nucleón en función del número másico A. La línea separa dos zonas donde el mecanismo de generación de energía será por fusión o fisión. Imagen original <https://cnx.org>.

Los inicios del interés y desarrollo del campo de la nucleosíntesis comienzan a principios del siglo XX, cuando en 1920 Aston descubre que la masa del átomo de helio es menor a la de cuatro de hidrógeno [16]. Es a partir de esto que Eddington [11] sugiere que el Sol debería generar energía a través de la fusión de hidrógeno en helio, aunque no se entendía cómo las reacciones de fusión podían darse con las temperaturas conocidas. Hasta que en 1928 Gamow aplica la mecánica cuántica para calcular la probabilidad de que una partícula tunelee a través de una barrera de potencial [17]. Luego, Atkinson y Houtermans usan los resultados de Gamow para explicar la generación de energía de las estrellas vía fusiones nucleares [18]. En 1936 Atkinson propone la fusión de dos protones en un deuterio ($p + p \rightarrow D + e^+ + \nu_e$) como fuente de generación de la energía estelar. Bethe y Critchfield dan un tratamiento más detallado de esta reacción y muestran que la reacción $p+p$ coincide con el orden de magnitud de la energía solar [19]. En los años siguientes, se establecieron las ideas pioneras de la astrofísica nuclear. Hoyle presentó en dos trabajos de 1946 y 1954 la teoría de la nucleosíntesis dentro del marco de la evolución estelar [20, 21]. Sin embargo, continuaba sin comprenderse cómo aparecían los saltos en especies nucleares de número másico 5 y 8 (pues no existen en la naturaleza núcleos atómicos estables con dicho A). Esto fue resuelto en 1951 cuando Salpeter sugirió que el ⁸Be podía capturar un núcleo de ⁴He para formar ¹²C (conocida como reacción triple alfa) [22]. Luego, los trabajos de Dunbar, Cook y Hoyle determinaron que este mecanismo

²La energía de ligadura se define como la energía necesaria para ensamblar (o separar) los nucleones que forman un núcleo. Puede expresarse como $B(Z, N) = (Zm_p + Nm_n - m_{nuc})c^2$ donde m_p y m_n son la masa del protón y neutrón y m_{nuc} la masa del núcleo, que es menor a la suma de las masas de los nucleones que lo componen.

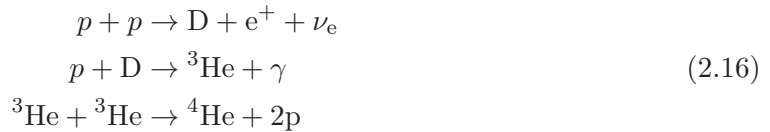
era el responsable de dicho salto [23, 24, 25].

Las reacciones nucleares en las estrellas producen la presión interna necesaria para evitar el colapso gravitatorio de las mismas. Todas las estrellas mantienen su equilibrio hidrostático balanceando presión interna y fuerza gravitatoria. Como hemos mencionado, las reacciones con menor barrera coulombiana serán las primeras en producirse y son las que producen el mayor aporte energético. En la mayoría de las estrellas, la composición química inicial es dominada por hidrógeno y helio, los procesos más simples posibles son $p + p \rightarrow {}^2\text{He}$, $p + {}^4\text{He} \rightarrow {}^5\text{Li}$ o ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^8\text{Be}$, pero dado que estos núcleos producto son inestables, estas reacciones no son eficientes (pues decaen hacia los mismos nucleidos originales). Es por ello, que las reacciones que finalmente operan, son un poco más complejas.

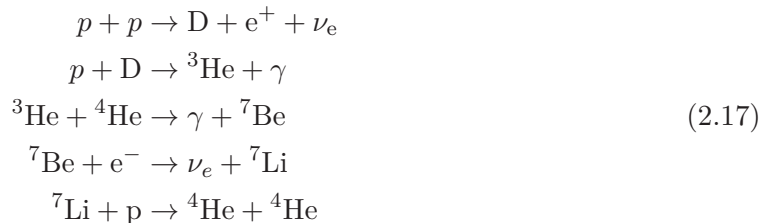
Las reacciones nucleares irán cambiando la composición del gas estelar y cuando los núcleos más livianos hayan sido consumidos, la estrella se contraerá debido a la gravedad y aumentará su temperatura hasta que núcleos más pesados (con la siguiente barrera coulombiana) que antes estaban inactivos, comiencen a fusionarse. La nueva energía nuclear generada en esta nueva etapa de quema volverá a estabilizar la estrella. Dependiendo de su masa, la estrella experimentará diversas etapas de quema (de H, de He, de C, de Ne, de O y de Si). Cuando una nueva reacción es encendida, la etapa anterior continúa en una capa en los alrededores del núcleo estelar. Las diferentes etapas de quemado, tienen entonces una profunda influencia en la estructura y evolución de la estrella. La quema de hidrógeno es la fuente más grande de liberación de energía de la estrella, es por ello que también será la más duradera, pues se quemará de forma más lenta que los demás combustibles (lo suficiente para balancear presión y gravedad). El hidrógeno es el isótopo más abundante en el universo, la fusión de cuatro hidrógenos en un helio es llamada *quema de hidrógeno* y tiene un Q-value ³ de 26.731MeV.

Dado que la probabilidad de que cuatro protones interactúen simultáneamente es muy baja, es más común que ocurran interacciones que involucren dos partículas en el canal de entrada. Los dos mecanismos principales a través de los cuales el hidrógeno se convierte en helio son el *ciclo protón protón* (ciclo p-p) y el *ciclo carbono-nitrógeno-oxígeno* (ciclo CNO). Las posibles tres cadenas del ciclo protón-protón comienzan con la fusión de dos protones en un deuterio liberando un positrón y un neutrino (pues uno de los protones experimenta el decaimiento $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$). Las tres cadenas son:

Cadena P-P 1

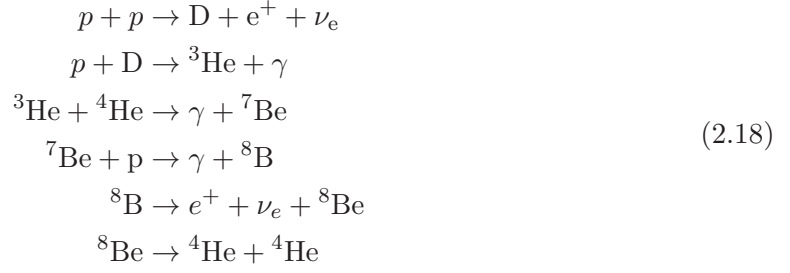


Cadena P-P 2



Cadena P-P 3

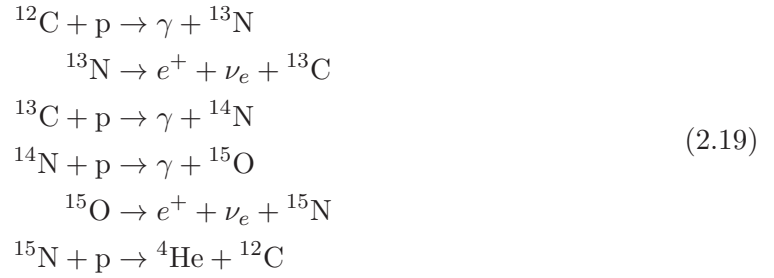
³El Q-value de una reacción es la cantidad de energía emitida o absorbida por dicha reacción. Se calcula a partir de la diferencia de las masas de los productos iniciales y finales $Q = (m_i - m_f)c^2$. El signo de Q determina si el proceso será exotérmico ($Q > 0$) o endotérmico ($Q < 0$).



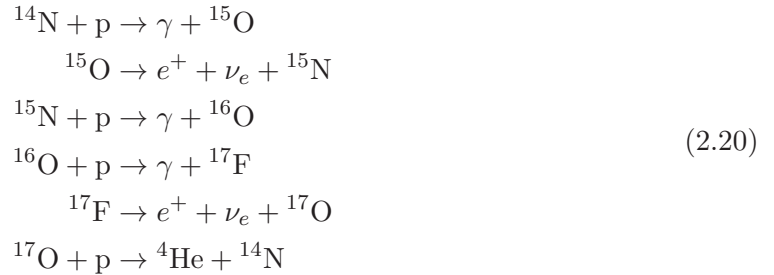
Las tres cadenas comparten las dos primeras reacciones. Todas comienzan con hidrógeno y generan núcleos de ${}^4\text{He}$.

El otro ciclo importante es el CNO, propuesto por Hans Bethe en 1938 y es el que opera en estrellas más masivas [26]. Si las estrellas contienen algunos nucleidos más pesados (del rango de masas del carbono, nitrógeno y oxígeno), estos pueden participar en las reacciones de quema de hidrógeno. Al igual que el ciclo p-p, el ciclo CNO produce He a partir de H, siendo el resultado neto: $4\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$. En cada ciclo, los núcleos de C, N, O y F actúan como catalizadores, dado que se regeneran en el proceso. A continuación se muestran las reacciones de este ciclo:

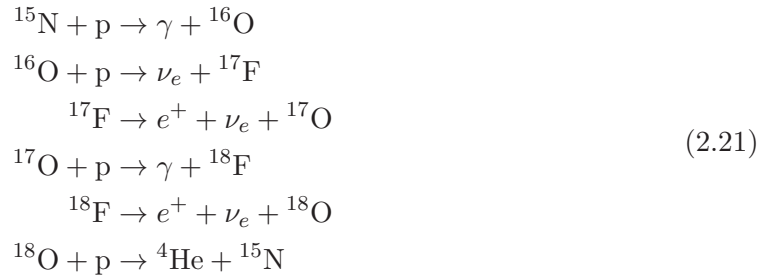
Cadena CNO 1



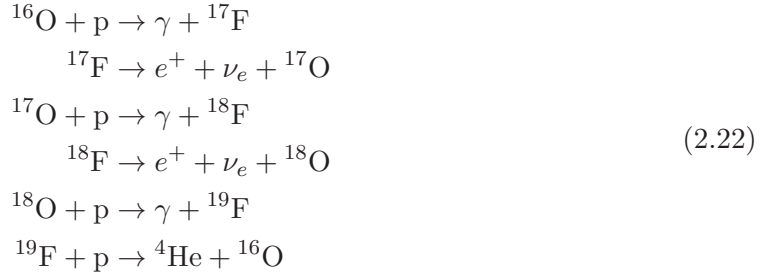
Cadena CNO 2



Cadena CNO 3



Cadena CNO 4



Los distintos ciclos existen dado que para las reacciones inducidas por protones que involucran ${}^{15}\text{N}$, ${}^{17}\text{O}$, ${}^{18}\text{O}$ y ${}^{19}\text{F}$ son permitidos dos canales: $p + N_1 \rightarrow \gamma + N_2$ y $p + N_1 \rightarrow {}^4\text{He} + N_2$ (siendo N_1 y N_2 dos núcleos atómicos), mientras que las que involucran ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ y ${}^{16}\text{O}$ sólo proceden vía el canal $p + N_1 \rightarrow \gamma + N_2$.

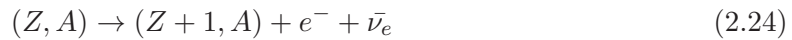
2.3. Nucleosíntesis de elementos pesados

El proceso de formación de núcleos pesados es un proceso endotérmico y debido a las altas barreras coulombianas, las únicas partículas capaces de producir reacciones nucleares eficientemente son los neutrones, de modo que la mayor parte de los elementos pesados se sintetizan en reacciones de captura de neutrones, seguidas, tal vez, de desintegraciones β .

Cuando un núcleo captura un neutrón se convierte en un isótopo del mismo elemento con una unidad más de masa:



mientras que si se produce una desintegración β , cambia el elemento:



Los procesos de captura neutrónica suelen dividirse en dos grupos: los procesos-s y los procesos-r⁴. Los primeros, comprenden aquellos en que las capturas se producen a un ritmo muy lento dando lugar a que se generen desintegraciones β entre los distintos procesos de captura. Los segundos, constan de aquellos procesos en donde las capturas se producen con mucha rapidez, de forma que se sintetizan elementos ricos en neutrones sin que intervengan desintegraciones β entre captura y captura. Es decir, en el caso del proceso-s, la escala temporal en la cual se produce la captura de un neutrón τ_n (que es inversamente proporcional a la velocidad de la reacción), resulta mayor que la escala correspondiente al decaimiento β τ_β . Mientras que para el proceso-r $\tau_\beta > \tau_n$. La combinación de ambos procesos (y en menor medida el de los procesos de captura de protones), proveen una simple explicación a los patrones que muestran las abundancias solares de núcleos pesados. En la figura 2.4a se muestran las abundancias para nucleidos del sistema solar en función de A. Resulta interesante destacar los picos estrechos que se observan en los valores de $A \sim 84, 138$ y 208 , correspondientes al germanio, bario y plomo, pues, como puede verse en la figura 2.4b (donde se muestran las abundancias en función del número de neutrones) estos picos corresponden a los números mágicos $N=50, 82$ y 126 . En la figura 2.4a se observa la presencia de picos más anchos, que se producen alrededor de 10 unidades de masa por debajo de cada uno de los picos finos, por ejemplo en el xenón o platino (veremos que los picos más estrechos están relacionados al proceso-s mientras que los más anchos al r).

⁴Las letras s y r provienen de las expresiones en inglés 'slow' y 'rapid'

2. Procesos de nucleosíntesis

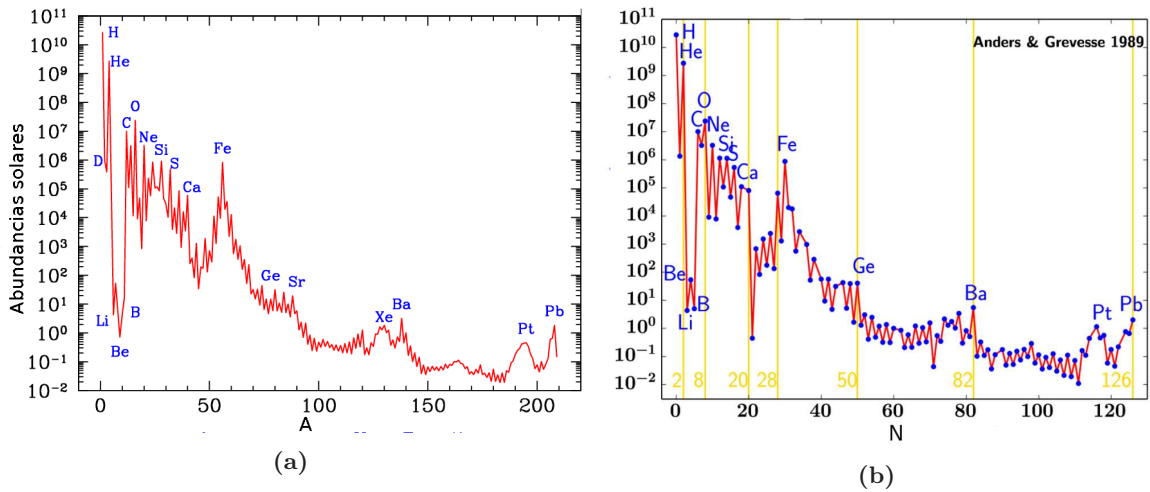


Figura 2.4. Abundancias del sistema solar (los datos están normalizados de manera que la abundancia del silicio sea $N(Si) = 10^6$) en función del número másico 2.4a y del número de neutrones 2.4b. En líneas verticales se marcan algunos números mágicos. [27]

Para determinar las abundancias de los procesos rápidos primero se calculan las abundancias del proceso-s analítica o numéricamente, y luego, son restadas de las observadas en el sistema solar, esto es: $N_r(A, Z) = N_{sist.solar}(A, Z) - N_s(A, Z)$. En la figura 2.5 se observa que las abundancias atribuidas al proceso-r son más suaves que las correspondientes al proceso-s y que poseen dos picos llamativos en $A = 130$ y $A = 195$ (diez unidades de A por debajo de los picos del proceso-s). La existencia de estos picos del proceso-r sumado a la presencia de radioisótopos con $A \geq 230$ como el torio y el uranio (que no pueden ser formados via proceso-s) proveen una fuerte evidencia sobre la existencia de otro proceso de producción para los núcleos pesados observados.

En particular, centraremos nuestro interés en los procesos rápidos de captura de neutrones. Como hemos mencionado, estos procesos se relacionan con ambientes astrofísicos explosivos y es responsable de la formación de un gran porcentaje de núcleos pesados ricos en neutrones y alejados del valle de estabilidad. Para que el proceso-r tenga lugar, es necesario contar con una poderosa corriente de neutrones que se hallen a gran temperatura. Debido al alto flujo neutrónico, la velocidad de formación isotópica es mayor que la de la desintegración β posterior, por lo que los elementos creados por esta vía se ubican hacia arriba y a la derecha en el diagrama N - Z , ocupando la región que se encuentra por debajo de la línea de estabilidad del diagrama mostrado en la figura 2.6.

El proceso-r implica una captura múltiple de neutrones, que produce un núcleo inestable que rápidamente decae mediante una serie de desintegraciones beta hasta llegar a un isótopo estable. Este proceso es relevante en la nucleosíntesis estelar y eventos de supernovas debido a la gran cantidad de neutrones libres presentes.

Los patrones de abundancias de elementos en las regiones cercanas al pico en $A = 130$ y en la zona de los actínidos, son consistentes con el proceso rápido de captura neutrónica [27]. Los datos astrofísicos apuntan a que la formación de estos tipos de núcleos deberían relacionarse con fenómenos que ocurren desde tiempos tempranos en el Universo, y que siguen ocurriendo con frecuencia relativamente alta [29]. Algunos candidatos son las estrellas de neutrones, magnetares, fusiones de estrellas de neutrones, fusiones de agujeros negros de estrellas de neutrones y eventos de supernova por colapso nuclear.

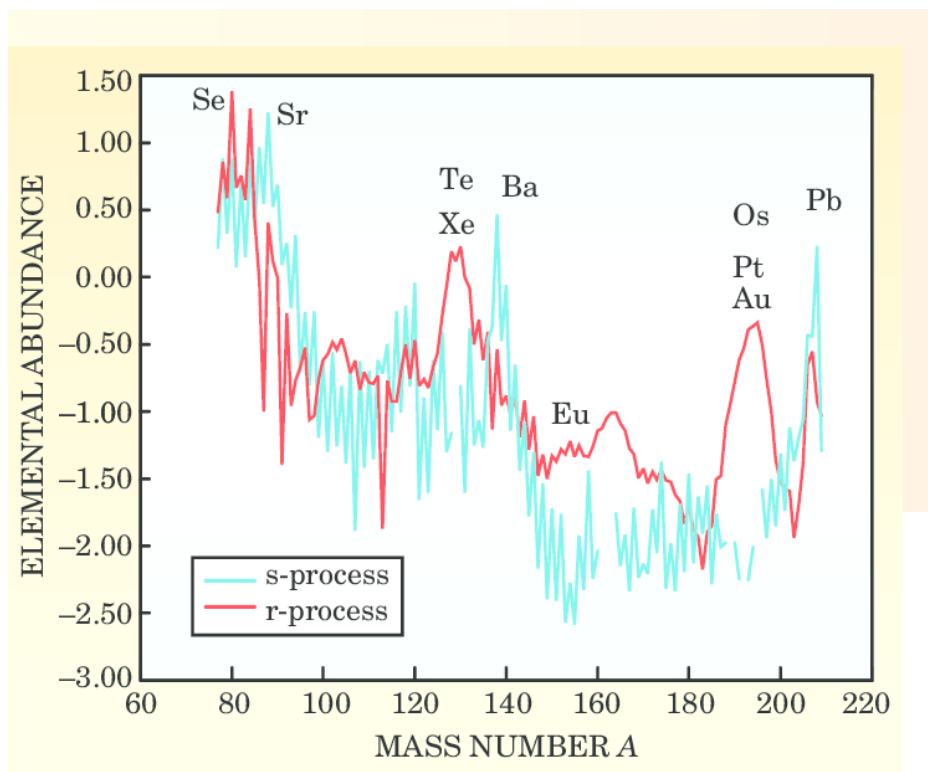
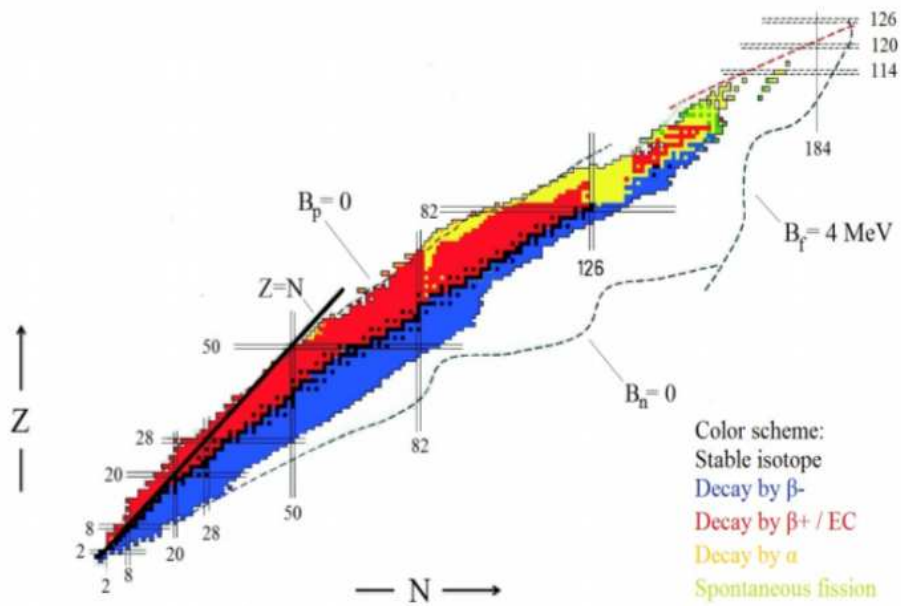


Figura 2.5. Logaritmo de las abundancias del sistema solar relativas al hidrógeno ($A_{N_i} = 12 + \log(N_i/N_H)$) para la zona de nucleidos con $A \geq 60$, separando las abundancias producidas por el proceso-s y el proceso-r [28].

2.3.1. El proceso rápido de captura neutrónica

Los requerimientos físicos y astrofísicos que permiten la formación de núcleos ricos en neutrones a partir del material pre-existente (como un gran flujo de neutrones y altas temperaturas), bastan para determinar cualitativamente las cadenas de reacciones permitidas, y la física nuclear asociada al proceso-r.

Esquemáticamente (ver figura 2.7), podemos decir que durante la transformación de una especie nuclear (semilla) en un núcleo más pesado a través de reacciones de captura de neutrones, la velocidad con que se producen las fotodesintegraciones va aumentando junto con el incremento del número de neutrones. Cuando se establece el equilibrio entre capturas de neutrones y fotodesintegraciones, el flujo nuclear comienza a experimentar decaimientos β , de manera que se alcanzan especies nucleares con mayores valores de Z . Luego, el ciclo se reinicia hasta que el equilibrio se alcanza nuevamente. A medida que disminuye la cantidad de neutrones libres, el equilibrio resulta más difícil de ser alcanzado. Los decaimientos β juegan un rol importante ya que los núcleos decaen acercándose a la línea de estabilidad. Como ya hemos mencionado, en este proceso, las capturas se realizan de forma muy rápida, con lo cual, los núcleos siguen una línea prácticamente horizontal en el diagrama (N,Z) hasta llegar a nucleidos con número mágico pero deficientes en protones. Éstos, tienen una sección eficaz de absorción de neutrones muy pequeña, con lo cual allí dominan las desintegraciones β , el nucleido permanece allí un tiempo relativamente largo, y es por ello que estos puntos del diagrama se conocen como *puntos de detención o de espera*. Luego de decaer a lo largo de una línea de masa A constante, el núcleo comienza a absorber rápidamente neutrones y vuelve a la línea de N mágico. Esto ocurre hasta que la velocidad de desintegración β y la velocidad



<http://cds.cern.ch>

Figura 2.6. Nucleosíntesis y sus tipos de decaimientos. En colores se muestran los nucleosíntesis inestables, mientras que los cuadrados negros representan los nucleosíntesis estables. La línea negra continua representa los nucleosíntesis que tienen igual número de neutrones y protones. Puede verse que los elementos que poseen más de 20 protones en su núcleo, tienen más neutrones que protones o son inestables. En líneas punteadas también pueden verse las líneas de deriva para neutrones y protones (neutron and proton drip lines) así como las barreras de fisión. Fuente: <http://cds.cern.ch>

S

de captura de un neutrón por un núcleo sean iguales (cerca del valle de estabilidad), y allí comienza nuevamente un camino horizontal. Como resultado, habrá un exceso de abundancias para los núcleos con A correspondiente a los puntos de detención, lo cual se verá reflejado en los picos que presenta la distribución de abundancias.

Los picos de máxima abundancia en el proceso-r reflejan entonces, propiedades nucleares de sus progenitores radiactivos de la zona rica en neutrones alejada del valle de estabilidad. Mientras que los picos del proceso-s, en cambio, están relacionados con los mínimos de las secciones eficaces de captura de neutrones. Dado que el camino del proceso-s se mueve más cerca del valle de estabilidad, este encuentra los números mágicos en valores más altos de Z. Es por ello, que los picos del proceso-s se encuentran desplazados hacia números de A más grandes que los del del proceso-r.

De toda la variedad de estudios disponibles sobre el proceso-r, resulta razonable concluir que, definitivamente, se necesita una gran cantidad de datos astrofísicos (relacionados con el

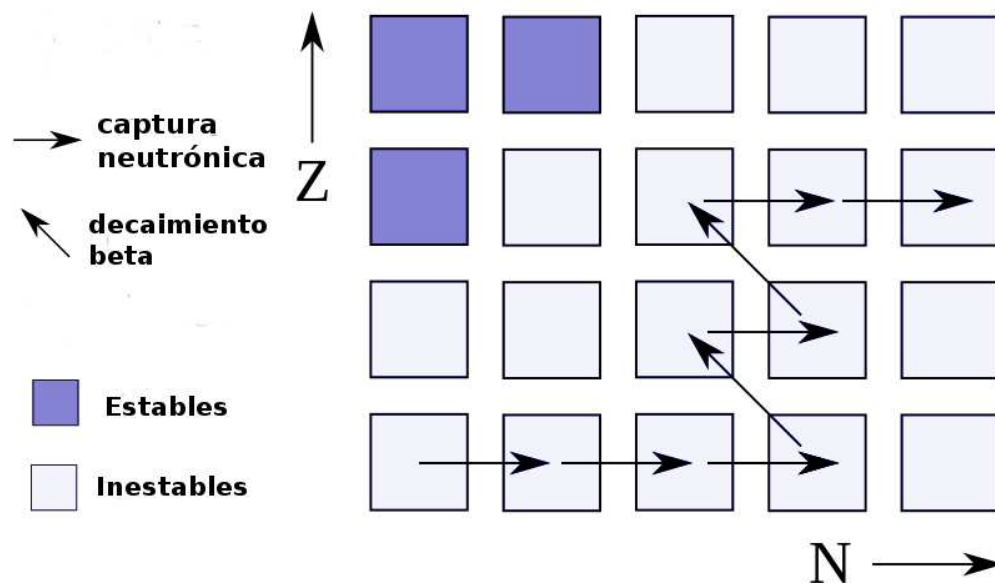


Figura 2.7. El recorrido del proceso-r a lo largo de un diagrama N-Z. Las líneas horizontales indican el desplazamiento de un núcleo en el diagrama cuando se produce una captura de un neutrón, mientras que las diagonales indican los decaimientos β . Además, los colores indican si el núcleo es estable (violeta) o inestable (blanco).

escenario donde el proceso-r tiene lugar) y datos nucleares para poder predecir los resultados de la nucleosíntesis del proceso-r. Estos incluyen datos estáticos (como las masas, distribuciones de materia, distribuciones de carga, información sobre los efectos de apareamiento entre nucleones, entre otros) de cientos de nucleidos, sus características de decaimientos o fisiones (decaimientos β , decaimientos alfa, emisiones β de neutrones retardadas, fisiones espontáneas o inducidas, entre otros), e información sobre su reactividad (capturas de neutrones, capturas de protones o partículas alfa, foto-reacciones, entre otros).

La evolución de la abundancia de un núcleo con Z y A ($N(Z,A)$) formado por el proceso-r

se obtiene resolviendo la siguiente ecuación diferencial [30]:

$$\begin{aligned}
 \frac{dN(Z, A)}{dt} = & N(Z, A - 1)\lambda_{n\gamma}^{Z, A-1} + N(Z, A + 1)\lambda_{\gamma n}^{Z, A+1} \\
 & + N(Z - 1, A)\lambda_{\beta 0}^{Z-1, A} + \sum_k N(Z - 1, A + k)\lambda_{\beta kn}^{Z-1, A+k} \\
 & + N(Z + 2, A + 4)\lambda_{\alpha}^{Z+2, A+4} - N(Z, A)[\lambda_{n\gamma}^{Z, A} + \lambda_{\gamma n}^{Z, A} + \lambda_{\beta}^{Z, A}] \\
 & - N(Z, A)[\lambda_f^{Z, A} + \lambda_{nf}^{Z, A} + \lambda_{\alpha}^{Z, A}] \\
 & + \sum_f q_{Z_f, A_f}(Z, A)\lambda_f^{Z_f, A_f} N(Z_f, A_f) \\
 & + \sum_f q_{Z_f, A_f}^{\beta}(Z, A)\lambda_{\beta f}^{Z_f-1, A_f} N(Z_f - 1, A_f) \\
 & + \sum_f q_{Z_f, A_f}^n(Z, A)\lambda_{nf}^{Z_f, A_f-1} N(Z_f, A_f - 1)
 \end{aligned} \tag{2.25}$$

donde $\lambda_{n\gamma}^{Z, A}$ es la velocidad (rate) de las capturas neutrónicas, $\lambda_{\gamma n}^{Z, A}$ es la velocidad de las fotodesintegraciones, $\lambda_{\beta 0}^{Z, A}$ es la velocidad del decaimiento beta, $\lambda_{\beta kn}^{Z, A}$ son las velocidades de los decaimientos beta, seguidos de la emisión de k neutrones, $\lambda_{\alpha}^{Z, A}$ es la velocidad de decaimiento α . Los últimos tres términos representan la retroalimentación que genera la fisión (pues los nucleidos con alto A tendrán alta probabilidad de fisionarse en fragmentos de cargas más pequeñas, emitiendo eventualmente algunos neutrones) que comienza a ser considerable para $Z \geq 80$, $\lambda_{\beta f}^{Z, A}$ es la velocidad de las fisiones beta retardadas, $\lambda_f^{Z, A}$ y $\lambda_{nf}^{Z, A}$ son las velocidades de las fisiones espontáneas y las inducidas por neutrones, q_{Z_f, A_f} representa la probabilidad de que un núcleo (Z_f, A_f) experimente una fisión para producir un fragmento con (Z, A) y $\lambda_{\beta}^{Z, A}$ es la velocidad total del decaimiento β $\lambda_{\beta}^{Z, A} = \lambda_{\beta 0}^{Z, A} + \sum_k \lambda_{\beta kn}^{Z, A} + \lambda_{\beta f}^{Z, A}$.

En general, para los casos que nos interesa considerar, deberemos tener en cuenta no sólo la evolución de un nucleido aislado, sino de muchas especies en simultáneo. Para cada nucleido, habrá una ecuación como la 2.25, de manera que tendremos un sistema de ecuaciones diferenciales acopladas y a estas las llamamos una *red de reacciones nucleares*.

Muchas veces, las soluciones de la red de reacciones nucleares revelan propiedades que mejoran el entendimiento de los resultados. Por ejemplo, la propiedad de flujo estacionario (steady flow en inglés) y la de equilibrio estadístico. La primera, existe si en alguna parte de la red de reacciones las derivadas temporales de las abundancias son nulas o cercanas a cero $\frac{dN(Z, A)}{dt} \sim 0$. Esto implica que la suma de los términos de destrucción (negativos) se ve balanceada con los de creación (positivos). La segunda, se da cuando las abundancias de un grupo de núcleos se ven balanceadas localmente a causa de que las reacciones y sus inversas tienen iguales velocidades.

En el caso de las cadenas del proceso-r, cuando la temperatura y la densidad son muy altas ($n_n > 10^{20} \text{cm}^{-3}$ y $T = 2 \times 10^9 \text{K}$ o $n > 10^{28} \text{cm}^{-3}$ y $T = 10^9 \text{K}$) [31] y las fotodesintegraciones ocurren más rápido que los decaimientos β , se establece un equilibrio estadístico entre las reacciones (n, γ) y (γ, n) , de manera que las concentraciones satisfacen la ley de Saha. De esta forma $N(Z, A)$ y $N(Z, A + 1)$ satisfacen:

$$\frac{N(Z, A + 1)}{N(Z, A)} = n_n \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_{\mu}kT} \right)^{3/2} \left(\frac{A + 1}{A} \right)^{3/2} \frac{G(Z, A + 1)}{2G(Z, A)} \exp \frac{S_n(Z, A + 1)}{kT} \tag{2.26}$$

donde n_n es la densidad de neutrones, T es la temperatura, \hbar es la constante de Plank, k es la constante de Boltzmann, m_{μ} es la unidad de masa atómica, $G(Z, A)$ es la función de

partición y S_n es la energía de separación del neutrón. De aquí puede verse que el cociente de abundancias depende principalmente de la energía de separación del neutrón. En el caso de que este equilibrio sea alcanzado, el sistema de ecuaciones se reduce considerablemente.

2.3.2. Escenarios astrofísicos donde puede tener lugar el proceso de captura rápida de neutrones

Los datos de abundancias en estrellas pobres en metales [32] y de radioisótopos en meteoritos [33] apuntan a que las abundancias típicas del proceso-r provienen de distintos escenarios astrofísicos que se complementan.

Los sitios ideales donde puede producirse el proceso-r son ambientes explosivos y ricos en neutrones. De todos los posibles escenarios discutidos en la literatura los preferenciales son los que involucran fusiones de estrellas de neutrones o eventos de colapso nuclear como las supernovas tipo II (SNII) o los colpasares (eventos de colapso nuclear acompañados de altos campos magnéticos y velocidades de rotación) [6].

La descompresión de estrellas de neutrones [34, 35] o la fusión de una estrella de neutrones con otro objeto compacto [36, 37] resultan también escenarios interesantes, pues simulaciones hidrodinámicas muestran que en estos eventos pueden ser eyectadas grandes cantidades de materia enriquecida por el proceso-r [38, 39]. No obstante, Qian [40] concluye que la masa generada en estos últimos escenarios es muy grande y la velocidad del evento muy lenta, con lo cual, son preferibles los escenarios de supernova. Es por ello que uno de los sitios más aceptados corresponde al viento de deriva de neutrinos generado en supernovas por colapso de núcleo (tipo II) [41, 42, 43]. Este es un viento impulsado por neutrinos que se genera en las proto-estrellas de neutrones. Casi ningún evento astrofísico es tan complejo y fascinante como la muerte de estrellas de gran masa por colapso gravitacional y su subsecuente explosión como SN.

Luego de la confirmación de la fusión de estrellas de neutrones como un escenario de producción del proceso-r a partir de las observaciones de LIGO (GW170817) [1, 2] aún continúan los esfuerzos por determinar si solo estos escenarios son capaces de explicar las observaciones de abundancias de elementos pesados o si bien, se deben introducir componentes adicionales más débiles provenientes de otros escenarios, como por ejemplo las supernovas por colapso de núcleo [6, 3, 44]. Estas últimas son quienes estudiaremos en este trabajo de tesis, centrándonos en el estudio del viento de deriva de neutrinos generado en dichos eventos, pues resulta un escenario probable para la formación de elementos pesados a través de procesos rápidos de capturas de neutrones.

Aún no se conoce con exactitud cómo se da el proceso-r en las supernovas por colapso de núcleo. Queda un gran trabajo por hacer para lograr un mejor entendimiento de la física involucrada. A tal fin, se hace necesario realizar un esfuerzo conjunto entre las distintas ramas y grupos de investigación para identificar y cuantificar todos los procesos físicos que pueden influir sobre el proceso-r. En particular, en esta tesis, nos centraremos en el rol de la física de neutrinos, y cómo la consideración de sus oscilaciones, sus masas y la posible existencia de un sabor estéril, pueden impactar sobre las abundancias y el rendimiento del proceso-r.

Las supernovas por colapso de núcleo pueden explicarse, a grandes rasgos, si se conoce el comportamiento de la materia a grandes densidades y los diversos procesos que contribuyen a la explosión. El escenario queda determinado por el estudio de un plasma relativista en un fuerte campo gravitacional, las interacciones débiles gobernarán la energía y la pérdida de número leptónico a través del transporte de neutrinos desde regiones de alta opacidad hacia otras donde pueden viajar libremente. Por su parte, las interacciones fuertes y electromagnéticas determinan las propiedades termodinámicas, mientras que las interacciones nucleares y débiles, cambian la composición del gas.

2. Procesos de nucleosíntesis

Las estrellas de gran masa ($M > 8M_{\odot}$) evolucionan en escalas de tiempo de millones de años. Su núcleo aumenta su temperatura sin degenerarse, permitiendo la quema de elementos como H, He, C, O, Ne y Si (luego del silicio, las reacciones se vuelven endotérmicas). Por lo tanto, al finalizar esta etapa de quema hidrodinámica, la estrella presenta una estructura de tipo *cáscaras de cebolla*, donde cada capa, contiene el material de distintas etapas de quema. La formación de esta estructura corresponde a un ciclo que puede resumirse en 4 pasos:

1. se produce la quema de material nuclear
2. se agota el combustible
3. el núcleo se contrae
4. el núcleo se calienta, y el ciclo vuelve a empezar.

Además, por procesos convectivos, el nuevo material se distribuye homogéneamente en núcleos cada vez más pequeños. El hierro es la última etapa de fusión nuclear en equilibrio hidrodinámico, y a partir de allí, la síntesis de elementos más pesados, a partir de otros más livianos, no produce energía.

A causa de la quema en capa de silicio, el núcleo de hierro crece y alcanza una masa del orden de la masa de Chandraseckar⁵ [45]. Se degenera el material, con lo cual la contracción y el aumento de temperatura ya no están asociados. Los procesos nucleares se vuelven cada vez más energéticos por unidad de partícula y cuesta más mantener a la estrella. Comienza la etapa conocida como de Pre-supernova, donde se tienen aproximadamente una temperatura del orden de 10^{10}K y una densidad de $\rho \sim 10^{10}\text{gr/cm}^3$. Al tener a la estrella sostenida por la presión de un gas de electrones degenerados, esta no es capaz de soportar masas mayores a la de Chandraseckar, pues es un objeto similar a una enana blanca, pero con presión no nula en su superficie, a causa de las capas externas.

Además, en estos objetos las interacciones coulombianas no pueden ser despreciadas (dado que $Z = 26$) y por la teoría de Wigner-Seitz, sabemos que éstas generan una contribución negativa en la presión [46]. Esto favorece el colapso, pues al disminuir la presión, disminuye la masa crítica que la estrella es capaz de soportar. La presión de los electrones degenerados ya no puede estabilizar el núcleo y este colapsa. En la figura 2.8A se muestra el inicio del colapso ($t=0$ s) y de la caída dinámica, sensibles a la entropía por barión (s_b) y al número de leptones por barión (Y_e). Estas dos cantidades son determinadas por las interacciones débiles, la captura de electrones y los decaimientos beta (ver capítulo 5).

El colapso es, además, acelerado por dos mecanismos:

1. La fotodesintegración del Fe: ${}^{56}\text{Fe} + \gamma \leftrightarrow 13{}^4\text{He} + 4\text{n}$.

Esta reacción es endotérmica, con lo cual absorbe energía y ayuda al colapso, generando además, que el núcleo se pueble de neutrones y protones.

2. Captura electrónica: $(A, Z) + e^- \rightarrow (A, Z - 1) + \nu_e$.

A altas densidades, los electrones se combinan con protones de los núcleos. Al ser estos absorbidos, disminuye el número de electrones que generaban la presión, lo cual contribuye al colapso.

Las interacciones de neutrinos más importantes durante el colapso son: choques elásticos de neutrinos sobre núcleos $N + \nu_e \rightarrow N + \nu_e$ (donde N es algún núcleo), scattering entre

⁵ $\left(M_{Ch} = \frac{5.75M_{\odot}}{\mu_e^2}\right)$, donde M_{\odot} es la masa solar y μ_e el peso molecular por electrón

electrones y neutrinos $e^- + \nu_e \rightarrow \nu_e + e^-$, decaimientos beta inversos $p + \nu_e \rightarrow e^+ + n$ y scattering inelástico sobre núcleos $N + \nu_e \rightarrow \nu_e + N$ [47].

La densidad comienza a aumentar, a densidades del orden de $\rho \sim 10^{11} \text{gr/cm}^3$ se produce la llamada fase de deriva de neutrones (neutron drip), donde los neutrones se encuentran libres en el espacio intersticial. Cuando la densidad alcanza valores del orden de 10^{12}gr/cm^3 ($t \sim 0.1s$) se produce un cambio importante en la física pues los neutrones liberados se degeneran y además, los neutrinos quedan atrapados en el núcleo, fenómeno conocido como *atrapamiento de neutrinos* (debido a las dispersiones coherentes con núcleos) pues su tiempo de difusión es mayor que el tiempo de colapso [48] (ver figura 2.8B). Dentro de esa región donde han sido atrapados los neutrinos, comúnmente llamada *neutrinosfera*, los neutrinos se encuentran acoplados con la materia y en equilibrio térmico. En cambio, por fuera, escapan libremente con una energía promedio determinada por el radio de la neutrinosfera R_ν . La posición de la neutrinosfera dependerá del tipo y sabor de neutrino así como de su energía.

Luego del atrapamiento de neutrinos ($t \sim 0.11s$), se alcanzan densidades del orden de 10^{14}gr/cm^3 . A esta altura se alcanza la densidad de saturación nuclear, lo cual detiene la implosión, posibilitando que las interacciones comiencen a ser repulsivas, y es la razón física de la inversión del mecanismo implosivo a uno explosivo. El material nuclear tiene mucha menos compresibilidad, de manera que el núcleo homólogo desacelera su contracción y se produce un rebote a causa del aumento de la presión y el choque de las capas exteriores que siguen colapsando con el núcleo interior. Esto genera una onda de choque que barre la estrella hacia el exterior, desde el núcleo homólogo hacia el núcleo de hierro que lo rodea. Si la velocidad de los neutrinos es mayor que la de la onda, estos se anticipan, y pueden brindar información de gran valor para comprender la estructura interna de la estrella. La onda de choque va perdiendo energía a medida que va disociando núcleos del pico de hierro en nucleones libres. Cuando la onda de choque alcanza la neutrinosfera, se remueve energía del choque al capturarse electrones sobre protones libres, lo que además genera una ráfaga de neutrinos electrónicos generados por esta reacción. El rebote y la formación de la onda de choque, así como su posterior estancamiento se encuentran representados esquemáticamente en las partes C y D de la figura 2.8.

Los neutrinos son importantes para estudiar la energía involucrada en los colapsos nucleares en las SN. Sólo alrededor del 1% de la energía de ligadura gravitacional liberada en el proceso de formación del objeto compacto termina como energía cinética del material, mientras que el restante 99% es emitido en neutrinos, de esta manera, los neutrinos que emergen de la proto-estrella de neutrones podrían reactivar el shock. En el núcleo a alta temperatura y densidad, son producidos neutrinos de todos los sabores, mayormente por aniquilación de pares $e^+ + e^- \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$ o $\nu_e + \bar{\nu}_e \rightarrow \nu_{\tau,\mu} + \bar{\nu}_{\tau,\mu}$ o por bremsstrahlung de nucleones $N + N \rightarrow N + N + \nu_{\tau,\mu} + \bar{\nu}_{\tau,\mu}$ [49].

A medida que los neutrinos viajan hacia afuera del núcleo, las luminosidades (L) y energías medias ($\langle E \rangle$) de cada sabor van evolucionando con el tiempo. A causa de que los neutrinos muónicos y tau tienen opacidades menores que el electrónico (por las interacciones de corrientes cargadas), ν_μ y ν_τ se desacoplan a menores radios (es decir, a mayor temperatura y densidad) con lo cual emergen con mayor energía media de la proto estrella de neutrones. Además como en las capas más externas hay menor cantidad de protones que neutrones, la interacción de corriente cargada $n + \nu_e \rightarrow p + e^-$ ocurre con mayor frecuencia que $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$, por lo tanto los ν_e tendrán mayor opacidad que los $\bar{\nu}_e$ de forma que se desacoplan a radios mayores con energías promedios menores.

La materia entre el frente del choque (que se va frenando) y la neutrinosfera está compuesta principalmente por neutrones y protones libres. El radio de ganancia R_g divide a la región en dos partes: la primera, cerca de la neutrinosfera, donde dominan las reacciones

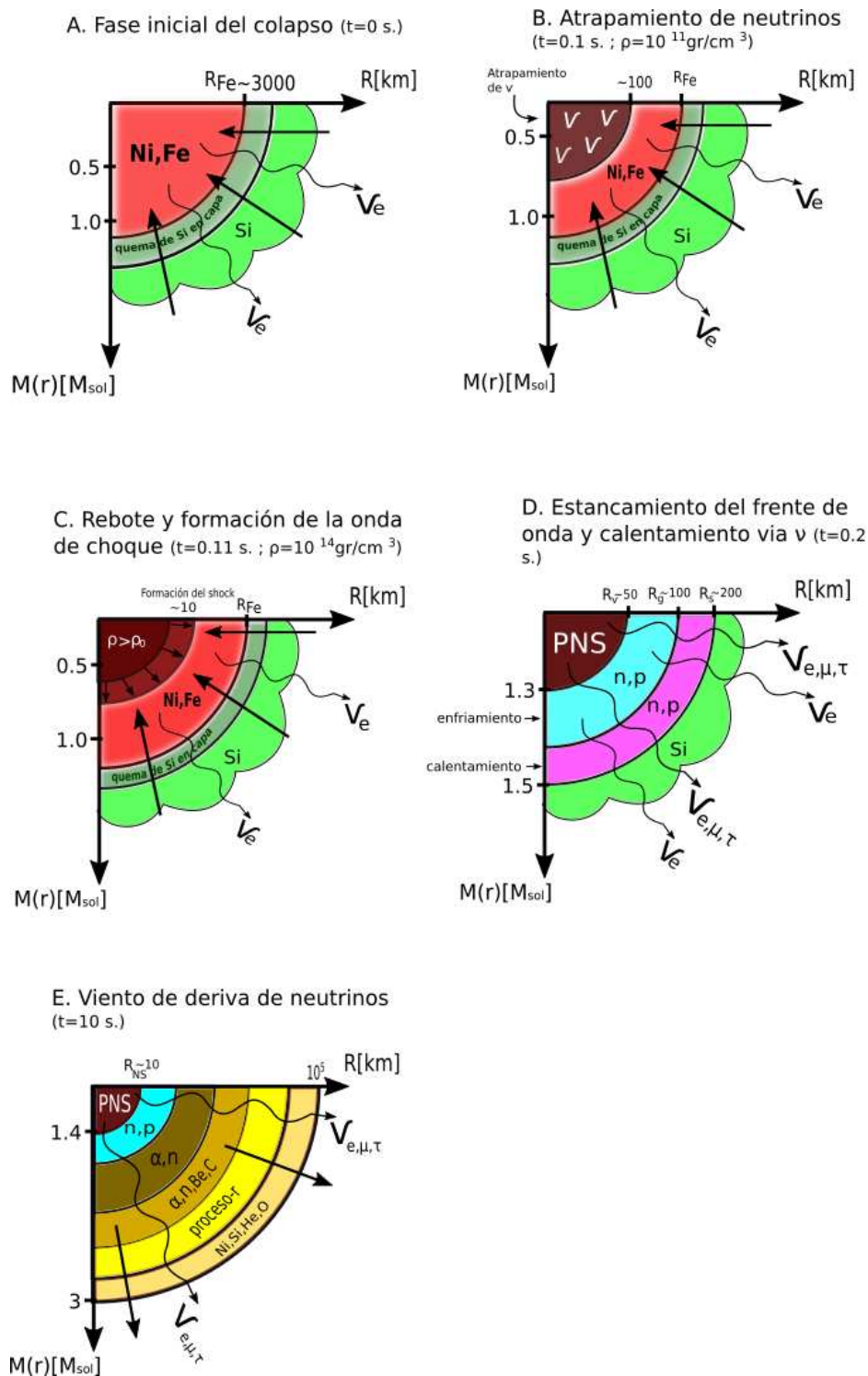


Figura 2.8. Evolución de la región cercana a la proto-estrella de neutrones desde el colapso estelar hasta la formación del viento de deriva de neutrinos. En cada figura se muestran la masa encerrada y el radio de cada región (no a escala). Las flechas sólidas representan los vectores de velocidad, mientras que las onduladas, la emisión de neutrinos. R_{Fe} , R_s , R_g , R_{ν} y R_{NS} representan el radio del núcleo de hierro, el del shock, el de ganancia, el de la neutrosfera y el de la estrella de neutrones.

$p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ y $n + e^+ \rightarrow p + \bar{\nu}_e$ sobre sus inversas (de manera que se emiten neutrinos generando un enfriamiento); la segunda, cercana al frente de choque, donde sucede lo contrario, pues las reacciones $n + \nu_e \rightarrow p + e^-$ y $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$ son las que dominan (la absorción de esos neutrinos produce un recalentamiento). Estas dos regiones se encuentran representadas en la figura D de 2.8.

Todas estas interacciones que experimentan los neutrinos, transfieren energía al material, calentándolo, de manera que éste comienza a expandirse y se produce el viento motorizado por los neutrinos, comúnmente llamado *viento de deriva de neutrinos* [41]. Este viento, generado en zonas muy calientes de la proto-estrella de neutrones, es uno de los sitios favoritos para el desarrollo del proceso-r [50, 51]. Sin embargo, aún no se comprende completamente cómo se alcanzan tan altas entropías en escalas de tiempo tan cortas [52, 42]. Finalmente, en la figura 2.8E, se muestra un esquema de las capas interiores de la SN cuando el viento de deriva de neutrinos tiene lugar.

Estudiar el viento de deriva de neutrinos es altamente complicado, y las simplificaciones que se realizan pueden tener consecuencias a la hora de estimar la eficiencia del transporte de energía por medio de neutrinos a capas más externas. La mayoría de los modelos hidrodinámicos utilizan un esquema de difusión de flujo limitado (en lugar de resolver la ecuación de Boltzmann), lo cual hace que se subestime el calentamiento de neutrinos más allá del radio de ganancia y se sobreestime la pérdida de energía por emisión de neutrinos por debajo de él. En este contexto, es necesario un mejor entendimiento de los mecanismos que podrían posibilitar la reactivación del choque.

En 1966, Colgate y White fueron los primeros en sugerir que los neutrinos podrían jugar un rol crucial para la explosión, pues serían los responsables de transportar la energía de ligadura gravitacional del núcleo colapsante y depositarla en el resto de la estrella [53]. Posteriores tratamientos más realistas de las ecuaciones de estado y del estudio del transporte de neutrinos, mostraron que las nacientes estrellas de neutrones resultaban opacas a los neutrinos. Esto causó que las luminosidades de los neutrinos resultaran más bajas y la transferencia de energía por neutrinos, muy pequeña como para revertir el mecanismo de uno implosivo a uno explosivo. Por muchos años se concentraron los esfuerzos en estudiar el rebote-choque: se creía que la energía que adquiriría el choque hidrodinámico luego del rebote podía conducir a una eyección de las capas más externas de la estrella. Pero modelos más detallados, demostraron que el shock experimentaba pérdidas de energía por fotodesintegración de núcleos de hierro y una emisión adicional de neutrinos, provocando que la propagación del mismo se vea 'frenada', convirtiéndose en una onda de acreción estable [54, 55].

Posteriormente, Wilson, indicó que los neutrinos sí podían causar una explosión, pero en una escala más larga. Pues a los 100 ms luego del rebote del núcleo, mejoran las condiciones para el depósito de energía por neutrinos y como la velocidad de caída de la masa decrece, resulta más probable una explosión a tiempos tardíos que una inmediatamente después del rebote [56, 57].

El problema con las simulaciones logradas, surge a causa de que se generaban explosiones con energías muy bajas. Sin embargo, al incluir el mecanismo de corrientes neutrónicas de convección (neutron-finger-convection), se logró aumentar las energías de explosión [58].

Recientemente, las simulaciones multidimensionales muestran que un vuelco convectivo en la región de calentamiento de neutrinos (entre el radio del shock y el radio de ganancia, es decir, el radio donde se produce un balance entre enfriamiento y calentamiento), puede ayudar a la explosión [59, 60].

Esto continúa sin resolverse, sobre todo a causa de observaciones que conectan estallidos de rayos gammas (gamma ray burst) con explosiones de SN, para lo cual se precisarían altas energías de explosión.

Capítulo 3

Oscilación de neutrinos y neutrinos estériles

3.1. El mecanismo de oscilación de los neutrinos

Los neutrinos son leptones con carga eléctrica nula y masas muy pequeñas lo que las hace difíciles de detectar. La existencia del neutrino fue propuesta en 1930 por el físico Wolfgang Pauli para compensar la aparente pérdida de energía y momento lineal en la desintegración β de los neutrones según la siguiente ecuación:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (3.1)$$

Existen tres tipos de neutrinos asociados a cada una de las familias leptónicas (o sabores): neutrino electrónico (ν_e), neutrino muónico (ν_μ) y el neutrino tau (ν_τ) y sus respectivas antipartículas. En el apéndice [A.1](#) mostramos una descripción más detallada del Modelo Estándar de partículas fundamentales y sus interacciones.

En astrofísica, los neutrinos juegan un rol muy importante, pues permiten estudiar regiones donde otras partículas están atrapadas (por ejemplo en el interior de una estrella, donde ocurren las reacciones nucleares o en núcleos de estrellas colapsando), pues al tener secciones eficaces de reacción muy pequeñas, la materia les resulta prácticamente transparente.

El Sol es un reactor de fusión nuclear alimentado por la cadena protón-protón (descrito en el capítulo [2](#)) la cual convierte núcleos de hidrógeno (protones) en helio, neutrinos y energía. El exceso de energía es liberada como rayos gamma y energía cinética de las partículas, incluyendo los neutrinos, los cuales viajan desde el núcleo solar hasta la Tierra sin ninguna absorción apreciable por las otras capas solares pues como tienen baja probabilidad de interactuar con la materia, escapan libremente del núcleo solar.

A través de los neutrinos una parte de la energía producida por las estrellas se pierde y no contribuye a la presión. Su contribución a la energía emitida en las primeras etapas (secuencia principal, combustión del helio) no es significativa, sin embargo en los colapsos finales de las estrellas más masivas, cuando su núcleo moribundo se encuentra a elevadísimas densidades, el medio ya no es completamente transparente a los neutrinos, por lo que sus efectos deberán ser tenidos en cuenta.

A su vez, los rayos cósmicos primarios que colisionan con los núcleos de la atmósfera producen partículas secundarias como por ejemplo piones. La desintegración de los piones cargados produce también un flujo de neutrinos (en su mayoría de tipo muónico), que puede

3. Oscilación de neutrinos y neutrinos estériles

ser observado desde la Tierra.

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}\tag{3.2}$$

A lo largo de los años se han construido detectores para medir el flujo de neutrinos provenientes de estas fuentes, es por ello que, en general, se separa a las observaciones de oscilaciones de neutrinos entre *atmosféricas y solares*. En las referencias [61] y [62] puede encontrarse una descripción más detallada sobre los tipos de observaciones que se realizan en ambos casos y los parámetros accesibles de medir respectivamente.

A medida que los detectores de neutrinos se hicieron lo suficientemente sensibles para medir el flujo de neutrinos del Sol, se detectó que el número de neutrinos electrónicos que llegaban a la Tierra era menor que lo esperado [63]. Homestake fue el primer experimento diseñado para medir los neutrinos provenientes del Sol. Comenzó a funcionar en 1965 y luego de varios años de mediciones, arrojó los resultados obtenidos sobre el promedio de la velocidad de captura de los neutrinos solares [63]. Los valores hallados por el experimento resultaron tres veces menores a los predichos por el Modelo Estándar del Sol [64]. Esta discrepancia, es conocida con el nombre de *problema de los neutrinos solares*. En aquel entonces, se supuso que algo andaba mal con el experimento, pero estas objeciones fueron difíciles de mantener cuando otros detectores, como Super Kamiokande, SAGE y GALLEX, publicaron también sus resultados [65, 66, 67] ya que seguía existiendo una discrepancia respecto al Modelo Estándar del Sol. El modelo solar, parecía sobreestimar la velocidad de captura de neutrinos solares respecto de lo observado. Dado que el modelo solar de Bahcall era bien entendido, el problema debería estar en el entendimiento de la física de los neutrinos provenientes del Sol.

Sabemos que un neutrino es un estado que se produce en las interacciones débiles y es, por definición, un autoestado de sabor, pues siempre aparece junto con un leptón cargado e^- , μ o τ . De acuerdo con el Modelo Estándar de las interacciones electrodébiles de Weinberg, Salam y Galtshow, los leptones se agrupan en tres familias de sabores

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \alpha \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} ; \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} ; \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}\tag{3.3}$$

Estas familias se caracterizan por sus números leptónicos individuales L_α (L_e, L_μ, L_τ). Al igual que lo que sucede con los quarks, es posible que los autoestados de sabor, no coincidan con los de masas.

Hoy en día, el problema de los neutrinos solares se ha resuelto al suponer que los neutrinos tienen masa y como consecuencia es posible su oscilación entre los estados de sabor (pueden pasar de una familia a otra) [68]. La oscilación entre las distintas familias de sabor y la probabilidad de cambio asociada parece ser más alta en un medio material que en el vacío [69]. Las proporciones entre cada uno de los sabores tienden a repartirse por igual (1/3 del total para cada tipo de neutrino) a medida que se producen sucesivas oscilaciones. Por este motivo, al observar neutrinos procedentes del Sol, se observa que los neutrinos electrónicos que arriban a la Tierra son un tercio del valor esperado, y los dos tercios restantes corresponderían a neutrinos de las otras familias.

Desde el punto de vista de la mecánica cuántica, la oscilación de partículas es un proceso que se da en partículas con masa distinta de cero. Podemos pensar a una partícula como una superposición de distintos autoestados del Hamiltoniano de masa. Por lo que los autoestados de sabor (con sabor definido) no coinciden con los autoestados de masa (estados con masa definida).

Las oscilaciones de neutrinos, es decir, las transiciones periódicas entre los distintos sabores de neutrinos, dependen del tiempo, y las condiciones necesarias para que ocurran, que serán descritas en las secciones siguientes, pueden resumirse en que las diferencias cuadradas de las masas no son todas cero (lo cual implica que al menos un neutrino tiene masa no nula) y que los números leptónicos individuales no son conservados.

3.1.1. Oscilaciones entre 2 sabores de neutrinos

Dos estados de sabor $|\nu_e\rangle$ y $|\nu_\mu\rangle$ y dos estados de masa $|\nu_1\rangle$ y $|\nu_2\rangle$ con energías E_1 y E_2 respectivamente, están relacionados por una matriz unitaria U :

$$U = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

donde θ es el ángulo de mezcla, de manera que

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{i=1}^2 U_{\alpha i} |\nu_i(t)\rangle \quad (3.5)$$

Al considerar la evolución temporal, los estados se escriben:

$$|\nu_e(t)\rangle = C_{11}e^{-\frac{i}{\hbar}E_1t}|\nu_1(0)\rangle + C_{12}e^{-\frac{i}{\hbar}E_2t}|\nu_2(0)\rangle \quad (3.6)$$

$$|\nu_\mu(t)\rangle = C_{21}e^{-\frac{i}{\hbar}E_1t}|\nu_1(0)\rangle + C_{22}e^{-\frac{i}{\hbar}E_2t}|\nu_2(0)\rangle \quad (3.7)$$

Al suponer que a $t = 0$ el neutrino se encuentra en el estado $|\nu_e\rangle$ se puede escribir:

$$|\nu_e(0)\rangle = C_{11}|\nu_1(0)\rangle + C_{12}|\nu_2(0)\rangle \quad (3.8)$$

La probabilidad que la partícula esté en el estado $|\nu_e\rangle$ a $t = 0$ y en el estado $|\nu_\mu\rangle$ a tiempo t resulta:

$$P_{\nu_e(0) \rightarrow \nu_\mu(t)} = |\langle \nu_\mu(t) | \nu_e(0) \rangle|^2 = |e^{\frac{i}{\hbar}E_1t}(C_{21}^*C_{11} + C_{22}^*C_{12}e^{\frac{i}{\hbar}(E_2-E_1)t})|^2 \quad (3.9)$$

Usando la aproximación $p_2 = p_1 = p$ y que $m^2c^4 \ll p^2c^2$, se tiene

$$\begin{aligned} \delta_{21} = E_2 - E_1 &= \sqrt{p_2^2c^2 + m_2^2c^4} - \sqrt{p_1^2c^2 + m_1^2c^4} \simeq pc\sqrt{1 + \frac{m_2^2c^4}{p^2c^2}} - pc\sqrt{1 + \frac{m_1^2c^4}{p^2c^2}} \\ &\simeq cp\left(1 + \frac{m_2^2c^4}{2p^2c^2}\right) - cp\left(1 + \frac{m_1^2c^4}{2p^2c^2}\right) = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2pc}c^4 \end{aligned} \quad (3.10)$$

Si se considera que $t = L/c$, siendo L la distancia recorrida por la partícula y c la velocidad del neutrino, entonces, la probabilidad que tiene un neutrino de ser emitido en el estado $|\nu_e\rangle$ y detectado en el estado $|\nu_\mu\rangle$ a tiempo t es:

$$P_{\nu_e(0) \rightarrow \nu_\mu(t)} = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 c^4 L}{4E\hbar c}\right) \quad (3.11)$$

Se llama Δm^2 a la *diferencia de masas al cuadrado* de los autoestados de masa $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$. Para que se dé el fenómeno de oscilación, al menos alguna de las dos masas debe ser no nula (o distintas). Por lo tanto, los experimentos de oscilación sólo dan información sobre la diferencia del cuadrado de las masas, no sobre la masa absoluta.

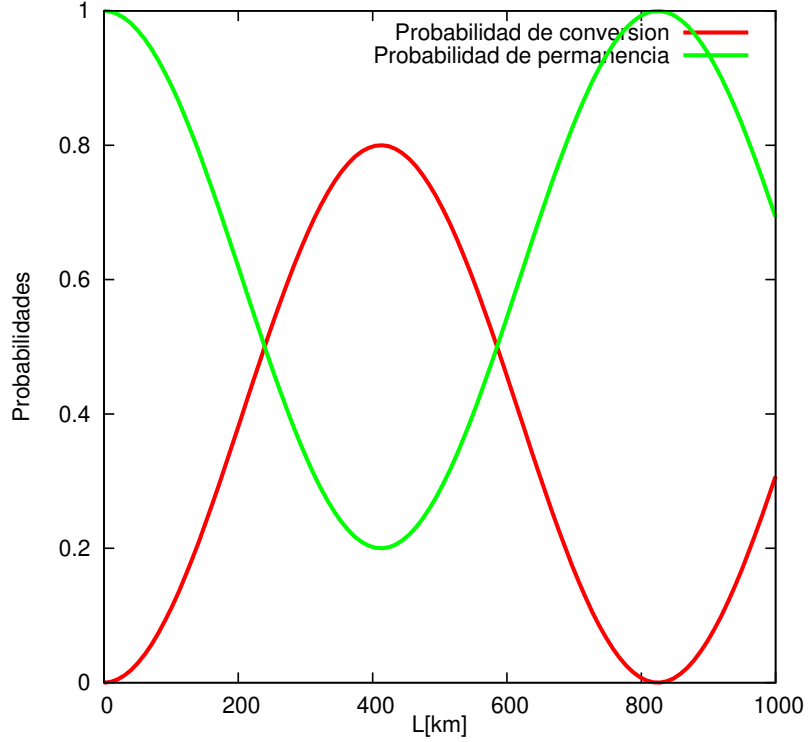


Figura 3.1. Probabilidades de conversión o permanencia entre un sabor y otro, para el caso de 2 sabores. Para la confección del gráfico se han considerado: $\sin^2(2\theta) = 0.8$, $\Delta m^2 = 0.003\text{eV}^2$ y $E = 1\text{GeV}$.

El ángulo θ es llamado el *ángulo de mezcla* y define cuán distintos son los autoestados de masa de los de sabor. De la expresión anterior observamos que si $\theta = 0$ no hay oscilaciones entre estados de sabor y si $\theta = \pi/4$ se tiene la máxima probabilidad de cambio entre emisión y detección. En la figura 3.1 puede verse cómo varía la probabilidad de conversión o permanencia según la distancia L para el caso de oscilación entre dos sabores.

3.1.2. Oscilaciones entre 3 sabores de neutrinos

Si consideramos tres sabores de neutrinos, cada sabor leptónico (ν_e , ν_μ y ν_τ) (activos) podrá expresarse como una superposición de distintos autoestados de masa (ν_1 , ν_2 y ν_3), con masas definidas, en donde los estados activos y los de masa se encuentran relacionados por una matriz unitaria U , llamada *matriz de mezcla*:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

La matriz U es conocida como la matriz de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS), que resulta similar a la matriz CKM del sector de quarks [70, 71].

Invirtiendo la relación:

$$\begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1}^* & U_{\mu 1}^* & U_{\tau 1}^* \\ U_{e2}^* & U_{\mu 2}^* & U_{\tau 2}^* \\ U_{e3}^* & U_{\mu 32}^* & U_{\tau 3}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

Los estados de sabor $|\nu_\alpha\rangle$ pueden escribirse como

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k} |\nu_k\rangle \quad (3.14)$$

mientras que los de masa son

$$|\nu_k\rangle = \sum_{\alpha=1}^3 U_{\alpha k}^* |\nu_\alpha\rangle \quad (3.15)$$

Los estados $|\nu_k\rangle$ son autoestados del Hamiltoniano, con lo que su dependencia temporal será:

$$|\nu_k(t)\rangle = e^{-iE_k t/\hbar} |\nu_k(0)\rangle \quad (3.16)$$

Así, un autoestado de sabor evoluciona en el tiempo como:

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k} e^{-iE_k t/\hbar} |\nu_k(0)\rangle \quad (3.17)$$

Considerando que

$$E_k \simeq pc + \frac{1}{2} \frac{m_k^2 c^4}{pc} \simeq pc + \frac{1}{2} \frac{m_k^2 c^4}{E} \quad (3.18)$$

se puede aproximar

$$|\nu_\alpha(t)\rangle \simeq e^{-ipct/\hbar} \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k} e^{\frac{-im_k^2 c^4 t}{2E\hbar}} |\nu_k(0)\rangle \quad (3.19)$$

Luego, la amplitud de transición para el cambio de sabor de $|\nu_\alpha\rangle$ a $|\nu_\beta\rangle$ es:

$$A(\nu_\alpha(0) \rightarrow \nu_\beta(t)) = \langle \nu_\beta(t) | \nu_\alpha(0) \rangle = e^{-ipct/\hbar} \sum_{k,j} U_{\beta k}^* U_{\alpha j} e^{\frac{-im_k^2 c^4 t}{2E\hbar}} \delta_{kj} \quad (3.20)$$

donde δ_{kj} es la delta de Kronecker y extrayendo una fase $\phi = \frac{pct}{\hbar} + \frac{m_1^2 c^4 t}{2E\hbar}$

$$A(\nu_\alpha(0) \rightarrow \nu_\beta(t)) = e^{i\phi} \sum_k U_{\beta k}^* U_{\alpha k} e^{\frac{i(m_k^2 - m_1^2) c^4 t}{2E\hbar}} \quad (3.21)$$

Si U_{ij} es real, al llamar $\phi_{k1} = \frac{-i(m_k^2 - m_1^2) c^4 t}{2E\hbar}$, se tiene

$$A(\nu_\alpha(0) \rightarrow \nu_\beta(t)) = e^{i\phi} \left[\sum_k U_{\beta k} U_{\alpha k} \cos \phi_{k1} + i \sum_k U_{\beta k} U_{\alpha k} \sin \phi_{k1} \right] \quad (3.22)$$

Al tomar el módulo cuadrado para obtener la probabilidad de que un neutrino sea emitido en el sabor α y detectado en el sabor β :

$$\begin{aligned}
 P_{\nu_\alpha(0) \rightarrow \nu_\beta(t)} &= \sum_{k,k'} U_{\beta k} U_{\alpha k} U_{\beta k'} U_{\alpha k'} [\cos \phi_{k1} \cos \phi_{k'1} + \sin \phi_{k1} \sin \phi_{k'1}] & (3.23) \\
 &= \sum_{k,k'} U_{\beta k} U_{\alpha k} U_{\beta k'} U_{\alpha k'} \cos(\phi_{k1} - \phi_{k'1}) \\
 &= \sum_{k,k'} U_{\beta k} U_{\alpha k} U_{\beta k'} U_{\alpha k'} \left[1 - 2 \sin^2 \left(\frac{\phi_{k1} - \phi_{k'1}}{2} \right) \right] \\
 &= \sum_{k,k'} U_{\beta k} U_{\alpha k} U_{\beta k'} U_{\alpha k'} - 2 \sum_{k,k'} U_{\beta k} U_{\alpha k} U_{\beta k'} U_{\alpha k'} \sin^2 \left(\frac{\phi_{kk'}}{2} \right)
 \end{aligned}$$

Y la probabilidad de permanencia en el mismo sabor resulta:

$$P_{\nu_\alpha(0) \rightarrow \nu_\alpha(t)} = 1 - \sum_{\beta \neq \alpha} P_{\nu_\alpha(0) \rightarrow \nu_\beta(t)} \quad (3.24)$$

Al utilizar estos resultados, las observaciones de las oscilaciones de neutrinos concuerdan con la teoría, y pueden utilizarse para determinar los parámetros de mezcla de los neutrinos (ángulos de mezcla y diferencias de los cuadrados de las masas).

3.2. Medidas experimentales de los parámetros de oscilación

Al estudiar oscilaciones entre tres tipos de neutrinos, se tienen 5 parámetros a determinar:

- dos diferencias de cuadrados de masas: Δm_{21}^2 y Δm_{23}^2 donde la primera se corresponde con las diferencias de masas relacionadas a neutrinos atmosféricos, y la segunda a los solares,
- tres ángulos de mezcla: θ_{12} , θ_{23} y θ_{13} (donde el primero y el último dominan en las oscilaciones solares y atmosféricas respectivamente),
- una fase de violación CP: δ_{CP} (simetría carga-paridad). Este es un parámetro de gran importancia que aún no ha sido determinado con exactitud. Nada prohíbe que sea cero (o muy pequeño), sin embargo, como falta violación de la simetría CP en el Modelo Estándar para explicar la asimetría materia-antimateria, muchos expertos creen que su valor debe ser no nulo. Para la realización de este trabajo, ha sido considerada nula.

Se han obtenido resultados experimentales para estos parámetros a través del estudio de diversas fuentes de neutrinos: neutrinos solares, neutrinos atmosféricos y neutrinos (y anti-neutrinos) provenientes de reactores nucleares. Los experimentos emplean diversas técnicas para su detección: métodos radioquímicos, detectores Cherenkov y materiales centelleantes, entre otros. Los experimentos pueden medir el flujo de neutrinos con el mismo sabor que los emitidos por la fuente o, por el contrario, observar neutrinos cuyo sabor difiere respecto de los emitidos por la fuente. Los primeros, miden la probabilidad de supervivencia o permanencia, mientras que los segundos, la de conversión.

Los detectores Cherenkov dieron las primeras evidencias observacionales para la existencia de las oscilaciones de neutrinos. El efecto Cherenkov, es aquel que se produce cuando una partícula cargada se mueve en un medio transparente con una velocidad mayor que la que tendría la luz en dicho medio. En esta situación se produce una perturbación electromagnética que origina una emisión de luz. La luz Cherenkov, producida por la partícula al entrar al

medio transparente, resulta emitida en una superficie de forma cónica, donde el vértice es el punto en que la partícula entró al detector y la directriz es la dirección de su movimiento. Un tanque de agua hermético y oscuro resulta un buen detector del rastro de la partícula si se le adicionan fotomultiplicadores.

El SNO (Sudbury Neutrino Observatory) es uno de los detectores que utiliza la luz Cherenkov para una efectiva detección de neutrinos [72]. Se encuentra localizado en Canadá, en la mina de Inco y emplea agua pesada como blanco de los neutrinos y como material generador de luz.

Kamiokande (Kamioka Nucleon Decay Experiment) y Super-Kamiokande [73, 74, 75] son dos detectores localizados en Japón cuyo funcionamiento es similar al del SNO. La principal diferencia es que estos últimos utilizan agua en lugar de agua pesada. Super-Kamiokande es el detector más grande alguna vez construido, empleando 50 kilotoneladas de agua.

Por otro lado, los detectores radioquímicos, como por ejemplo GALLEX o Homestake utilizan una técnica muy simple: un medio de detección que, tras la absorción de un neutrino, se convierte en radiactivo, cuyo decaimiento es analizado [76]. Raymond Davis y Masatoshi Koshiba han sido galardonados con el premio Nobel gracias a los conteos de átomos de argón que realizaron en este tipo de detectores [77]. El experimento Homestake utiliza una solución de cloro como blanco, de manera que los neutrinos interactúan mediante:



En cambio, GALLEX, utiliza al galio como medio de detección, en el cual se genera la reacción:



Por último, los detectores de centelleo, son aquellos que utilizan un material centelleador, es decir, exhibe luminiscencia cuando por él pasa radiación ionizante. Esto se produce porque el material absorbe parte de la energía de la partícula incidente y la re-emite en forma de un corto destello de luz. Para la detección del destello se utiliza un sensor de luz, como un fotomultiplicador o un fotodiodo. Este tipo de detectores tienen una larga tradición en el área de la física de neutrinos, comenzando por el experimento Cowan-Reines's Savannah River [78], el cual realizó la primera detección de neutrinos y continuando con detectores más sofisticados como BUST (Baskan Underground Scintillation Telescope), LSD (Liquid Scintillation Detector), LVD (Large Volume Detector) y LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) [79, 80, 81, 82]. Algunas de las aplicaciones más recientes de este método, se observan en el proyecto Borexino, que fue diseñado para estudiar los flujos de bajas energías provenientes del sol, en particular los neutrinos provenientes de la captura electrónica que se producen en el núcleo solar. Daya Bay, RENO y KamLAND son otros detectores de este tipo [83, 84, 85].

Los mejores parámetros obtenidos en estos experimentos [86] son mostrados en la Tabla 3.1.

Parámetro	Mejor valor
$\sin^2(2\theta_{12})$	0.857 ± 0.024
$\sin^2(2\theta_{23})$	> 0.95
$\sin^2(2\theta_{13})$	0.098 ± 0.013
Δm_{21}^2	$7.50 \pm 0.20 \times 10^{-5} \text{eV}^2$
$ \Delta m_{32}^2 $	$2.31_{-0.08}^{+0.12} \times 10^{-3} \text{eV}^2$

Tabla 3.1. Mejores valores para los parámetros de oscilación de neutrinos. [86]

Es importante destacar que de la última diferencias de masas de la Tabla 3.1 sólo conocemos su valor absoluto. Dado que los experimentos de oscilación solo permiten conocer las

diferencias de los cuadrados de las masas, no conocemos los valores absolutos de m_1 , m_2 o m_3 así como tampoco sabemos si la diferencia Δm_{32}^2 es positiva o negativa. Este problema se conoce como el *problema de jerarquía de masas*. Si m_2 es más liviano que m_3 , diremos que la jerarquía es *normal*, mientras que si pasa lo contrario, diremos que es *inversa*.

3.3. Neutrinos estériles

Observando los valores de la Tabla 3.1, podemos notar que existen dos rangos de diferencias de masas al cuadrado bien diferentes, uno de orden 10^{-5}eV^2 , y otro más grande, de orden 10^{-3}eV^2 . Sin embargo, a partir de los resultados de LSDN y los recientes resultados de MiniBooNe [87, 88, 89, 90, 91, 92, 93] se está estudiando la posibilidad de un tercer rango para las diferencias de masas al cuadrado con valores mayores que los obtenidos para neutrinos atmosféricos y solares (alrededor de 1eV^2). Ambos experimentos cuentan con cortas distancias entre la fuente emisora de neutrinos y el detector, lo cual hace físicamente imposible que los resultados estén relacionados con neutrinos atmosféricos o solares. Estas nuevas mediciones pueden ser interpretadas asumiendo la existencia de un cuarto tipo de neutrino (y antineutrino), llamado *estéril* que si bien no interactúa con la materia leptónica, se mezcla con los estados activos de neutrinos (y antineutrinos). Es decir, que participa de las oscilaciones, de manera que un autoestado de masa de un neutrino, puede expresarse como una combinación lineal de los tres dobletes electrodébiles y uno (o más) singletes estériles.

Los neutrinos estériles han sido postulados para lograr explicar, en principio, los datos obtenidos en la década de los noventa por el detector LSND que mide oscilaciones $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ a partir del estudio de los decaimientos $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ y $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e + \bar{\nu}_\mu$. En los trabajos publicados por la colaboración [94, 90, 95] se informa un exceso de eventos consistentes con las oscilaciones de neutrinos, lo que requiere que al menos un neutrino tenga una masa mayor de $0.4\text{eV}/c^2$.

A esto se suman los resultados publicados por el detector de Fermilab MiniBooNe [96, 91], donde se reporta en exceso de eventos del tipo electrónico. Los datos de MiniBooNE son consistentes en energía y magnitud con el exceso de eventos reportados por el detector de neutrinos de centelleo líquido (LSND) y nuevamente, para una buena interpretación de los datos se sugieren modelos teóricos que contemplen la oscilación entre más de tres neutrinos (al menos cuatro) [97, 98, 91]. Es decir, si se contempla la oscilación entre los tres neutrinos activos (dobletes de la teoría electrodébil que se acoplan con el bosón Z y W) y uno (o más) neutrinos de tipo estéril, se pueden explicar los resultados del LSND [94] y MiniBooNE [91] y los experimentos con neutrinos atmosféricos y solares [99]. Los neutrinos adicionales, o bien deben tener demasiada masa (por lo que no podrían originarse de decaimientos del bosón Z) o bien ser invisibles ante decaimientos del bosón Z y sólo interactuar gravitacionalmente. En general, usamos la expresión *estéril* para referirnos a este último caso del singlete desacoplado de Z y W (liviano), y para distinguirlo del otro caso, en que se agregan neutrinos pesados. A los neutrinos estériles, los simbolizaremos como ν_s [100, 94, 90].

Con la motivación de estos resultados experimentales, están siendo reexaminadas las consecuencias cosmológicas de los neutrinos estériles, y se ha demostrado que las oscilaciones entre neutrinos activos y estériles pueden crear asimetrías significativas entre las densidades numéricas de neutrinos y antineutrinos, las cuales tendrán importantes consecuencias en la nucleosíntesis del Big Bang [101, 102, 103, 104].

La existencia de neutrinos masivos implica la necesidad de extender el Modelo Estándar de las interacciones electrodébiles y acarrea consecuencias directas sobre la observación de procesos electrodébiles exóticos [105].

3.4. Mecanismo de Seesaw

Como hemos mencionado, a partir de las observaciones que constataron el proceso de las oscilaciones de neutrinos, sabemos que éstos tienen masas no nulas. Actualmente, se conocen cotas superiores para sus masas, principalmente determinadas por la cosmología [106]. Estas pueden extraerse principalmente del fondo cósmico de radiación y del estudio de la formación de estructura a gran escala. Los resultados de WMAP arrojan un límite para la suma de las masas de $\sum_i m_i = 0.7 - 2\text{eV}$ [107], los de la colaboración Planck $\sum_i m_i < 0.54\text{eV}$ [108], mientras que el Sloan Digital Sky Survey arrojó $\sum_i m_i = 0.81\text{eV}$ [109].

Al ser estas cotas del orden (o menores) del eV, sabemos que las masas de los tres neutrinos ν_e, ν_μ y ν_τ , resultan significativamente más pequeñas que las de los demás leptones del Modelo Estándar. Las oscilaciones de neutrinos son hasta el momento, una de las evidencias más claras de la existencia de física más allá del Modelo Estándar [105], pues para que estos adquieran el rango de masas adecuado, es necesaria una extensión del modelo.

Una modificación posible al Modelo Estándar, y actualmente una de las más utilizadas (por su sencillez y naturalidad), que puede generar neutrinos masivos y predecir una escala de masas acorde a las observadas, es el mecanismo del sube y baja (seesaw) [110].

En el apéndice A.2 se mencionan algunas características y simetrías del sector leptónico del Modelo Estándar y el mecanismo de ruptura espontánea de la simetría para la generación de masas.

Comprender el origen de las masas de las partículas del Modelo Estándar y sus extensiones, y en particular, el origen de las masas de los neutrinos, es importante para completar el entendimiento de su física.

El Modelo Estándar de la física de partículas, representa el conjunto de conocimientos básicos (y más aceptados) sobre las partículas elementales y sus interacciones (ver apéndice A.1). Este es un modelo muy satisfactorio que ha aunado esfuerzos y colaboraciones a fin de testear sus predicciones. Dentro de este modelo, encontramos una descripción de todas las partículas fundamentales conocidas (y sus correspondientes anti-partículas) y cómo ellas interactúan a partir del intercambio de bosones de gauge.

La porción del Modelo Estándar que nos interesa para estudiar a los neutrinos, es la leptónica: el electrón (e), el muón (μ) y la partícula tau (τ) junto a sus correspondientes neutrinos. En el Modelo Estándar aceptado, los neutrinos son no masivos (masa nula), y sólo hay neutrinos izquierdos.

Los neutrinos son clasificados a partir de sus interacciones, y los nombramos en función de su correspondiente leptón cargado. Llamamos a los diferentes pares de leptones cargados y neutrinos como *generaciones*.

Sólo se observan neutrinos izquierdos, clasificados, por ejemplo, estudiando el spin del muón saliente en el decaimiento de un pión.

3.4.1. Masas de los fermiones

Si tomamos a los fermiones como espinores de Weyl (no masivos), estos tienen quiralidad definida, es decir que el momento y el spin están alineados (derechos) o son opuestos (izquierdos). Los fermiones del Modelo Estándar adquieren masa a través de la ruptura de la simetría electrodébil. En principio, los fermiones son forzados a no tener masa por las propias simetrías del Modelo Estándar, luego, la ruptura de la simetría electrodébil produce una transición a partir de la cual los términos de masa son permitidos y, a causa del valor de expectación de vacío que adquiere el Higgs, los campos de Weyl izquierdos y derechos se acoplan a través de términos de masa [111]. Si estos términos de masa son tipo Dirac, los llamamos *fermiones de Dirac*.

3. Oscilación de neutrinos y neutrinos estériles

Para generar las masas de los fermiones, se agrega un término al lagrangiano general que describe la interacción de los leptones con el campo de Higgs

$$- (\bar{\nu}_e \quad \bar{e})_L \begin{pmatrix} \phi_a \\ \phi_b \end{pmatrix} e_R - \bar{e}_R (\phi_a \quad \phi_b) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad (3.27)$$

donde ϕ es un campo escalar y un doblete de campos complejos en $SU(2)$ $\phi = \begin{pmatrix} \phi_a \\ \phi_b \end{pmatrix}$.

Al romper la simetría de gauge (ver apéndice A.2), este término resulta un término de Dirac de la forma:

$$\frac{-\gamma}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) \quad (3.28)$$

donde $\gamma^2 = -\mu^2/\lambda$, siendo μ la masa del campo escalar ϕ .

Es útil utilizar notación matricial, y en general, sea ψ la parte izquierda de un fermión y ψ^c el conjugado de carga de la parte derecha, los términos de masas de los fermiones de Dirac tendrán la forma:

$$\mathcal{L} = \begin{pmatrix} \psi & \psi^c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & m \\ m & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi \\ \psi^c \end{pmatrix} + h.c. \quad (3.29)$$

donde los autovalores de esta matriz son degenerados e iguales a m .

3.4.2. Masas de los neutrinos

En el Modelo Estándar, las partículas de spin 1/2 tienen su correspondiente término de masa de Dirac. Estos, como vimos, acoplan los campos derechos e izquierdos de la partícula masiva en cuestión. Sin embargo, el caso de los neutrinos es particular, pues solo hay neutrinos izquierdos, y por lo tanto no puede haber términos de masa de Dirac de neutrinos [112]. Lo cual genera que sigan siendo fermiones de Weyl que luego de la ruptura de la simetría no posean masas, sin embargo, las observaciones indican que deberían tenerla.

Las tres particularidades que hacen diferente la generación de masas de los neutrinos respecto a los demás leptones del Modelo Estándar se deben a que son eléctricamente neutros, tienen masas pequeñas comparadas con las de los demás leptones y que solo tienen quiralidad izquierda. Cuando Gell-Mann propone el mecanismo de Seesaw, estas tres cuestiones se relacionan [113].

Veamos cuál es la idea general de este mecanismo:

Sea una matriz

$$\begin{pmatrix} 0 & a \\ a & b \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

cuyos autovalores son:

$$\lambda_{\pm} = \frac{b}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{b}{2}\right)^2 - a^2} \quad (3.31)$$

si $a \ll b$, entonces $(\lambda_-, \lambda_+) \sim (a^2/b, b)$. De aquí podemos notar que λ_- es más pequeño que los demás elementos de la matriz y que cuánto más grande sea b , más pequeño será λ_- . De ahí el nombre del mecanismo, pues cuando λ_+ se agranda, λ_- se achica.

Si se agrega un término con campos derechos al lagrangiano:

$$- (\bar{\nu}_e \quad \bar{e})_L \begin{pmatrix} \phi_a \\ \phi_b \end{pmatrix} \nu_R - \bar{\nu}_R (\phi_a \quad \phi_b) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad (3.32)$$

luego de romper la simetría, se encuentra un término de masas de Dirac similar al de los leptones cargados

$$\frac{-\gamma}{\sqrt{2}}(\bar{\nu}_R\nu_L - \bar{\nu}_L\nu_R) \quad (3.33)$$

Sin embargo, al introducir los dobletes derechos, se rompe la simetría global del lagrangiano, con lo cual se rompe la conservación de número leptónico.

Esta es la extensión más simple del Modelo Estándar para generar masas de neutrinos. Si consideramos una generación de neutrinos, el lagrangiano de masas resulta

$$\mathcal{L}_{mass} = -\frac{1}{2}m_L\bar{\nu}_L\nu_L^c - \frac{1}{2}m_R\bar{\nu}_R^c\nu_R - m_D\bar{\nu}_L\nu_R + h.c. \quad (3.34)$$

donde hay términos de Dirac (que conectan componentes izquierdos y derechos de un mismo campo) y de Majorana (que conectan componentes izquierdos o derechos de campos conjugados).

Al introducir la notación:

$$\nu = \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^c \end{pmatrix} \quad M = \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \quad (3.35)$$

el término de masa resulta:

$$\mathcal{L}_{mass} = -\frac{1}{2}\bar{\nu}M\nu + h.c. \quad (3.36)$$

La matriz M se diagonaliza a través de una transformación ortogonal:

$$M = Om_{diag}O^T \quad (3.37)$$

cuyos elementos de la diagonal son

$$\begin{aligned} m_{11} &= \frac{1}{2}(m_R + m_L) - \sqrt{(m_R - m_L)^2 + 4m_D^2} \\ m_{22} &= \frac{1}{2}(m_R + m_L) + \sqrt{(m_R - m_L)^2 + 4m_D^2} \end{aligned} \quad (3.38)$$

Para conseguir que los autovalores de m_{diag} sean reales y positivos, se introduce la condición $m_{ij} = \eta_i m_{ij}$, donde $\eta_i = \pm 1$.

Finalmente, el término de masas puede expresarse como

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}\bar{\nu}_M m_{diag} \nu_M + h.c. \quad (3.39)$$

donde

$$\nu_M = (O\sqrt{\eta})^\dagger \nu + ((O\sqrt{\eta})^\dagger \nu)^c \quad (3.40)$$

se puede verificar que los neutrinos con masas m_{11} y m_{22} cumplen

$$\nu_M = \nu_M^c \quad (3.41)$$

es decir, que son dos campos de Majorana.

La versión más aceptada del mecanismo de see-saw, conocida como tipo-I, es la que propone:

- no hay término de masa de Majorana con quiralidad izquierda
- los términos de masa de Dirac se generan con el mecanismo de Higgs estándar

3. Oscilación de neutrinos y neutrinos estériles

- $m_R \gg m_D$

El primer ítem se impone para que la teoría estándar de las interacciones débiles no se vea alterada. El segundo, asegura que los términos de masas de Dirac de neutrinos sean del orden de los leptones cargados y el tercero garantiza que la violación de número leptónico se de a altas energías, y no a escalas donde el Modelo Estándar ha sido testeado.

Para este caso, $M = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix}$ y las masas de los dos neutrinos de Majorana resultan:

$$m_{11} \sim m_D^2/m_R \qquad m_{22} \sim m_R \qquad (3.42)$$

con lo cual, fijando un valor para m_R se obtiene un neutrino muy pesado (m_{22}), y otro más liviano (m_{11}). Este mecanismo, explica entonces, por qué las masas de los neutrinos son pequeñas, del orden del meV, comparadas con el resto de los leptones cargados o quarks [114, 115]. Podemos resaltar entonces:

- consideramos que los neutrinos son partículas de Majorana
- el mecanismo nos permite obtener una masa pequeña para el neutrino liviano (más pequeña que la de los demás leptones)
- por cada neutrino liviano, tenemos en contraparte, un neutrino pesado.

Capítulo 4

Aportes previos en esta área

4.1. Nucleosíntesis primordial con inclusión de oscilaciones de neutrinos

Durante la Tesis de Licenciatura, así como durante los primeros meses del doctorado, hemos trabajado en el estudio del proceso de nucleosíntesis primordial y los efectos generados en las abundancias finales al incluir las oscilaciones de neutrinos. Parte de los resultados obtenidos se encuentran publicados en la revista *International Journal of Modern Physics E*, en los artículos *Effects of active-sterile neutrino mixing during primordial nucleosynthesis* [116] y *Neutrinos estériles en nucleosíntesis primordial* [117] y fueron motivación para, en las siguientes fases de este doctorado, preguntarnos qué sucede cuando las oscilaciones de neutrinos son incluidas en los procesos de formación de núcleos más pesados y que abarcaremos en los capítulos de la parte II.

Recordemos que la nucleosíntesis primordial depende de un solo parámetro, la densidad bariónica η_B , que puede ser determinado con datos de WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) y Planck [118, 119, 120]. Según el valor de η_B observado, las abundancias de D y ^4He teóricas y observadas son consistentes, mientras que los datos del litio muestran incongruencias respecto de los valores teóricos. Existen varias alternativas para intentar solucionar este problema, por ejemplo: un mejor entendimiento del transporte turbulento en las zonas radiativas de las estrellas [121], la existencia de un agotamiento de litio estelar [122, 123], la inclusión de resonancias en las velocidades de decaimiento involucradas en las cadenas de la nucleosíntesis del Big Bang [124, 125, 126].

A pesar de estos esfuerzos, el problema aún persiste y la abundancia de litio primordial observada continúa siendo menor que la abundancia predicha por el modelo. Los efectos de las oscilaciones entre neutrinos activos y estériles durante la nucleosíntesis primordial ha sido analizada por diversos autores [127, 128, 129, 130]. En particular, en las referencias [131, 132, 133] se estudian asimetrías entre neutrinos, y en las referencias [134, 135, 136] se estudian las consecuencias de asumir una termalización parcial o total en la distribución de neutrinos estériles durante BBN. Este tópico también ha sido objeto de estudio de los directores de esta Tesis, por ejemplo, en las referencias [101, 102, 103] se estudian los efectos de incorporar oscilaciones de neutrinos durante la formación de los elementos livianos en distintos esquemas de oscilación. En particular, en la referencia [104] se estudia el esquema $3 + 1$ incluyendo una variable extra que normaliza la distribución de neutrinos estériles.

Una asimetría entre neutrinos y antineutrinos electrónicos influye en las reacciones de nucleosíntesis primordial, ya que afecta las reacciones que convierten neutrones en protones. La presencia de neutrinos masivos (y los efectos asociados como las oscilaciones entre autoestados de sabor) afectan a los decaimientos β , responsables de determinar el contenido inicial

de neutrones en la etapa cosmológica previa a BBN.

Con esta motivación, hemos estudiado el efecto de la incorporación de los neutrinos estériles durante el proceso de BBN a fin de establecer límites para los parámetros de oscilación involucrados. Para ello, calculamos las funciones de distribución para las distintas especies de neutrinos involucradas, para utilizarlas luego en el cálculo de las abundancias primordiales, y finalmente poder cotejar con datos observacionales. Esto nos permitió extraer posibles valores de los parámetros de mezcla entre neutrinos estériles y activos durante nucleosíntesis primordial.

Incluimos un neutrino estéril que pueda oscilar con los dos autoestados de masa más livianos, y tomamos una variable de normalización α para el factor de ocupación de los neutrinos estériles. Hemos calculado las abundancias primordiales como función de los parámetros de mezcla. Para ello, hemos resuelto las ecuaciones cinéticas cuánticas (QKE) de forma numérica, de manera de obtener las funciones de distribución para neutrinos activos y estériles y las velocidades de los decaimientos de neutrón a protón como función de los ángulos de mezcla introducidos y realizado un estudio estadístico a partir de la comparación con los datos observacionales disponibles.

A partir de estos estudios hemos concluido que el proceso de formación de núcleos livianos resulta una buena herramienta para establecer cotas a teorías alternativas al Modelo Estándar de las Interacciones Fundamentales.

Además, pudimos notar cómo la presencia de neutrinos masivos (y sus efectos asociados como las oscilaciones entre los autoestados de sabor, la jerarquía de masas, entre otros.) afecta a los decaimientos β , responsables de determinar el contenido inicial de neutrones en la etapa cosmológica previa a la nucleosíntesis primordial, de manera que una reformulación de las velocidades de las reacciones del decaimiento beta en términos de los parámetros de oscilación resulta indispensable para explicar diversos fenómenos de interés cosmológico.

En particular, encontramos que las abundancias primordiales se ven afectadas por la introducción de neutrinos estériles y la oscilación entre este tipo de neutrinos y los neutrinos activos.

Los resultados hallados a partir de la comparación con los datos observacionales indican que los dos ángulos de mezcla incorporados ϕ_1 y ϕ_2 resultan pequeños. El análisis estadístico muestra que el ángulo de mezcla correspondiente a la mezcla entre el neutrino estéril y el autoestado de masa más liviano es consistente con cero a una desviación estándar, mientras que el segundo ángulo es consistente con cero a dos desviaciones estándar. Hemos ajustado el valor del parámetro α (el factor de renormalización del factor de ocupación para neutrinos estériles) obteniendo un valor de 0.3.

La inclusión de un neutrino estéril no permite reconciliar los datos observacionales y teóricos de la abundancia de litio [116]. Los resultados obtenidos son consistentes con trabajos previos [128, 101, 102, 103, 104].

Parte II

Nuestros aportes y resultados

Capítulo 5

Estudio de la fracción electrónica en supernovas considerando oscilaciones de neutrinos

5.1. Motivación

Como ya hemos mencionado, las explosiones de supernovas (SN) son fundamentales para la evolución química de la galaxia, debido a que las estrellas sintetizan nuevos elementos y las explosiones los eyectan al medio interestelar. Además, el estudio de las explosiones de supernovas resulta de gran interés, pues permite estudiar el comportamiento de la materia a altas densidades y testear propiedades de la física de neutrinos (como por ejemplo las jerarquías de masa y la existencia de neutrinos estériles). El proceso rápido de captura de neutrones o proceso-r es el responsable de la formación de un gran porcentaje de núcleos pesados. Para que la nucleosíntesis por proceso-r tenga lugar es necesario contar con:

- un ambiente rico en neutrones (una fracción electrónica por barión $Y_e < 0.5$)
- suficiente entropía que favorezca una alta tasa de neutrones libres respecto de núcleos semilla (estos últimos suelen ser núcleos del grupo del hierro que actúan como punto de partida para las capturas neutrónicas)
- escalas de tiempo cortas (de manera de que haya poca probabilidad de que las partículas alfa puedan convertirse en núcleos más pesados)

Es decir, se necesita de un gran número de neutrones que interactúen en tiempos relativamente cortos, lo que indica que este proceso puede darse en sitios asociados a estos eventos explosivos [137]. Uno de los escenarios astrofísicos propuestos como sitio de formación de elementos pesados más allá del hierro a través de mecanismos de captura neutrónica es el del viento de neutrinos en SN [42, 138], generado en tiempos tardíos en la supernova (tiempo después del rebote $t_{pb} \sim 10$ seg) luego de la eyección de las capas externas a causa de la explosión, y caracterizado por una alta densidad neutrónica. La riqueza neutrónica del viento, quedará determinada por las reacciones $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ y $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ [50]. Una posible oscilación entre los sabores de los neutrinos, alteraría a la tasa de conversión neutrón protón, y por lo tanto, las condiciones para que el proceso-r sea viable. El número de neutrones queda determinado por tres factores: el cociente inicial neutrón-protón, la escala de tiempo de la expansión y la entropía del material. Para estudiar la riqueza neutrónica del material de la supernova, podemos estudiar su fracción electrónica Y_e , que se define como el número neto

5. Estudio de la fracción electrónica en supernovas considerando oscilaciones de neutrinos

de electrones por barión:

$$Y_e = \frac{n_{e^-} - n_{e^+}}{n_B} \quad (5.1)$$

donde n_{e^-} , n_{e^+} y n_B , son las densidades numéricas de electrones, positrones y bariones respectivamente. Esta se relaciona con la abundancia de neutrones pues, si el medio es neutro $Y_e = Y_p$ y por ende $Y_n = 1 - Y_e$.

La fracción electrónica quedará determinada por las velocidades de las reacciones que involucran la captura de neutrinos y antineutrinos sobre nucleones libres, y también, se verá afectada por un efecto conocido como *efecto alfa*. En este efecto, al producirse capturas de neutrinos sobre neutrones libres, se crean protones que capturan neutrones formándose nuevas partículas alfa, disminuyendo el número de neutrones libres. Este efecto eleva el valor de la fracción electrónica, lo cual desfavorece la nucleosíntesis por proceso-r [139].

Modelos semianalíticos del viento de neutrinos han mostrado que resulta difícil la generación del número requerido de neutrones libres para que el proceso-r pueda desarrollarse sin problemas [140]. Existen tres potenciales soluciones a este problema. La primera tiene que ver con la hidrodinámica, como ser, escenarios de expansión extremadamente rápida, acompañada por una alta entropía y temperatura [141, 50], sin embargo, se desconoce si estas condiciones simultáneas están efectivamente presentes y cómo son alcanzadas. La segunda, se corresponde con la búsqueda de otros escenarios para el desarrollo del proceso-r, como por ejemplo fusiones de estrellas de neutrones [142]. Estos fenómenos pueden eyectar material rico en neutrones, pero la rareza de estos fenómenos, hace que sea poco probable que puedan reproducir las abundancias de elementos producidas por procesos-r observadas. La tercera opción involucra las oscilaciones entre neutrinos y es la que estudiaremos en este capítulo.

Para determinar el papel de los neutrinos masivos en las condiciones de estabilidad y/o explosión de supernovas, es necesario comprender el proceso de explosión: las estrellas masivas (con masas mayores a 10 masas solares) evolucionan hasta que su núcleo de hierro alcance una masa del orden de la masa solar. Cuando el núcleo resulta dinámicamente inestable, colapsa, aumentando su densidad central, mientras que los neutrinos escapan. El núcleo interior se enfría mediante la emisión de neutrinos muy energéticos. La región de alta temperatura sobre la proto-estrella de neutrones es enfriada por la emisión de neutrinos, mientras que al mismo tiempo es calentada por los neutrinos que provienen del interior de la proto-estrella. Las altas temperaturas dan lugar a la producción de pares electrón-positrón que pueden interactuar con los neutrinos (dispersión de neutrinos), quienes interactúan con los nucleones mediante decaimientos β . La entropía por barión aumenta después de varios segundos, generando un lugar para la producción de núcleos pesados mediante la captura rápida de neutrones [143].

En este contexto, la incorporación de neutrinos masivos al formalismo de explosión de supernova, afectará a las secciones eficaces involucradas en las cadenas de formación de núcleos pesados, alterando directamente las abundancias con que estos elementos que son eyectados al medio interestelar. A su vez, modificará a las funciones de distribución de los neutrinos, lo cual afectará las propiedades termodinámicas macroscópicas.

En particular, en el contexto de las supernovas, el flujo de neutrinos puede experimentar conversiones hacia el sabor estéril en regiones cercanas al núcleo de la SN. Se cree que esto puede generar una disminución del flujo de neutrinos electrónicos, desfavoreciendo la eficiencia del efecto alfa [139]. Los efectos de las oscilaciones activo-activo y activo-estéril en las explosiones de SN durante la etapa de enfriamiento por neutrinos de la proto-estrella de neutrones (PNS, por sus siglas en inglés) y en el desarrollo de un proceso-r exitoso en el flujo saliente de neutrinos o *viento de neutrinos* han sido estudiados por numerosos autores [144, 145, 146, 135, 147, 143, 148, 50, 149, 138]. En este capítulo, estudiamos el impacto de las oscilaciones de neutrinos, entre sabores activos y estériles, sobre la fracción electrónica

del material Y_e previa a que las cadenas del proceso-r comiencen a desarrollarse. Con este propósito, calculamos los números de ocupación, flujos y luminosidades para los diferentes sabores de neutrinos considerados y el efecto sobre las velocidades de las reacciones nucleares involucradas.

Parte de los resultados presentados en este capítulo se encuentran publicados en:

1. M. M. Sáez, O. Civitarese, and M. E. Mosquera, *Neutrino-induced reactions in core-collapse supernovae: Effects on the electron fraction*, International Journal of Modern Physics D, vol. 27, no. 12, p. 1850116, 2018.
2. M. M. Sáez, M. E. Mosquera, and O. Civitarese, *Effects of neutrino mixing upon electron fraction in core collapse supernovae* Bol. A. A. Astron.60, 11(2018) , 2018.

5.2. Descripción del ambiente estelar

Con el objetivo de estudiar los efectos de la inclusión de neutrinos masivos sobre el gatillado del proceso-r, hemos analizado el ambiente estelar. Comenzamos haciendo una descripción simple del viento de deriva de neutrinos que se genera luego del rebote del núcleo de una estrella colapsando siguiendo a las referencias [146, 42]. Comenzaremos suponiendo que a grandes radios (por encima de los correspondientes a donde se produce mecanismo de recalentamiento) hay equilibrio hidrostático de manera que

$$\frac{dP}{dr} = \frac{-GM_{NS}\rho}{r^2} \quad (5.2)$$

donde P es la presión hidrostática, G la constante de gravitación de Newton, M_{NS} la masa de la proto estrella de neutrones (en unidades de 1.4 masas solares), r el radio y ρ es la densidad de materia.

Teniendo en cuenta que la entropía a potencial químico constante es $S = \frac{\partial P}{\partial T}$, podemos integrar la ecuación 5.2 para obtener la expresión

$$TS = \frac{GM_{NS}m_b}{r}, \quad (5.3)$$

donde la constante de integración resulta nula pues la temperatura decrece a medida que nos alejamos de la proto estrella de neutrones, y donde m_b es la masa bariónica. En la región cercana a la proto estrella de neutrones, el material es dominado por la radiación, con lo cual la entropía por barión puede expresarse como

$$S/k_B = \frac{2\pi^2 g_s}{45\rho_b} \left(\frac{k_B T}{\hbar c} \right)^3 \quad (5.4)$$

donde k_B es la constante de Boltzmann, ρ_b es la densidad bariónica, \hbar es la constante de Planck reducida y c es la velocidad de la luz. Los grados de libertad están dados por $g_s = \sum_{bosones} g_b + 7/8 \sum_{fermiones} g_f$. Asumiendo entropía constante, obtenemos una expresión para la densidad numérica bariónica en MeV^3 ,

$$N_b = 2.29(\hbar c 10^{14})^3 10 g_s \frac{2}{11} \frac{M_{NS}^3}{S_{100}^4 r_7^3} \quad (5.5)$$

o una densidad de masa en unidades de 10^3gr/cm^3 del orden de

$$\rho_b \simeq 38 g_s \frac{2}{11} \frac{M_{NS}^3}{S_{100}^4 r_7^3} \quad (5.6)$$

5. Estudio de la fracción electrónica en supernovas considerando oscilaciones de neutrinos

donde S_{100} es la entropía por barión en unidades de 100 veces la constante de Boltzmann y r_7 la distancia al centro de la estrella en unidades de 10^7 cm. A su vez, es posible encontrar una expresión que relacione T_9 (temperatura en unidades de 10^9 K), S_{100} y r_7 .

$$T_9 S_{100} \sim \frac{2.25}{r_7} \quad (5.7)$$

En la figura 5.1, se muestran los perfiles de densidad y temperatura en función del radio, para distintos valores de S_{100} . Los diferentes valores de la entropía por barión, son útiles para describir distintas etapas de la evolución de la supernova. Entropías más chicas, proveen una descripción de la época del recalentamiento, mientras que las mayores ($S_{100} > 1$) describen tiempos más tardíos de la evolución (como la del viento de deriva de neutrinos) [150].

A su vez, debemos caracterizar a los neutrinos que emergen del núcleo de la SN (proto estrella de neutrones). Si $f_\nu(E_\nu, \mu)$ es la función de distribución de los neutrinos, podemos calcular la energía media para cada sabor de neutrinos se escribe como

$$\langle E_\nu \rangle = \frac{\int_0^\infty E_\nu^3 f_\nu(E_\nu, \mu) dE_\nu}{\int_0^\infty E_\nu^2 f_\nu(E_\nu, \mu) dE_\nu} \quad (5.8)$$

A su vez, podemos calcular la luminosidad y flujo de neutrinos mediante

$$L_\nu = \frac{4\pi r^2 c R_\nu^2}{r^2 (2\pi \hbar c)^3} \int_0^\infty E_\nu^3 f_\nu(E_\nu, \mu) dE_\nu \quad (5.9)$$

donde el factor $\pi R_\nu^2/r^2$ proviene de la integral en ángulo sólido pues, tomando la dirección del eje z como la del vector que conecta el punto donde el flujo es calculado al centro de la SN, la simetría azimutal se mantiene, pero el ángulo polar está acotado por el tamaño finito de la neutrinosfera ver esquema 5.2 [146],

$$d\Omega_\nu = 2\pi(1 - \cos \theta_0) \quad (5.10)$$

donde

$$\cos \theta_0 = \sqrt{1 - \frac{R_\nu^2}{r^2}} \simeq 1 - \frac{R_\nu^2}{2r^2} \quad (5.11)$$

Luego, la luminosidad resulta

$$L_\nu = \frac{c R_\nu^2}{2\pi (\hbar c)^3} \int_0^\infty E_\nu^3 f_\nu(E_\nu, \mu) dE_\nu \quad (5.12)$$

Los flujos diferenciales pueden calcularse como:

$$d\phi_\nu = \frac{c}{8\pi^3 (\hbar c)^3} E_\nu^2 f_\nu(E_\nu, \mu) dE_\nu d\Omega_\nu \quad (5.13)$$

integrando en ángulo sólido,

$$\frac{d\phi_\nu}{dE_\nu} = \frac{c}{8\pi^2 (\hbar c)^3} \frac{R_\nu^2}{r^2} E_\nu^2 f_\nu(E_\nu, \mu) \quad (5.14)$$

Una vez obtenido el flujo, podemos calcular las velocidades de las reacciones de captura de neutrinos sobre nucleones libres: $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ y $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$, a partir de la integral

$$\lambda_{\nu_e(\bar{\nu}_e)} = \int \sigma_{\nu_e(\bar{\nu}_e)}(E_\nu) \frac{d\phi_\nu}{dE_\nu} dE_\nu \quad (5.15)$$

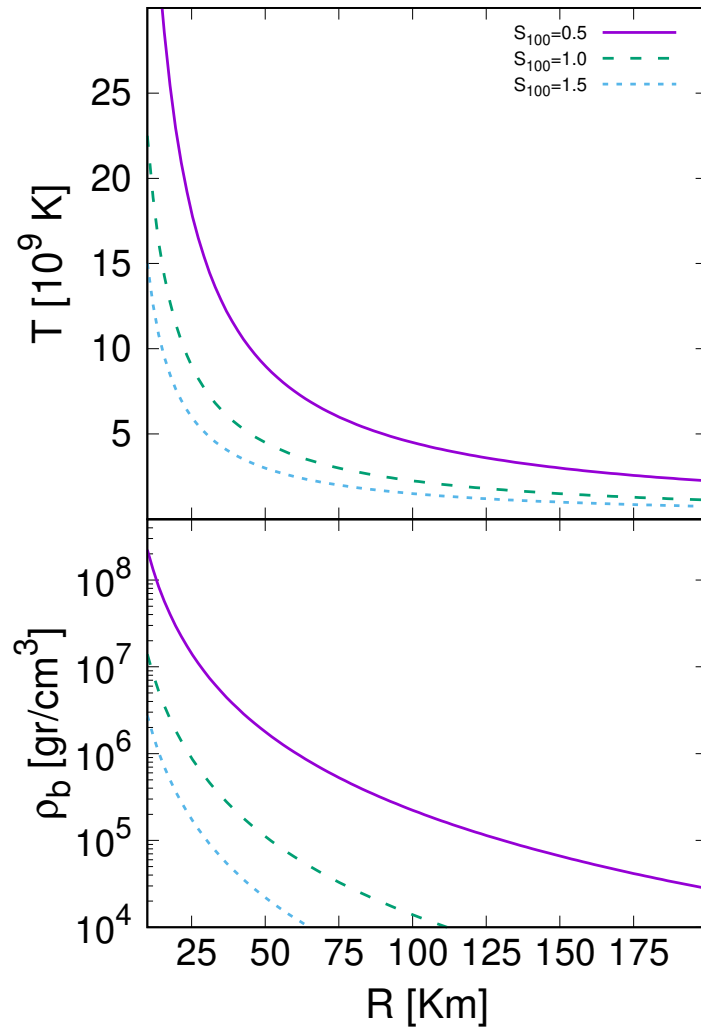


Figura 5.1. Perfiles para la densidad bariónica y la temperatura, obtenidos con la descripción heurística, para distintos valores de la entropía por barión. Línea sólida: $S_{100} = 0.5$, línea discontinua: $S_{100} = 1.0$, línea punteada: $S_{100} = 1.5$. Para el gráfico de la densidad hemos tomado $M_{NS} = 1$ y $g_s = 2$.

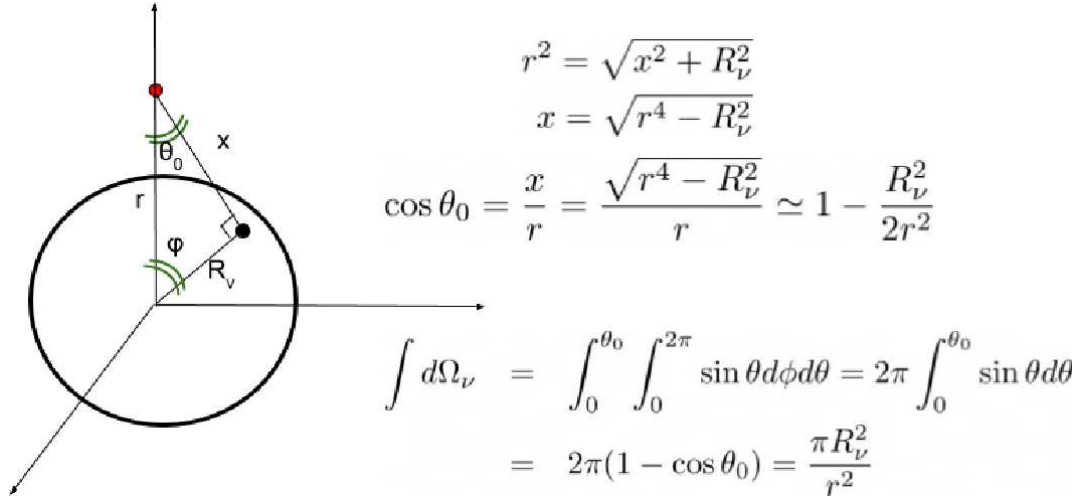


Figura 5.2. Integración en ángulo sólido y obtención del factor $\pi R_\nu^2/r^2$.

donde las secciones eficaces en unidades de cm^2 son [151]

$$\begin{aligned}\sigma_{\nu_e}(E) &= 9.6 \times 10^{-44} \left(\frac{E_{\nu_e} + \Delta_{np}}{\text{MeV}} \right) \\ \sigma_{\bar{\nu}_e}(E) &= 9.6 \times 10^{-44} \left(\frac{E_{\nu_e} - \Delta_{np}}{\text{MeV}} \right)\end{aligned}\quad (5.16)$$

siendo $\Delta_{np} = 1.293\text{MeV}$ la diferencia entre la masa del neutrón y el protón. En los cálculos hemos considerado que si $E_\nu < \Delta_{np}$, entonces la sección eficaz de los antineutrinos se anula, pues la reacción no puede darse.

Las velocidades de las reacciones inversas (en s^{-1}) (captura de electrones y positrones sobre nucleones libres), pueden calcularse como [135]:

$$\begin{aligned}\lambda_e^- &\simeq 1.578 \times 10^{-2} \text{s}^{-1} (T_e/m_e)^5 e^{(-1.293+\mu_e)/T_e} \left(1 + \frac{0.646\text{MeV}}{T_e} + \frac{0.128\text{MeV}^2}{T_e^2} \right) \\ \lambda_e^+ &\simeq 1.578 \times 10^{-2} \text{s}^{-1} (T_e/m_e)^5 e^{(-0.511-\mu_e)/T_e} \\ &\quad \left(1 + \frac{0.116\text{MeV}}{T_e} + \frac{0.601\text{MeV}^2}{T_e^2} + \frac{0.178\text{MeV}^3}{T_e^3} + \frac{0.035\text{MeV}^4}{T_e^4} \right)\end{aligned}\quad (5.17)$$

donde m_e , μ_e y T_e son la masa, potencial químico y temperatura de los electrones (en MeV) respectivamente.

Si llamamos $\eta = \mu_e/T_e$, podemos hallar η , buscando las raíces de la ecuación:

$$Y_e = \frac{8\pi}{3N_b} T_e^3 \eta (\eta^2 + \pi^2) \quad (5.18)$$

Una vez determinadas las velocidades de capturas de neutrinos, calculamos la fracción electrónica del material Y_e . Llamando N_j a la densidad de partículas de la especie j y A_j al número másico de dichas partículas, la fracción de esa especie dada resulta:

$$Y_j = \frac{N_j}{\sum_i N_i A_i} \quad (5.19)$$

Si el ambiente es eléctricamente neutro, la fracción electrónica resulta

$$Y_e = \sum_j Z_j Y_j = X_p + \frac{1}{2} X_\alpha + \sum_k \frac{Z_k}{A_k} X_k, \quad (5.20)$$

donde Z_j es la carga de la especie j . Las cantidades X_p , X_α y X_k son las fracciones de masa del protón, helio, y núcleos pesados respectivamente.

La fracción de masa de protón varía como

$$\frac{dX_p}{dt} = -(\lambda_{\bar{\nu}_e} + \lambda_{e^-})X_p + (\lambda_{\nu_e} + \lambda_{e^+})X_n. \quad (5.21)$$

En ausencia de elementos pesados, la dependencia temporal de la fracción electrónica es la misma que la de los protones, y la suma de las fracciones de masa de neutrones, protones y partículas α es dada por la relación $X_p + X_n + X_\alpha = 1$. Por lo tanto,

$$\frac{dY_e}{dt} = \lambda_n - (\lambda_p + \lambda_n)Y_e + \frac{1}{2}(\lambda_p - \lambda_n)X_\alpha, \quad (5.22)$$

donde hemos llamado

$$\begin{aligned} \lambda_n &= \lambda_{\nu_e} + \lambda_{e^-} \\ \lambda_p &= \lambda_{\bar{\nu}_e} + \lambda_{e^+} \end{aligned} \quad (5.23)$$

Si el plasma alcanza una etapa de equilibrio, la fracción electrónica no varía con el tiempo ($\frac{dY_e}{dt} = 0$) y de esta forma,

$$Y_e = \frac{\lambda_n}{\lambda_n + \lambda_p} + \frac{1}{2} \frac{\lambda_p - \lambda_n}{\lambda_p + \lambda_n} X_\alpha. \quad (5.24)$$

A lo largo de esta tesis, hemos considerado a X_α como una cantidad independiente del tiempo. En los cálculos se han considerado distintos valores fijos para esta cantidad, que van desde 0 hasta 0.5.

El valor inicial de la fracción electrónica es determinante para que el proceso-r pueda producirse. De la ecuación 5.24 puede verse que para el caso en que $X_\alpha = 0$ el valor de $Y_e = 0.5$ corresponde a $\lambda_p = \lambda_n$. En general, para tiempos post rebote de ~ 1 segundo dominan las capturas de neutrinos y antineutrinos sobre nucleones frente a las de electrones y positrones [152, 42]. Con ello, para $Y_e = 0.5$ se tiene $\lambda_{\bar{\nu}_e} \simeq \lambda_{\nu_e}$, de manera que si $Y_e < 0.5$ la reacción $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$ es la más eficiente, colaborando a enriquecer el medio de neutrones. Además, aún en casos con $X_\alpha \neq 0$, $Y_e < 0.5$ asegura un exceso de neutrones sobre protones ($X_n > X_p$) y $X_n > 0$.

Un valor de $Y_e < 0.5$ resulta entonces necesario para asegurar que el material sea rico en neutrones, y que luego de experimentar reacciones donde se forman partículas alfa o núcleos más pesados ($3\alpha \rightarrow {}^{12}C + \gamma$ o $\alpha + \alpha + n \rightarrow {}^9Be + \gamma$ seguida de $\alpha + {}^9Be \rightarrow {}^{12}C + n$) continúe existiendo un exceso de neutrones sobre protones de manera que las capturas neutrónicas puedan darse y pueda ser viable el proceso-r en ese medio [138, 42, 153].

5.2.1. Caracterización de los flujos de neutrinos

Como hemos mencionado anteriormente, es posible describir al flujo inicial de neutrinos (en la neutrinosfera), utilizando una distribución de Fermi-Dirac

$$f_{\alpha\nu}(E) = \frac{1}{1 + \exp[(E_\nu - \mu_\nu)/kT_\nu]} \quad (5.25)$$

Por lo que la energía media resulta

$$\langle E_\nu \rangle = \frac{7\pi^4}{180\zeta(3)} T \simeq 3.1514T \quad (5.26)$$

5. Estudio de la fracción electrónica en supernovas considerando oscilaciones de neutrinos

donde $\zeta(3)$ es la función zeta de Reimann evaluada en 3.

El hecho de usar una distribución de tipo Fermi-Dirac para describir el flujo de neutrinos, radica en que un flujo de neutrinos termalizado, tendría este comportamiento. Pero, el flujo emitido por el núcleo de una SN, no se encuentra bajo estas condiciones, por lo que este argumento no es lo suficientemente fuerte como para limitar la función de distribución a utilizar para su descripción. Por ello, existen propuestas [135, 154] que sugieren la utilización de otra función de distribución para aproximar este flujo, cuya principal motivación se encuentra en su simplicidad analítica:

$$f_{\alpha\nu}(E) = \xi(E/\langle E \rangle)^\alpha e^{-(\alpha-1)E/\langle E \rangle} \quad (5.27)$$

El parámetro α se define como $\langle (E^2) \rangle / \langle E \rangle^2 = (\alpha+2)/(\alpha+1)$ y ξ es un factor de normalización para que $\int f_{\alpha\nu}(E)dE = 1$. Los valores de los parámetros α para cada sabor han sido extraídos de las simulaciones numéricas realizadas con el código Prometheus/Vertex [155] para un progenitor de $8.8M_\odot$.

5.3. Cálculo de densidades de neutrinos

En esta sección, estudiaremos las ecuaciones diferenciales necesarias para calcular los números de ocupación de los neutrinos en función del radio de la estrella.

Para hallar la evolución de las funciones de distribución de los neutrinos, hemos resuelto las ecuaciones diferenciales para la evolución de sabor. Utilizamos el formalismo de las matrices densidad ρ_E ($\bar{\rho}_E$), cuya diagonal corresponde a los números de ocupación de los distintos sabores de neutrinos (antineutrinos) considerados. Sea H (\bar{H}) el hamiltoniano de neutrinos (antineutrinos) en la base de sabor, las variaciones radiales de sabor estarán dadas por la ecuación de Schrödinger:

$$i\partial_r \rho_E = [H_E, \rho_E] \quad , \quad i\partial_r \bar{\rho}_E = [\bar{H}_E, \bar{\rho}_E] \quad (5.28)$$

Consideramos $H_E = H_E^{vac} + H_E^m + H_E^{\nu-\nu}$, donde H_E^{vac} es el hamiltoniano de vacío en la base de sabor y contempla las oscilaciones de neutrinos en el vacío. Llamaremos H_E^m al hamiltoniano de materia, donde se consideran las interacciones neutrinos-materia (efecto MSW) [156, 157]. Finalmente, el tercer término $H_E^{\nu-\nu}$ contiene las interacciones neutrino-neutrino [158]. Para lograr una mayor simplicidad numérica, estas últimas han sido tratadas bajo la aproximación del ángulo único (the single-angle approximation), según la cual todos los neutrinos experimentan el mismo efecto refractivo y evolucionan en el espacio de sabor con una propagación radial y son conocidas como *oscilaciones colectivas* [29, 159]. Además, algunos trabajos sugieren que, para ciertos perfiles de densidad, promediar sobre las trayectorias de neutrinos tiene muy pocos efectos sobre los resultados finales [160].

5.3.1. Oscilaciones entre neutrinos activos

Comenzamos con el estudio de la oscilación activo-activo teniendo en cuenta dos sabores. Dado que los flujos de los neutrinos muónicos y tau son similares en la SN, consideremos la oscilación de un neutrino electrónico ν_e con ν_x donde $x = \mu$ o τ [135, 161]. La mezcla entre ambos neutrinos se da a través de un ángulo de mezcla θ_{13} . El hamiltoniano de vacío en la base de masas será:

$$H_{masas}^{vac} = \begin{pmatrix} pc + \frac{m_1^2 c^4}{2E} & 0 \\ 0 & pc + \frac{m_2^2 c^4}{2E} \end{pmatrix} \quad (5.29)$$

donde $E_i = \sqrt{p^2 c^2 + m_i^2 c^4} \approx pc + \frac{m_i^2 c^4}{2pc}$ donde m_i es la masa del autoestado de masas i , p es el momento y c la velocidad de la luz en el vacío. Tomando como matriz de mezcla:

$$U = \begin{pmatrix} c_{13} & s_{13} \\ -s_{13} & c_{13} \end{pmatrix} \quad (5.30)$$

donde hemos llamado $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$ y $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$. podemos pasar a la base de sabor mediante

$$H_E^{vac} = U H_{masa}^{vac} U^\dagger \quad (5.31)$$

obteniendo

$$H^{vac} = \left(pc + \frac{m_1^2 c^4}{2E} \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{\Delta_{13} c^4}{2E} \begin{pmatrix} s_{13}^2 & \bar{s}_{13} \\ \bar{s}_{13} & c_{13}^2 \end{pmatrix} \quad (5.32)$$

donde $\bar{s}_{ij} = \frac{\sin(2\theta_{ij})}{2}$ y $\Delta_{13} = m_3^2 - m_1^2$.

Luego, si los neutrinos atraviesan medios materiales, sufren dispersiones elásticas coherentes con otras partículas (como electrones y neutrones). Las interacciones neutrino-neutrón y neutrino-electrón son descritas por el hamiltoniano sugerido por Mikheyev, Smirnov y Wolfenstein (MSW) [156, 162]

$$H^m = \sqrt{2} G_F \begin{pmatrix} N_e - \frac{N_n}{2} & 0 \\ 0 & -\frac{N_n}{2} \end{pmatrix} \quad (5.33)$$

donde N_e y N_n son las densidades de electrones y neutrones respectivamente. Si consideramos un medio electricamente neutro y despreciamos la presencia de partículas pesadas, entonces $Y_n = 1 - Y_e$. Teniendo en cuenta la definición de la fracción electrónica $Y_e = \frac{N_e}{N_e + N_n}$, el Hamiltoniano anterior resulta

$$H^m = \frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_b \begin{pmatrix} 3Y_e - 1 & 0 \\ 0 & Y_e - 1 \end{pmatrix} \quad (5.34)$$

donde G_F es la constante de Fermi y N_b es la densidad bariónica que puede obtenerse de la ecuación 5.5.

El Hamiltoniano que describe las interacciones neutrino-neutrino resulta [158]

$$H^{\nu-\nu} = \sqrt{2} G_F (N_{\nu_e} - N_{\bar{\nu}_e}) \begin{pmatrix} 2 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \sqrt{2} G_F (N_{\nu_x} - N_{\bar{\nu}_x}) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 2 \end{pmatrix} \quad (5.35)$$

donde N_{ν_i} ($N_{\bar{\nu}_i}$) es la densidad del neutrino (antineutrino) de sabor i .

5.3.2. Oscilaciones entre neutrinos activos y estériles: esquema 1+1

Para el caso de un neutrino activo liviano mezclándose con un sabor estéril, suponemos que el neutrino estéril no interactúa con electrones o neutrones de la estrella y consideramos que solo ν_e y $\bar{\nu}_e$ pueden interactuar entre ellos.

Nuevamente, para encontrar la contribución del vacío en el Hamiltoniano, debemos hacer un cambio de base a la base de sabor. En este caso, m_1 y m_4 son las masas de los neutrinos ν_1 y ν_4 (autoestados de masa) y p es el momento. Considerando que $m_4^2 c^2 \ll p^2 c^2$, hacemos la siguiente aproximación:

$$H_{masa}^{vac} = \begin{pmatrix} pc + \frac{m_1^2 c^4}{2E} & 0 \\ 0 & pc + \frac{m_4^2 c^4}{2E} \end{pmatrix} \quad (5.36)$$

5. Estudio de la fracción electrónica en supernovas considerando oscilaciones de neutrinos

Sea U una matriz unitaria que relaciona los estados de masa con los estados de sabor,

$$U = \begin{pmatrix} c_{14} & s_{14} \\ -s_{14} & c_{14} \end{pmatrix} \quad (5.37)$$

entonces en la base de sabor tendremos las siguientes contribuciones

$$H^{vac} = \left(pc + \frac{m_1^2 c^4}{2E} \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{\Delta m_{14}^2 c^4}{2E} \begin{pmatrix} s_{14}^2 & c_{14} s_{14} \\ c_{14} s_{14} & c_{14}^2 \end{pmatrix} \quad (5.38)$$

$$H_E^m = \sqrt{2} G_F N_b \text{diag} \left(\frac{3}{2} Y_e - \frac{1}{2}, 0 \right) \quad (5.39)$$

$$H_E^{\nu-\nu} = \sqrt{2} G_F (N_{\nu_e} - N_{\bar{\nu}_e}) \begin{pmatrix} 2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (5.40)$$

5.3.3. Oscilaciones entre neutrinos activos y estériles: esquema 2+1

En este caso trabajamos con tres tipos de neutrinos en la base de sabor ν_e , ν_x y ν_s . Este sabor estéril adicional ν_s se caracteriza por ser invisible ante decaimientos del bosón Z e interactuar sólo de forma gravitacional [100], además de participar en las oscilaciones, mezclándose con el sabor electrónico con una diferencia de masa Δ_{14} y un ángulo de mezcla de θ_{14} .

En este caso, el hamiltoniano que describe las oscilaciones en vacío en la base de sabor resulta:

$$\mathcal{H}_{mass}^{vac} = \begin{pmatrix} pc + \frac{m_1^2 c^4}{2E} & 0 & 0 \\ 0 & pc + \frac{m_3^2 c^4}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & pc + \frac{m_4^2 c^4}{2E} \end{pmatrix} \quad (5.41)$$

Utilizamos la siguiente matriz de mezcla:

$$U = \begin{pmatrix} c_{14} & 0 & s_{14} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{14} & 0 & c_{14} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & s_{13} & 0 \\ -s_{13} & c_{13} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{13} c_{14} & s_{13} c_{14} & s_{14} \\ -s_{13} & c_{13} & 0 \\ -c_{13} s_{14} & -s_{13} s_{14} & c_{14} \end{pmatrix} \quad (5.42)$$

donde se ha tomado $\theta_{34} = 0$.

El hamiltoniano en la base de sabor resulta

$$\begin{aligned} \mathcal{H}^{vac} &= \left(pc + \frac{m_1^2 c^4}{2E} \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{\Delta m_{13}^2 c^4}{2E} \begin{pmatrix} c_{14}^2 s_{13}^2 & c_{14} c_{13} s_{13} & -c_{14} s_{14} s_{13}^2 \\ c_{14} c_{13} s_{13} & c_{13}^2 & -c_{13} s_{13} s_{14} \\ -c_{14} s_{14} s_{13}^2 & -s_{14} c_{13} s_{13} & s_{14}^2 s_{13}^2 \end{pmatrix} \\ &+ \frac{\Delta m_{14}^2 c^4}{2E} \begin{pmatrix} s_{14}^2 & 0 & c_{14} s_{14} \\ 0 & 0 & 0 \\ c_{14} s_{14} & 0 & c_{14}^2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (5.43)$$

Las interacciones neutrino-materia, pueden ser obtenidas al igual que en la sección anterior como:

$$\mathcal{H}^m = \frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_b \begin{pmatrix} 3Y_e - 1 & 0 & 0 \\ 0 & Y_e - 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (5.44)$$

Finalmente, la parte de interacción con neutrinos, resulta nula para los elementos que involucran neutrinos estériles ($H_{es}^{\nu\nu} = H_{xs}^{\nu\nu} = H_{ss}^{\nu\nu} = 0$), de manera que las auto-interacciones entre neutrinos están descritas por

$$\mathcal{H}^{\nu-\nu} = \sqrt{2}G_F(N_{\nu_e} - N_{\bar{\nu}_e}) \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{2}G_F(N_{\nu_x} - N_{\bar{\nu}_x}) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (5.45)$$

Si ahora consideramos $\theta_{34} \neq 0$ (correspondiente a la mezcla entre el sabor x y el neutrino estéril), el hamiltoniano que describe las oscilaciones en vacío resulta

$$\begin{aligned} H^{vac} = & \left(pc + \frac{m_1^2 c^4}{2E} \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{\Delta_{14}^2 c^4}{2E} \begin{pmatrix} s_{14}^2 & \bar{s}_{14}s_{34} & \bar{s}_{14}c_{34} \\ \bar{s}_{14}s_{34} & c_{14}^2 s_{34}^2 & c_{14}^2 \bar{s}_{34} \\ \bar{s}_{14}c_{34} & c_{14}^2 \bar{s}_{34} & c_{14}^2 c_{34}^2 \end{pmatrix} \\ & + \frac{\Delta_{13}^2 c^4}{2E} \begin{pmatrix} s_{13}^2 c_{14}^2 & s_{13}c_{14}a & -s_{13}c_{14}b \\ s_{13}c_{14}a & a^2 & -ac \\ -s_{13}c_{14}b & -ac & c^2 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

donde

$$\begin{aligned} a &= c_{13}c_{34} - s_{13}s_{14}s_{34} \\ b &= s_{13}c_{34} + c_{13}s_{34} \\ c &= s_{13}s_{14}c_{34} + c_{13}s_{34} \end{aligned} \quad (5.46)$$

y las otras dos contribuciones se mantienen igual.

5.4. Resultados

Hemos resuelto las ecuaciones de evolución de la sección 5.3 de forma acoplada con las ecuaciones que determinan Y_e (5.6-5.24). Al resolver las ecuaciones 5.28, se obtienen las funciones de distribución para cada tipo de neutrino (y antineutrino) en función del radio y con ellas se calculan flujos, velocidades de reacciones, y en particular la fracción electrónica Y_e como se describe en la ecuación 5.24. Como resultado, hemos podido encontrar la cantidad de neutrinos (antineutrinos) de cada sabor f_ν y la fracción electrónica Y_e en función del radio para la época de enfriamiento del viento de deriva de neutrinos, $t_{pb} \sim 10$ sec. Para la resolución de las ecuaciones diferenciales acopladas, hemos adoptado valores para los parámetros de mezcla de los neutrinos dados en la literatura, para el ángulo de mezcla θ entre el neutrino liviano y ν_x , $\sin^2 2\theta = 0.29$ y fijamos la diferencia de masas en $\Delta_m^2 = 7.9 \times 10^{-5} \text{eV}^2$ o la combinación $\sin^2 2\theta = 0.09$ y $\Delta_m^2 = 2 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ [163, 164]. Como condición inicial hemos tomado dos posibilidades de funciones de distribución para caracterizar a los neutrinos en el radio de la neutrinosfera $R_\nu = 10 \text{km}$. Estas dos distribuciones son: la de Fermi-Dirac (FD), cuyas energías medias fueron tomadas de las referencias [138, 146] siendo $\langle E_{\nu_e} \rangle = 10 \text{MeV}$, $\langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle = 15 \text{MeV}$, $\langle E_{\nu_x} \rangle = \langle E_{\bar{\nu}_x} \rangle = 24 \text{MeV}$; y una ley de potencias propuesta en los trabajos [154, 135, 165]. Para los neutrinos estériles, hemos multiplicado a las funciones de distribución por un parámetro libre ξ_s . Además, en nuestros cálculos hemos considerado distintos valores constantes para X_α entre 0 y 0.5.

5.4.1. Caso activo-activo

En este caso, hemos considerado oscilaciones e interacciones entre neutrinos electrónicos (y antineutrinos electrónicos) y un neutrino x . En la figura 5.3 mostramos los flujos obtenidos para dos radios diferentes $R = 35 \text{km}$ (primera fila) y $R = 1000 \text{km}$ (segunda fila). Las

5. Estudio de la fracción electrónica en supernovas considerando oscilaciones de neutrinos

columnas indican las distintas interacciones consideradas: solo oscilaciones (primera columna), oscilaciones e interacciones con materia (segunda columna) y oscilaciones, interacciones con materia e interacciones neutrino-neutrino (tercera columna). Para el ángulo de mezcla θ entre el neutrino liviano y ν_x hemos tomado $\sin^2 2\theta = 0.29$ y fijamos la diferencia de masas en $\Delta m^2 = 7.9 \times 10^{-5} \text{eV}^2$ [164].

En la figura 5.4 presentamos los flujos para los mismos radios e interacciones que en la figura 5.3 pero para el ángulo de mezcla $\sin^2 2\theta = 0.09$ y la diferencia cuadrada de masas de $\Delta m^2 = 2 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, valores que fueron extraídos de las publicaciones recientes de la colaboración Double Chooz [163].

Es decir, estudiamos dos sets de parámetros de oscilación, el primero del orden de diferencias de masas *solares* y el segundo del orden de las *atmosféricas*, de manera de determinar cuál utilizar para la mezcla entre $\nu_e - \nu_x$.

Podemos ver que para el caso de la diferencia de masa más pequeña, los efectos de la oscilación comienzan a apreciarse a radios más grandes. Esto implica que para estos parámetros (los llamados "solares"), la mezcla de neutrinos no afectará la nucleosíntesis en el interior de las SN (en concordancia con lo expuesto por [166]). Es por ello que en los cálculos siguientes, que involucren mezclas entre neutrinos activos, utilizaremos la diferencia de masas y ángulo de mezcla correspondiente a los parámetros atmosféricos, es decir $\sin^2 2\theta = 0.09$ y $\Delta m^2 = 2 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ [163].

En la figura 5.4, podemos a su vez observar que las interacciones neutrino-neutrino (tercera columna) generan el mismo efecto indistintamente del radio (cuando sólo tenemos neutrinos activos involucrados). Mientras que las interacciones con materia generan distintos efectos a distintos radios (segunda columna). Estos efectos se observan también en la fracción electrónica obtenida para este caso y los cambios que presenta a distintos radios según las interacciones consideradas. Esto puede observarse en la primer fila de la figura 5.15, donde se muestra la fracción electrónica en función del radio obtenida con los parámetros de mezcla elegidos (los atmosféricos) para dos funciones de distribución diferentes, primera columna: distribución de Fermi Dirac; segunda columna: ley de potencias.

5.4.2. Caso activo-esteril: esquema 1+1

Los neutrinos activos se propagan desde el núcleo SN y se convierten a estados estériles a través de resonancias MSW, ubicadas en dos regiones espaciales diferentes. Para grandes tiempos después del rebote, las resonancias internas y externas se encuentran cerca de la neutrinósfera. Además de la interacción de los neutrinos con la materia, las interacciones neutrino-neutrino también afectan las densidades numéricas de los neutrinos, y por lo tanto Y_e . El papel de las autointeracciones de los neutrinos se vuelve más importante a medida que aumenta el tiempo luego del rebote, ya que la densidad de la materia es menor.

Para tiempos tardíos, se espera que las conversiones resonantes $\nu_e \rightarrow \nu_s$ y $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_s$ tengan la misma tendencia adiabática, causando un efecto pequeño sobre Y_e [165].

Los cálculos que se presentan a continuación han sido realizados variando el parámetro ξ_s en el intervalo $0 \leq \xi_s \leq 1$, y tomando distintos valores para la diferencia de los cuadrados de las masas Δm_{14}^2 y el ángulo de mezcla entre neutrinos activos y estériles, denotado como θ_{14} .

En la figura 5.5 mostramos los resultados obtenidos para la fracción electrónica Y_e en función del radio para distintas interacciones consideradas y para diferentes valores de X_α . La figura muestra los resultados para el caso en que usamos una distribución de FD para caracterizar a los neutrinos en la neutrinósfera. A modo de comparación, también mostramos un caso particular en el cual, en vez de FD, hemos usado una ley de potencias como distribución inicial con $X_\alpha = 0.3$. Se puede observar que el uso de esta segunda distribución produce

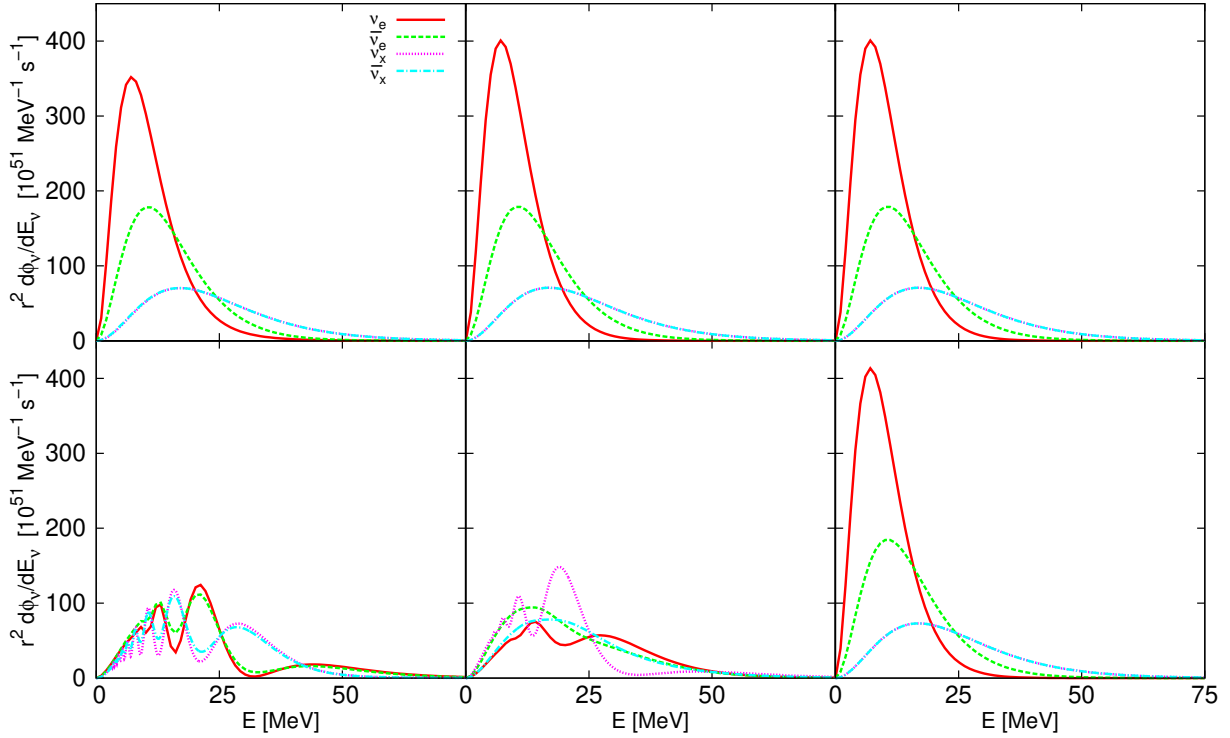


Figura 5.3. Flujos de neutrinos a $R = 35$ km (primera fila del gráfico) y a $R = 1000$ km (segunda fila), para cuando son incluidas: las oscilaciones de neutrinos (primera columna), las oscilaciones de neutrinos y las interacciones neutrinos-materia (segunda columna) y las oscilaciones de neutrinos, las interacciones neutrinos-materia y las autointeracciones entre neutrinos (tercera columna). Línea sólida: neutrino electrónico; línea discontinua: antineutrino electrónico; línea de puntos: combinación lineal de los neutrinos mu y tau (ν_x); línea discontinua y punteada: combinación lineal de los antineutrinos mu y tau ($\bar{\nu}_x$). Las curvas fueron obtenidas fijando el ángulo de mezcla y la diferencia de los cuadrados de las masas en los valores $\sin^2 2\theta = 0.29$ and $\Delta m^2 = 7.9 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, respectivamente [164].

un pico para valores pequeños del radio y una meseta en Y_e para radios mayores que 20 km.

En la figura 5.6 presentamos los resultados para la fracción electrónica como función del parámetro ξ_s , para dos ángulos de mezcla diferentes $\sin^2 2\theta_{14} = 0.5$ y $\sin^2 2\theta_{14} = 0.1$, una diferencia de masas al cuadrado $\Delta m_{14}^2 = 2 \text{ eV}^2$ y para dos radios diferentes.

Cuando el valor de ξ_s es cercano a la unidad, la fracción electrónica alcanza valores mayores que 0.5. Esto indica que, para lograr una mayor probabilidad de ocurrencia del proceso-r, es deseable que no estén presentes los neutrinos estériles en la neutrinósfera. Este resultado, está en concordancia con lo expuesto en el trabajo de Nunokawa y colaboradores [167] donde manifiestan que para el rango de diferencias de masas Δm_{14}^2 considerado, cuando se trabaja a pequeños radios, las conversiones al sabor estéril pueden ser despreciadas.

Teniendo en cuenta que el proceso-r tiene efectivamente lugar (pues observamos en la naturaleza elementos producto de dichas cadenas) y asumiendo que para que se produzca se necesita una fracción electrónica $Y_e < 0.5$, hemos podido obtener cotas para los parámetros de mezcla. Para ello consideramos un valor límite en Y_e de 0.48 y variamos los parámetros

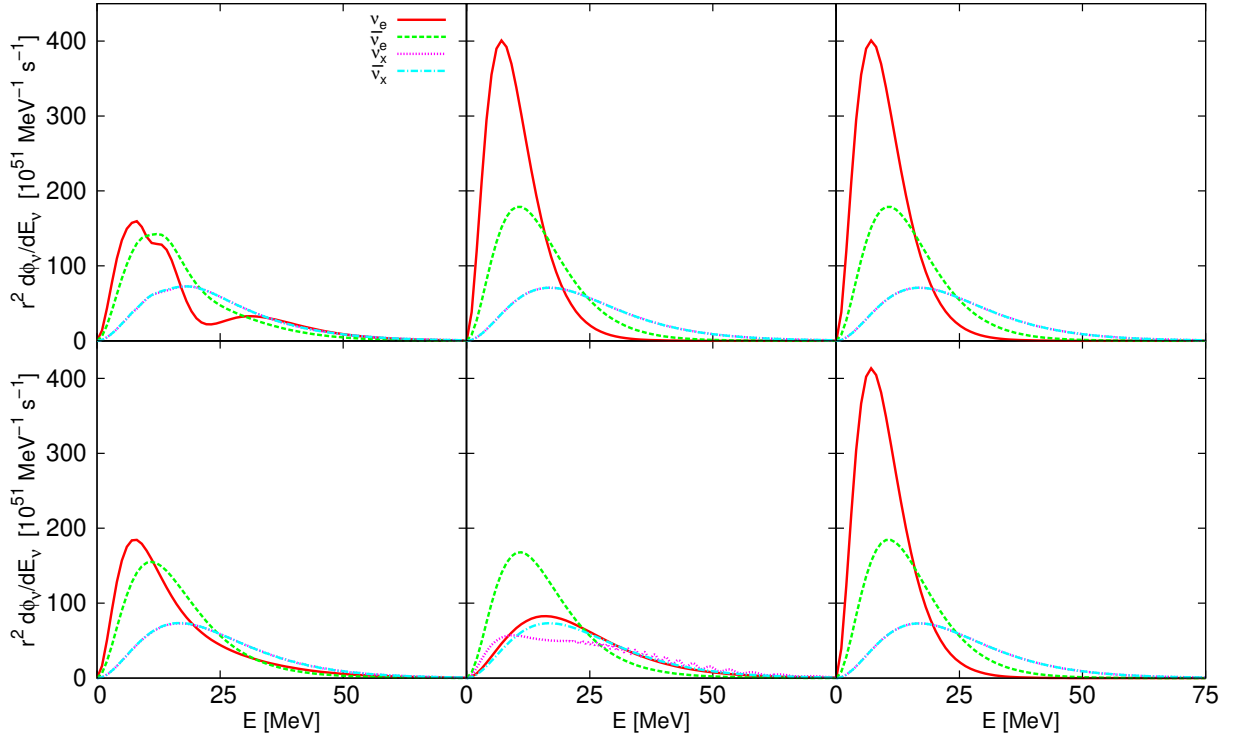


Figura 5.4. Igual que la figura 5.3 pero para $\sin^2 2\theta = 0.09$ and $\Delta m^2 = 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ [163].

con esta restricción. En la figura 5.7 mostramos las cotas obtenidas para el ángulo de mezcla y para la diferencia de masas para $\xi_s = 0$ para tres radios distintos, manteniendo $X_\alpha = 0$. Las curvas representan $Y_e = 0.48$ y las regiones permitidas corresponden a $\Delta m_{14}^2 > 1.5 \text{ eV}^2$ para $R = 150 \text{ km}$, $\Delta m_{14}^2 > 1 \text{ eV}^2$ para $R = 200 \text{ km}$ y $\Delta m_{14}^2 > 0.5 \text{ eV}^2$ para $R = 250 \text{ km}$. La comparación de nuestros resultados con los de la referencia [167] para el caso del esquema 1+1 en época tardía de enfriamiento arroja rangos comunes para los valores de los parámetros que favorecen el proceso-r. Dicha región corresponde a $0.5 \text{ eV}^2 < \Delta m_{14}^2 < 10^2 \text{ eV}^2$. Para valores más grandes de X_α hemos encontrado que $Y_e > 0.5$, lo cual suprime la formación de elementos pesados vía proceso-r.

En la figura 5.8 mostramos los valores permitidos para los parámetros Δm_{14}^2 y ξ_s (regiones blancas) para diferentes valores de X_α , para el caso en que hemos considerado todas las interacciones en el cálculo de la fracción electrónica. Los valores que generan $Y_e < 0.48$ son consistentes con valores pequeños de ξ_s . De manera que si el ángulo de mezcla es mayor, el factor ξ_s debe decrecer para asegurar la efectividad del proceso-r.

En la figura 5.9, mostramos los valores permitidos para el ángulo de mezcla y para la constante de renormalización de la función de distribución del neutrino estéril (regiones blancas) para dos valores diferentes de la diferencia de los cuadrados de las masas. Nuevamente, las curvas representan el valor $Y_e = 0.48$ cuando todas las interacciones son incluidas en los cálculos. La región que produce $Y_e < 0.48$ favorece valores pequeños de ξ_s , mientras que el ángulo de mezcla entre neutrinos activos y estériles se encuentra limitado por la condición $\sin^2 2\theta_{14} < 0.6$ cuando $\Delta m_{14}^2 > 2 \text{ eV}^2$.

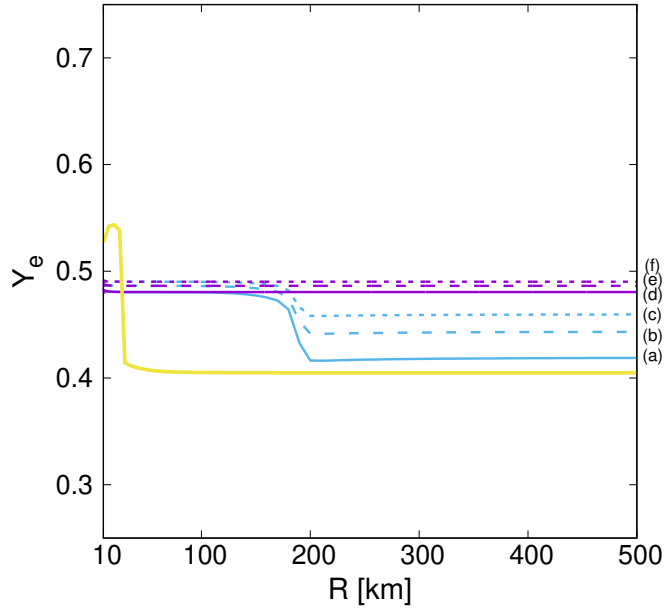


Figura 5.5. Y_e en función del radio en el esquema 1 + 1 para la época de enfriamiento tardía. El gráfico corresponde a $\Delta m_{14}^2 = 2 \text{ eV}^2$ y $\sin^2 2\theta_{14} = 0.16$. Las curvas (a), (b) y (c) corresponden a $X_\alpha = 0$, $X_\alpha = 0.3$ y $X_\alpha = 0.5$ para el caso en que todas las interacciones son consideradas en el Hamiltoniano. Las curvas (d), (e) y (f) corresponden a $X_\alpha = 0$, $X_\alpha = 0.3$ y $X_\alpha = 0.5$ para el caso en que sólo las oscilaciones en vacío son incluidas. Los cálculos fueron realizados usando una distribución de Fermi-Dirac para describir la condición inicial de los neutrinos. La línea gruesa muestra los resultados obtenidos para $X_\alpha = 0.3$ cuando se consideran todas las interacciones, usando la función de distribución descrita en las referencias [165, 135]

5.4.3. Caso activo-esteril: esquema 2+1. Con $\theta_{34} = 0$

En esta sección, mostramos los efectos de la inclusión de un neutrino estéril en un ambiente de supernova por colapso de núcleo para el caso en que el neutrino estéril puede mezclarse con uno de los dos neutrinos activos, el neutrino electrónico. El ángulo de mezcla entre los dos neutrinos activos considerado en los cálculos es de $\sin^2 2\theta_{13} = 0.09$ y la diferencia de masas al cuadrado $\Delta m_{13}^2 = 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ [163]. Además, suponemos una jerarquía normal de masas para los neutrinos atmosféricos [163]. En la figura 5.10 mostramos el comportamiento de la fracción electrónica como función del radio para las distintas interacciones incluidas en el hamiltoniano que hemos mencionado. Los cálculos fueron realizados principalmente para el caso en que hemos considerado una distribución de Fermi-Dirac como condición inicial de la ecuación 5.28 (líneas finas), pero también hemos estudiado el caso con una distribución de ley de potencias [154, 135, 165] para $X_\alpha = 0.3$ (línea gruesa).

En la figura 5.11 presentamos los resultados de la fracción electrónica Y_e en función de la constante ξ_s , para $R = 75 \text{ km}$ y $R = 250 \text{ km}$. Puede observarse que el valor de la fracción electrónica es mayor que 0.5 si las interacciones neutrino-neutrino no son incluidas en los cálculos.

En la figura 5.12 mostramos los valores del ángulo de mezcla y las diferencias de masas al cuadrado entre neutrinos activos y estériles, para $\xi_s = 0$ y $Y_e = 0.48$. La condición $\Delta m_{14}^2 > 2 \text{ eV}^2$ es consistente con el proceso-r a radios pequeños. En los cálculos hemos tomado $X_\alpha = 0$ pues para $X_\alpha \neq 0$ encontramos $Y_e > 0.5$.

En la Figura 5.13 mostramos los valores permitidos para Δm_{14}^2 y ξ_s (regiones blancas) para

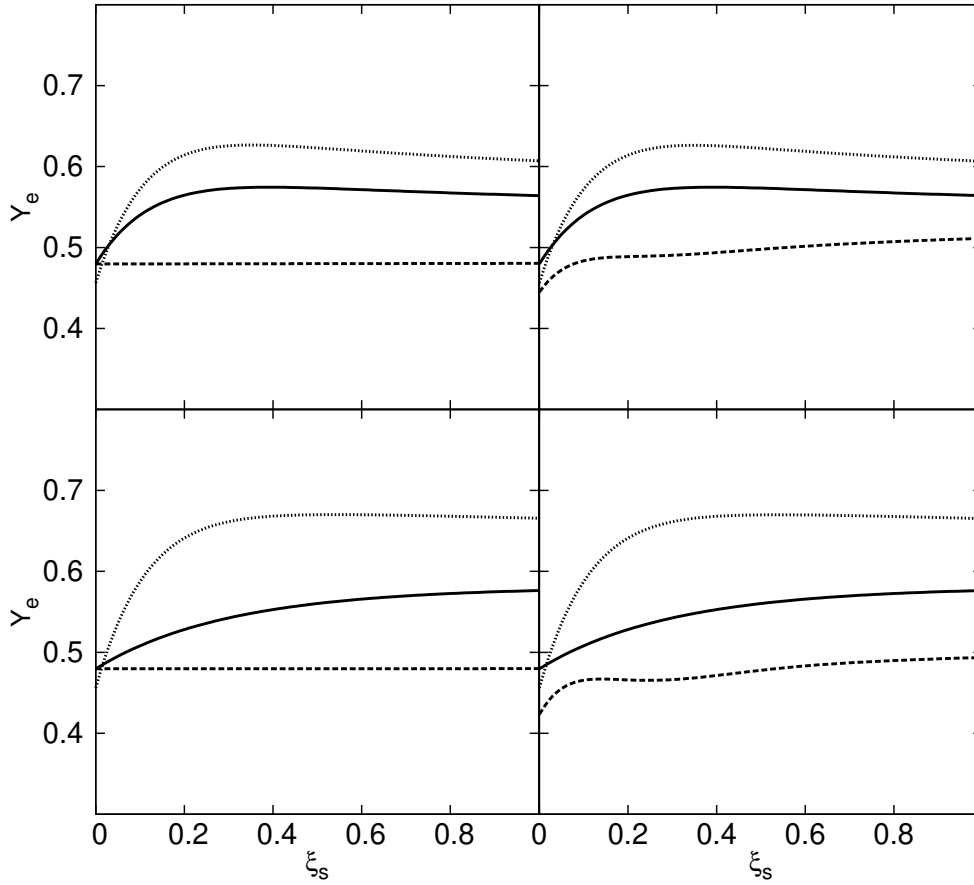


Figura 5.6. Y_e como función de la condición inicial ξ_s en el esquema 1 + 1 para dos conjuntos de parámetros de mezcla a $R = 75$ km (primera columna) y a $R = 250$ km (segunda columna). Línea sólida: sólo oscilaciones; línea punteada: oscilaciones e interacciones neutrinos-materia; línea discontinua: oscilaciones, interacciones neutrinos materia e interacciones neutrino-neutrino. Figura superior: $\sin^2 2\theta_{14} = 0.5$; figura inferior: $\sin^2 2\theta_{14} = 0.1$, en ambos casos consideramos una jerarquía normal para las diferencias de los cuadrados de las masas $\Delta m_{14}^2 = 2 \text{ eV}^2$, implicando que el autoestado de masa ν_4 es más pesado que los autoestados de masas de los neutrinos activos.

diferentes valores del ángulo de mezcla entre neutrinos activos y estériles y para distintos X_α . Observamos que si $\Delta m_{14}^2 > 1.8 \text{ eV}^2$ y $\xi_s < 0.45$, la fracción electrónica resulta menor que 0.48 para ángulos de mezcla pequeños. Para ángulos de mezcla mayores, la condición $Y_e < 0.48$ arroja valores pequeños para la constante ξ_s de manera que no afecta a las restricciones sobre la diferencia de masas.

Las cotas obtenidas para el ángulo de mezcla y para el factor de normalización de la función de distribución del neutrino estéril resultan más estrictas que las halladas para el esquema 1 + 1 (Figura 5.14). En este caso, para $\Delta m_{14}^2 = 2 \text{ eV}^2$, el ángulo de mezcla debe ser menor que 0.55 ($\sin^2 2\theta_{14} < 0.8$) y $\xi_s < 0.1$, de manera de obtener $Y_e < 0.5$.

Como resultado general a remarcar, podemos mencionar que la inclusión del neutrino estéril tiene un efecto notable sobre Y_e , y en particular, observamos que el valor de la fracción electrónica puede ser drásticamente reducido cuando todos los canales de interacción (oscilaciones, interacciones con materia e interacciones entre neutrinos) son considerados. Las

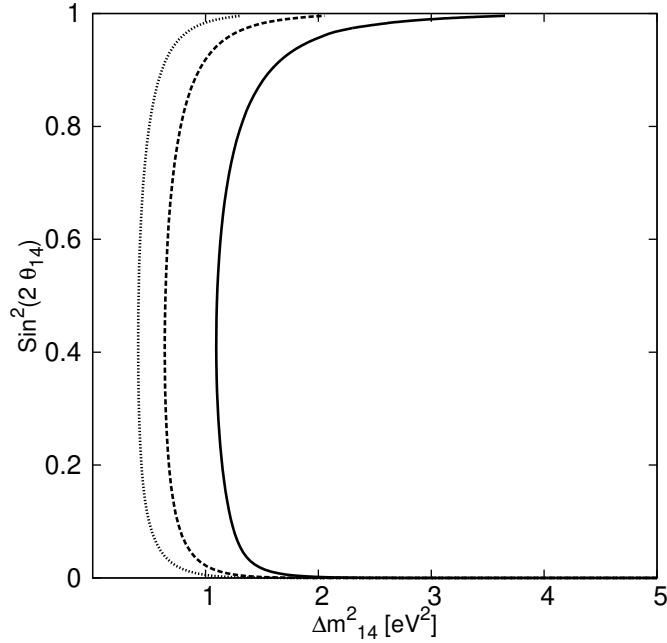


Figura 5.7. Parámetros de mezcla activo-estéril para diferentes radios en el esquema $1 + 1$ y para $X_\alpha = 0$. Las líneas corresponden al valor límite $Y_e = 0.48$ calculado usando todas las interacciones para el sector de neutrinos y para diferentes radios: línea sólida: $R = 150$ km; línea discontinua: $R = 200$ km; línea punteada: $R = 250$ km. Los valores de los parámetros que favorecen el proceso-r son los correspondientes a las regiones hacia el lado derecho de cada curva, puesto que allí $Y_e < 0.48$.

regiones permitidas del espacio de parámetros favorecen valores pequeños para la constante de renormalización ξ_s . Además, las regiones de parámetros permitidas son fuertemente restringidas a medida que el valor de X_α aumenta.

5.4.4. Caso activo-esteril: esquema $2 + 1$. Tomando $\theta_{34} \neq 0$

En la Figura 5.15 presentamos la fracción electrónica como función del radio para $X_\alpha = 0$ (líneas gruesas) y para $X_\alpha = 0.3$ (líneas finas), incluyendo diferentes interacciones y para los distintos esquemas de oscilación estudiados. La primera columna de la figura corresponde a los resultados obtenidos al utilizar una distribución de Fermi Dirac como condición inicial, mientras que la segunda columna corresponde a los cálculos realizados utilizando una distribución de ley de potencias. En ambos casos hemos considerado jerarquía normal $\Delta m_{13}^2 = 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\Delta m_{14}^2 = 2 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{13} = 0.09$ y $\sin^2 2\theta_{14} = 0.16$. La primera fila muestra la fracción electrónica para el caso con sólo oscilaciones entre sabores activos, la segunda y tercer fila corresponden al esquema de oscilación $2 + 1$ para los casos en que sólo se considera un ángulo de mezcla entre el sabor activo más liviano y el estéril (θ_{14}) y el caso en que se considera además, la mezcla entre el otro sabor activo y el estéril (θ_{14} y θ_{34}) respectivamente [168].

Puede verse que cuando son consideradas las interacciones de los neutrinos con la materia, la fracción electrónica se reduce respecto al caso con solo oscilaciones, efecto que ocurre por lo general solo a radios pequeños. Cuando consideramos, además, las interacciones entre neutrinos se logra reducir la fracción electrónica para todo radio, obteniendo valores menores a 0.5 en todos los escenarios estudiados.

5. Estudio de la fracción electrónica en supernovas considerando oscilaciones de neutrinos

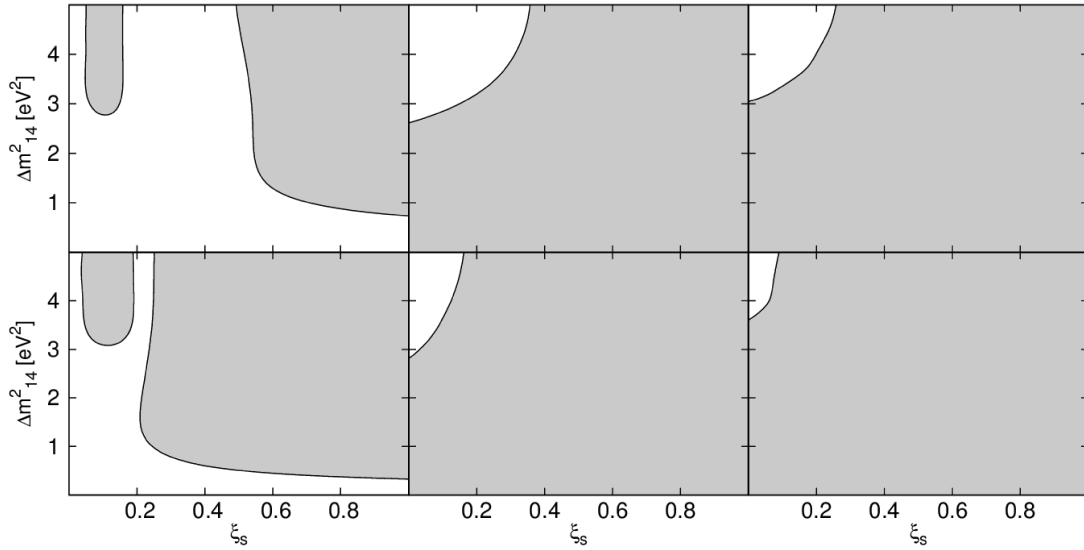


Figura 5.8. Valores permitidos de Δm_{14}^2 y ξ_s para dos valores diferentes del ángulo de mezcla θ_{14} y para $R = 150$ km (esquema 1 + 1). La primera fila corresponde a $\sin^2 2\theta_{14} = 0.1$ y la segunda a $\sin^2 2\theta_{14} = 0.5$. Primera, segunda y tercera columna representan $X_\alpha = 0, 0.3$ y 0.5 respectivamente. Las curvas muestran los resultados que obedecen la condición $Y_e = 0.48$. Las regiones blancas cubren las combinaciones de parámetros favorables para la producción del proceso-r, mientras que las regiones grises corresponden a las combinaciones de parámetros que generan $Y_e > 0.48$.

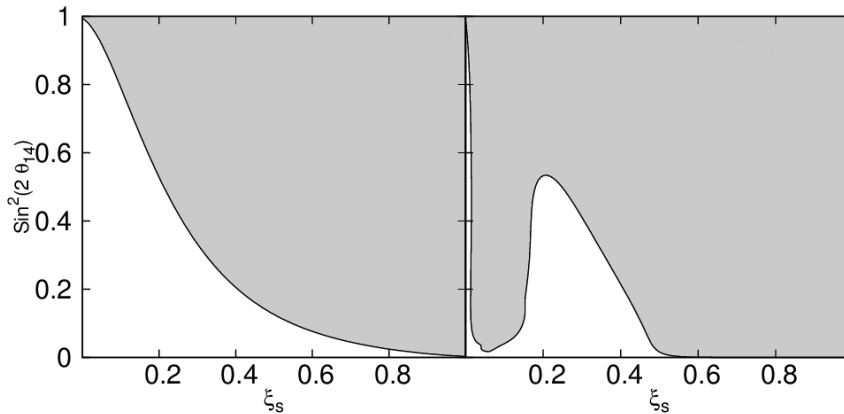


Figura 5.9. Valores permitidos de $\sin^2 2\theta_{14}$ y ξ_s para dos valores de la diferencia de los cuadrados de las masas Δm_{14}^2 y para $R = 150$ km (esquema 1 + 1). Lado izquierdo: $\Delta m_{14}^2 = 2$ eV²; lado derecho: $\Delta m_{14}^2 = 10$ eV². Las regiones blancas representan las combinaciones de parámetros que favorecen la ocurrencia del proceso-r, mientras que las regiones sombreadas corresponden a los casos que generan $Y_e > 0.5$. Mostramos los casos para $X_\alpha = 0$ puesto que para valores mayores de X_α obtenemos $Y_e > 0.5$.

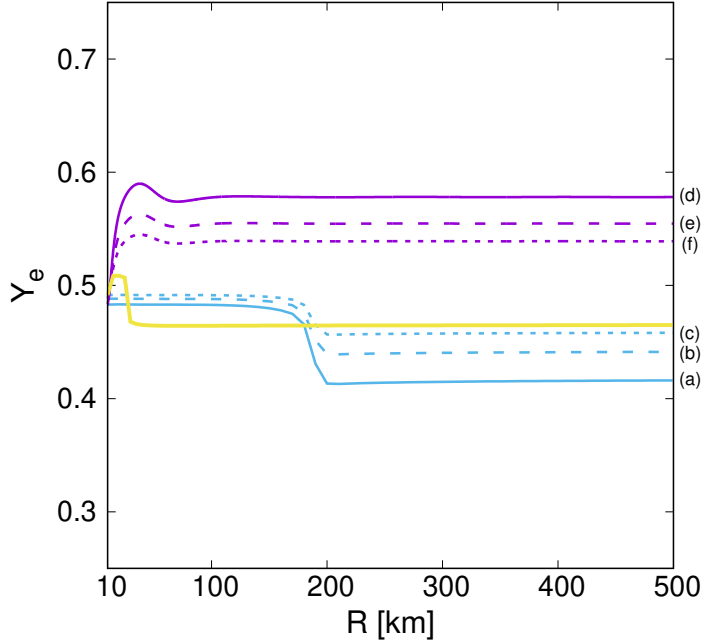


Figura 5.10. Y_e en función del radio en el esquema $2 + 1$ para la época de enfriamiento tardía. El gráfico corresponde a $\Delta m_{13}^2 = 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\Delta m_{14}^2 = 2 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{13} = 0.09$ y $\sin^2 2\theta_{14} = 0.16$. Las curvas (a), (b) y (c) corresponden a $X_\alpha = 0$, $X_\alpha = 0.3$ y $X_\alpha = 0.5$ para el caso en que todas las interacciones son consideradas en el Hamiltoniano. Las curvas (d), (e) y (f) corresponden a $X_\alpha = 0$, $X_\alpha = 0.3$ y $X_\alpha = 0.5$ para el caso en que sólo las oscilaciones en vacío son consideradas. Los cálculos fueron realizados usando una distribución de Fermi-Dirac para describir la condición inicial de los neutrinos. La línea gruesa muestra los resultados obtenidos para $X_\alpha = 0.3$ para la función de distribución utilizada en las referencias [165, 135].

5.5. Discusión de resultados y conclusiones

A lo largo de este Capítulo hemos presentado los resultados del estudio de los efectos de la inclusión de neutrinos masivos sobre las condiciones físicas requeridas para que los procesos rápidos de captura neutrónica (procesos-r) puedan desarrollarse de manera exitosa en el interior de una supernova.

Hemos resuelto las ecuaciones acopladas de evolución de fracción electrónica y sabor en un ambiente de SN en función de los parámetros de mezcla, para distintos esquemas de oscilación y para distintas funciones de distribución de equilibrio (Fermi Dirac o ley de potencias).

Hemos encontrado que la abundancia de electrones es sensible a la inclusión de neutrinos estériles, las interacciones consideradas en el Hamiltoniano (oscilaciones, interacciones con materia y auto-interacciones de neutrinos), los parámetros de oscilación considerados y la función de distribución elegida como condición inicial.

Observamos que el caso de oscilación entre sabores activos (sin la inclusión de un neutrino estéril), es el más desfavorable para la obtención de $Y_e \leq 0.5$. Además, determinamos que, en los casos en que se considera sólo oscilación, resulta $Y_e \geq 0.5$. Mientras que si las demás interacciones son consideradas, es posible generar $Y_e \leq 0.5$, favoreciendo la posibilidad de un proceso-r exitoso, resultado que está en concordancia con las referencias [135, 169].

Al estudiar la renormalización para la función de distribución de los neutrinos estériles ξ_s , observamos que los casos que más disminuyen el valor de la fracción electrónica son aquellos

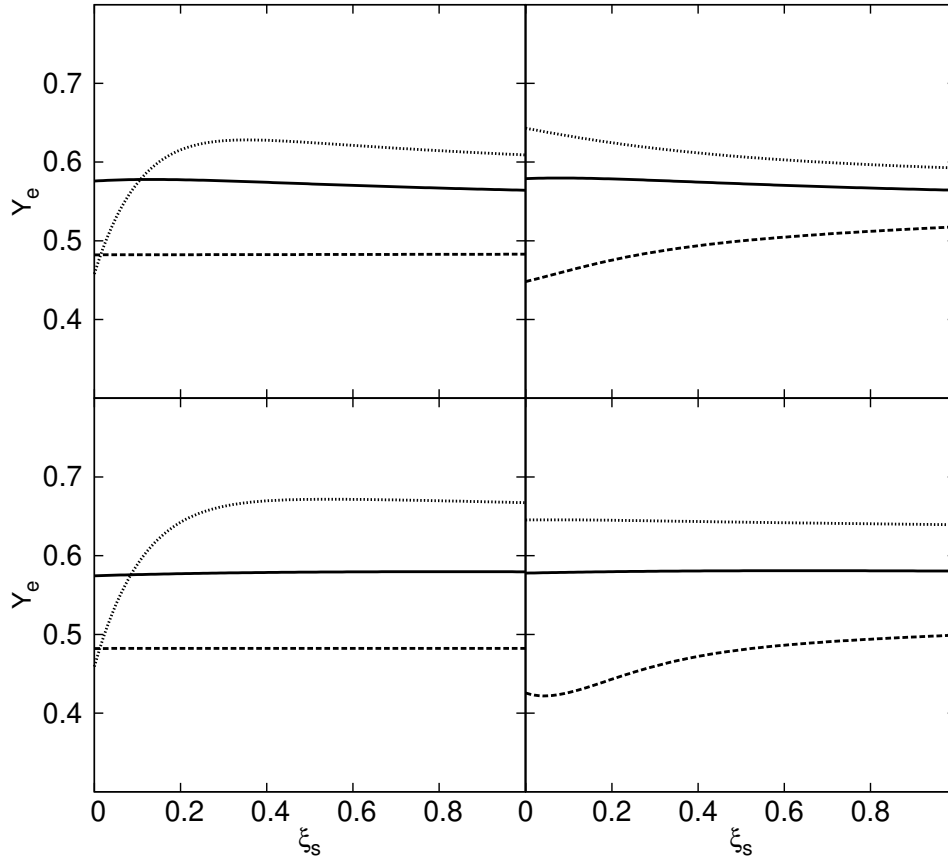


Figura 5.11. Y_e como función de la condición inicial ξ_s en el esquema 2 + 1 para dos conjuntos de parámetros de mezcla a $R = 75$ km (primera columna) y a $R = 250$ km (segunda columna). Línea sólida: sólo oscilaciones; línea punteada: oscilaciones e interacciones neutrinos-materia; línea discontinua: oscilaciones, interacciones neutrinos materia e interacciones neutrino-neutrino. Figura superior: $\sin^2 2\theta_{14} = 0.5$; figura inferior: $\sin^2 2\theta_{14} = 0.1$, en ambos casos $\Delta m_{14}^2 = 2 \text{ eV}^2$.

con $\xi_s \sim 0$ en concordancia con lo expuesto por [167].

En el caso en que los neutrinos estériles son incluidos, hemos podido extraer los límites $\Delta m_{14}^2 \geq 2 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{14} < 0.8$, y $\xi_s < 0.5$, para la diferencia de masas al cuadrado, el ángulo de mezcla y el factor de renormalización respectivamente. Como hemos visto, el proceso-r también es fuertemente afectado por la fracción de partículas alfa X_α .

El hecho de considerar $\theta_{34} \neq 0$, genera un efecto importante sobre los resultados y debe ser considerado utilizando las cotas conocidas hasta el momento para este parámetro [168].

Es necesario una profunda discusión sobre la elección de la función de distribución inicial de los neutrinos, pues puede conducir a diferentes resultados.

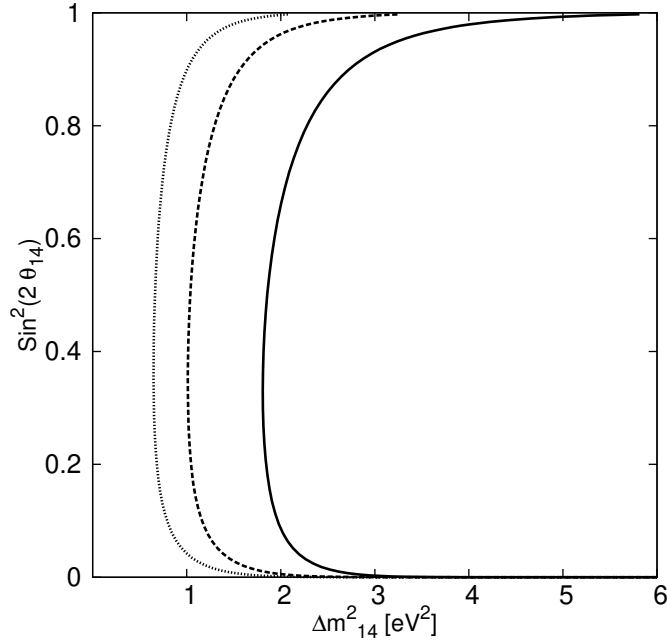


Figura 5.12. Parámetros consistentes con el proceso-r en el esquema 2 + 1. Las líneas corresponden a $Y_e = 0.48$, calculadas usando todas las interacciones para el sector de neutrinos. Línea sólida: $R = 150$ km; línea discontinua: $R = 200$ km; línea punteada: $R = 250$ km.

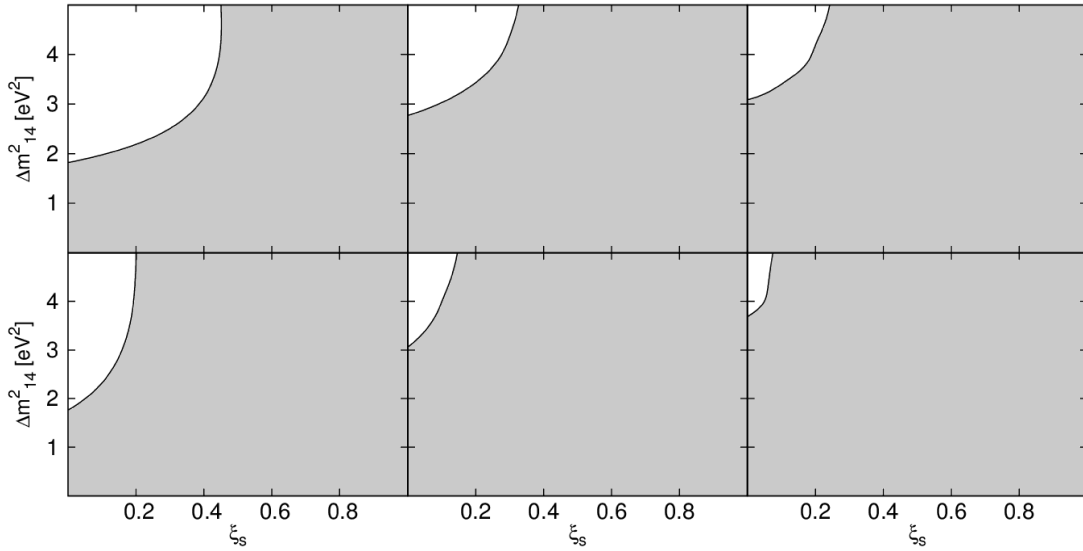


Figura 5.13. Valores permitidos de Δm_{14}^2 y ξ_s para dos valores diferentes del ángulo de mezcla θ_{14} y para $R = 150$ km (esquema 2 + 1). La primera fila corresponde a $\sin^2 2\theta_{14} = 0.1$ y la segunda a $\sin^2 2\theta_{14} = 0.5$. Primera, segunda y tercera columna representan $X_\alpha = 0, 0.3$ y 0.5 respectivamente. Las curvas muestran los resultados que obedecen la condición $Y_e = 0.48$. Las regiones blancas cubren las combinaciones de parámetros favorables para la producción del proceso-r, mientras que las regiones grises corresponden a las combinaciones de parámetros que generan $Y_e > 0.48$.

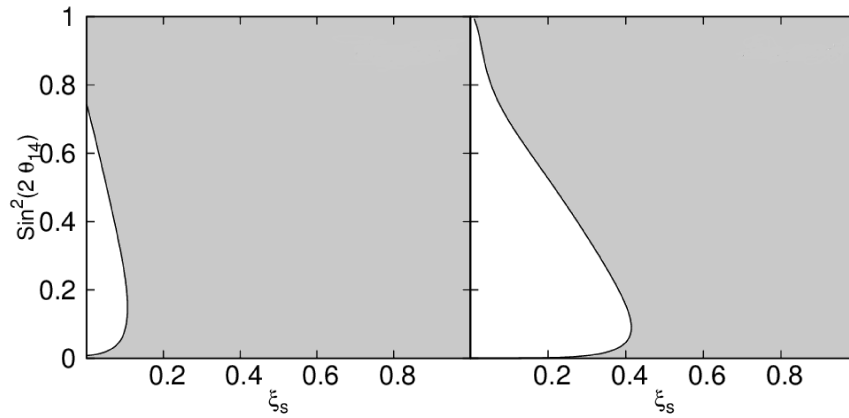


Figura 5.14. Valores permitidos de $\sin^2 2\theta_{14}$ y ξ_s para dos valores de la diferencia de los cuadrados de las masas Δm_{14}^2 y para $R = 150$ km (esquema 2 + 1). Lado izquierdo: $\Delta m_{14}^2 = 2 \text{ eV}^2$; lado derecho: $\Delta m_{14}^2 = 10 \text{ eV}^2$. Las regiones blancas representan las combinaciones de parámetros que favorecen la ocurrencia del proceso-r, mientras que las regiones sombreadas corresponden a los casos que generan $Y_e > 0.5$. Mostramos los casos para $X_\alpha = 0$ puesto que para valores mayores de X_α obtenemos $Y_e > 0.5$.

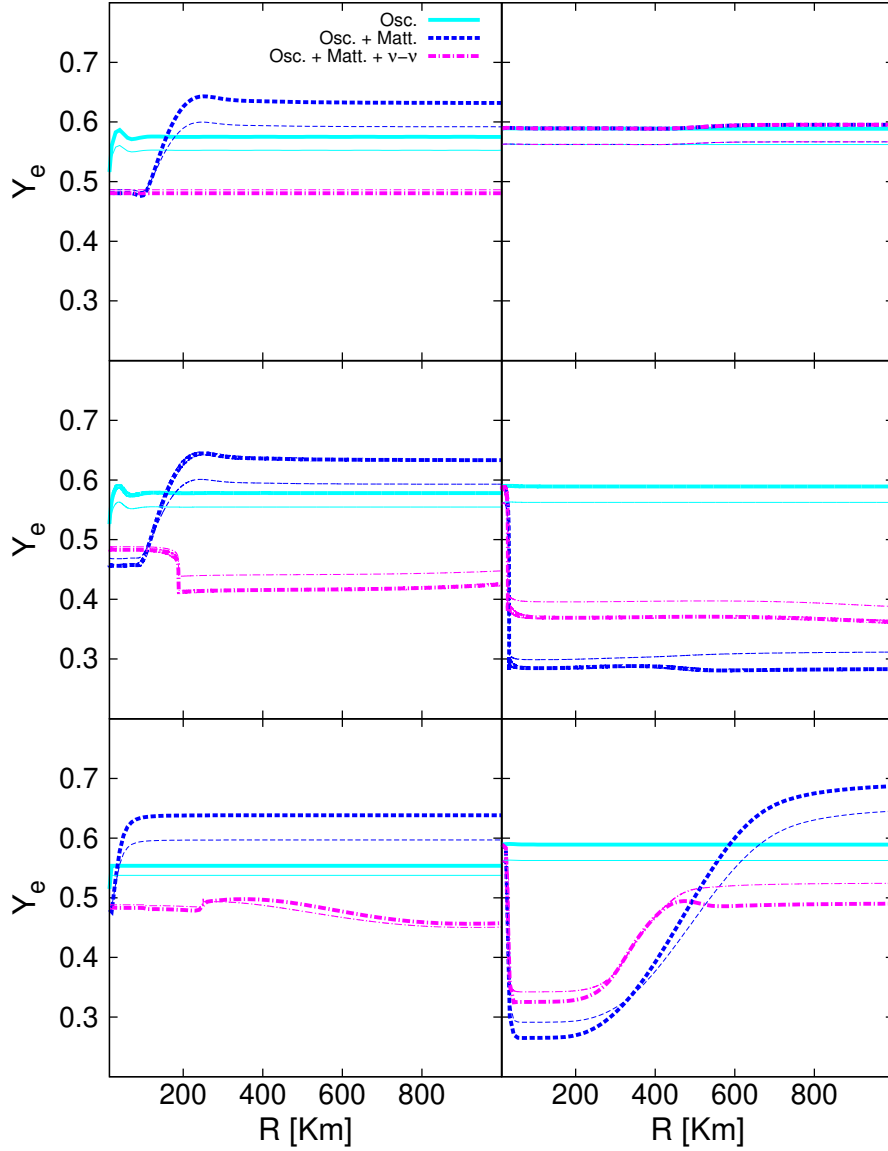


Figura 5.15. Y_e en función del radio para la época de enfriamiento tardía. Las columnas indican las diferentes funciones de distribución utilizadas como condición inicial: Fermi-Dirac (primera columna) y la ley de potencias (segunda columna). Las filas representan los diferentes esquemas de oscilación: oscilaciones entre neutrinos activos (primera fila), oscilaciones entre neutrinos activos y estériles con $\theta_{34} = 0$ (segunda fila) o $\theta_{34} \neq 0$ (tercera fila). Las líneas gruesas y finas representan $X_\alpha = 0$ y $X_\alpha = 0.3$ respectivamente

Capítulo 6

Abundancias del proceso-r en presencia de oscilaciones

6.1. Motivación

Como vimos, la formación de los elementos químicos en el Universo está directamente relacionada con las interacciones débiles entre neutrinos y materia. Las interacciones de neutrinos pueden intercambiar protones y neutrones (libres o dentro del núcleo de una estrella) y alterar la riqueza de neutrones de la materia bariónica, afectando la producción de elementos químicos livianos y pesados así como a las condiciones bajo las cuales distintos procesos de formación pueden darse. En el capítulo 5, hemos estudiado cómo las oscilaciones afectan a las condiciones previas necesarias para que el proceso rápido pueda ser viable, en particular a la fracción electrónica. En este capítulo, en cambio, estudiamos el efecto de las oscilaciones y la inclusión de un sabor estéril sobre las velocidades de los decaimientos β , y las alteraciones que esto puede generar sobre las abundancias químicas finales.

Centraremos nuestro interés en las oscilaciones de neutrinos en los procesos rápidos de captura de neutrones que producen núcleos inestables que rápidamente decaen mediante una serie de desintegraciones β hasta llegar a isótopos estables. Este proceso es relevante en la nucleosíntesis estelar y eventos de supernovas debido a la gran cantidad de neutrones libres presentes y es responsable de la formación de un gran porcentaje de núcleos pesados ricos en neutrones y alejados del valle de estabilidad.

Como hemos mencionado previamente, para que el proceso-r tenga lugar, es necesario contar con una poderosa corriente de neutrones a gran temperatura. Debido al alto flujo neutrónico, la velocidad de formación isotópica es mayor que la de la desintegración β posterior, por lo que los elementos creados por esta vía ascienden rápidamente en el diagrama N/Z [170].

Los datos astrofísicos y los patrones de abundancias observados, apuntan a que la formación de los núcleos ricos en neutrones cercanos al pico de $A = 130$ deberían relacionarse con fenómenos que ocurren desde tiempos tempranos en el Universo, y que siguen ocurriendo con frecuencia relativamente alta [29, 27]. Es por ello que los ambientes preferidos resultan ser las estrellas de neutrones, fusiones de estrellas de neutrones, fusiones de agujeros negros y eventos de supernova por colapso nuclear. Estos últimos son quienes mejor encajan en la escala temporal y es por ello que nos centraremos en estudiar con detalle el proceso-r y sus condiciones en estos escenarios.

En este contexto, la incorporación de neutrinos masivos al formalismo de explosión de supernova y las oscilaciones entre sabores activos y estériles, afectará a las secciones eficaces involucradas en las cadenas de formación de núcleos pesados, alterando directamente las

abundancias con que estos elementos son eyectados al medio interestelar.

Parte de estos resultados han sido enviados para su publicación

1. M. M. Sáez, O. Civitarese, and M. E. Mosquera, *Active-sterile neutrino mixing and its effect upon r-processes*. Enviado: International Journal of Modern Physics E, 2019.

6.2. Cálculo de la velocidad de decaimiento β^- de un neutrón sin considerar oscilaciones de neutrinos

Como hemos visto en la sección 2.3 la evolución de las abundancias se obtiene al resolver un sistema de ecuaciones acopladas que contempla los diferentes procesos que afectan la formación de los elementos (ver ecuaciones 2.25). Los dos mecanismos principales del proceso-r son las capturas de neutrones consecutivas, seguidas de decaimientos β . Los decaimientos β juegan un rol importante, tanto en el desarrollo del proceso-r durante la fase de equilibrio entre capturas de neutrones y foto-desintegraciones (equilibrio $(n, \gamma) - (\gamma, n)$), así con en la etapa posterior en donde el material decae hacia la estabilidad. Algunos estudios de sensibilidad de los patrones del proceso-r frente a las velocidades del decaimiento β pueden encontrarse en las referencias [171, 172].

En esta sección mostramos los cálculos realizados para obtener la velocidad del decaimiento β^- de un neutrón para el caso estándar (donde no son consideradas las oscilaciones de los neutrinos), para luego, en la sección siguiente 6.3, incursionar en el cálculo del mismo decaimiento pero para el caso donde son contempladas las oscilaciones de neutrinos.

Recordemos que la desintegración β , emisión β o decaimiento β es un proceso mediante el cual un nucleón inestable (protón o neutrón) emite una partícula β para optimizar la relación neutrones y protones del núcleo (representado esquemáticamente en la figura 6.1). Cuando esta relación es inestable, algunos neutrones se convierten en protones, o viceversa. Como resultado de este decaimiento, cada neutrón emite un electrón, un protón y un antineutrino electrónico ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$) o, en el caso del decaimiento del protón, este emite un neutrón, un positrón y un neutrino electrónico ($p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$).

En este tipo de desintegración, la suma del número de neutrones y de protones, o número másico, permanece estable, ya que la cantidad de neutrones disminuye (o aumenta si se trata de una emisión β^+) en una unidad, mientras que la cantidad de protones aumenta (o disminuye) también en una unidad. El resultado del decaimiento β es un núcleo en que el exceso de neutrones o de protones se ha corregido parcialmente y por lo tanto resulta más estable.

En el caso del decaimiento β^- que estudiaremos en este capítulo, la partícula β en cuestión será un electrón. Es decir un neutrón da lugar a un protón, un electrón y un antineutrino electrónico. Este proceso ocurre espontáneamente para neutrones libres, con un tiempo de vida media de aproximadamente 880 segundos [173]. En la figura 6.2 mostramos el diagrama de Feynman correspondiente a este decaimiento a nivel de los nucleones (contemplamos la composición interna del neutrón (udd) y protón (udu)), y donde el bosón mediador será un W^- .

La densidad Hamiltoniana \mathcal{H}_β para estos procesos débiles tendrá la forma [174, 175]

$$\mathcal{H}_\beta = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} \left(J_\mu(x) L^{\dagger\mu} + h.c. \right) , \quad (6.1)$$

donde G_F es la constante de acoplamiento de Fermi, y V_{ud} es un elemento de la matriz CKM que puede expresarse en función del ángulo de Cabibbo ($V_{ud} = \cos(\theta_c) = 0.9738 \pm 0005$) [176]. Dado que nos interesa el decaimiento β^- sólo necesitamos la parte electrónica de la corriente

6.2. Cálculo de la velocidad de decaimiento β^- de un neutrón sin considerar oscilaciones de neutrinos

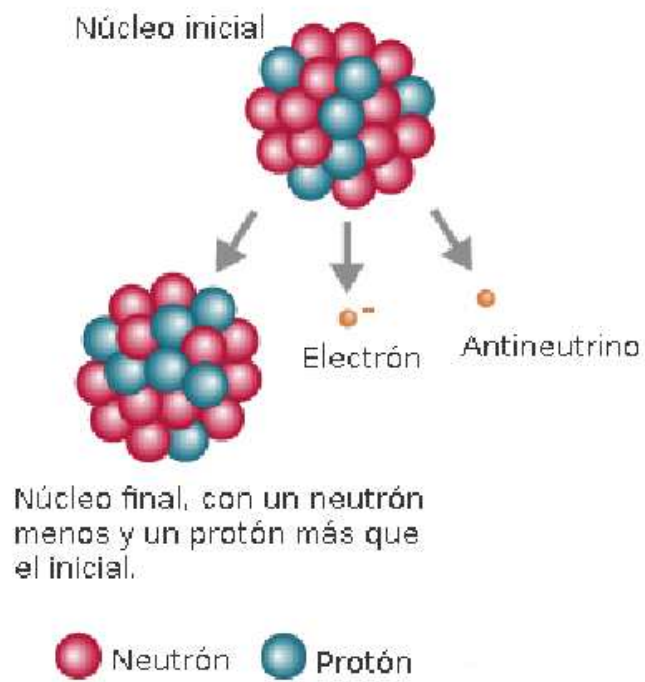


Figura 6.1. Esquema del decaimiento β^- de un neutrón dentro de un núcleo.

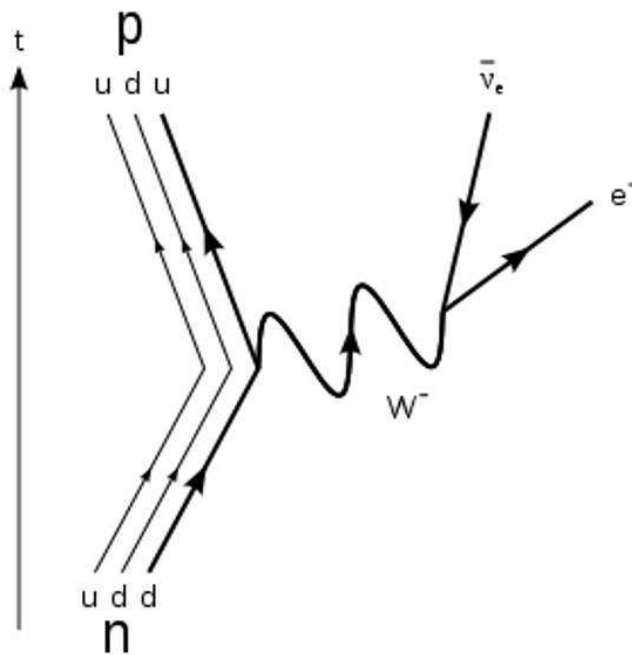


Figura 6.2. Diagrama de Feynman del decaimiento β^- a nivel de los nucleones.

6. Abundancias del proceso-r en presencia de oscilaciones

leptónica, de manera que las corrientes hadrónicas (J_μ) y leptónicas (L^μ) correspondientes son

$$J_\mu(x) = \bar{\psi}_p(x)\gamma_\mu(1 - \lambda\gamma_5)\psi_n(x) , \quad (6.2)$$

$$L^\mu(x) = \bar{\psi}_e(x)\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\psi_{\bar{\nu}_e}(x) . \quad (6.3)$$

donde hemos considerado partículas puntuales, $\psi_i(x)$ son los operadores de campo de la partícula i , γ_μ las matrices de Dirac y $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$. Con la letra p nos referimos al protón y con n al neutrón, λ es la constante de acoplamiento débil definida como el cociente entre la constante de acoplamiento axial-vectorial (g_A) y la vectorial (g_V), y según los datos del Particle Data Group [176] $\lambda = -g_A/g_V = 1.2695 \pm 0.0029$.

La densidad Hamiltoniana resulta

$$\mathcal{H}_{\beta^-}(t) = \frac{G_F}{\sqrt{2}}V_{ud} \left[\bar{\psi}_p(x)\gamma_\mu(1 - \lambda\gamma_5)\psi_n(x) \right] \times \left[\bar{\psi}_e(x)\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\psi_{\bar{\nu}_e}(x) \right] \quad (6.4)$$

Los elementos de matriz de la transición (o amplitud de transición) serán:

$$A_{\beta^-}(n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e) = \langle p e^- \bar{\nu}_e | \int d^4x \mathcal{H}_{\beta^-}(x) | n \rangle . \quad (6.5)$$

Reemplazando obtenemos,

$$A_{\beta^-} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}V_{ud} \langle p e^- \bar{\nu}_e | \int d^4x [\bar{\psi}_p(x)\gamma^\mu(1 - \lambda\gamma_5)\psi_n(x)] [\bar{\psi}_e(x)\gamma_\mu(1 - \gamma_5)\psi_{\bar{\nu}_e}(x)] | n \rangle \quad (6.6)$$

Para obtener la velocidad del decaimiento β , deberemos calcular $|A_{\beta^-}|^2$, con lo cual separaremos las partes hadrónicas y leptónicas de A_{β^-} de forma usual.

Para la parte leptónica, los operadores de campo son:

$$\begin{aligned} \psi_j(x) &= V^{-1/2} \int \frac{V d^3q}{(2\pi)^3} \sum_t (e^{iq_j x} a_t(q_j) \mathcal{U}_j(\mathbf{q}_j, t) + e^{-iq_j x} b_t^\dagger(q_j) \mathcal{V}_j(\mathbf{q}_j, t)) \\ \bar{\psi}_j(x) &= V^{-1/2} \int \frac{V d^3q}{(2\pi)^3} \sum_s (e^{-iq_j x} a_s^\dagger(q_j) \bar{\mathcal{U}}_j(\mathbf{q}_j, s) + e^{iq_j x} b_s(q_j) \bar{\mathcal{V}}_j(\mathbf{q}_j, s)) \end{aligned} \quad (6.7)$$

donde $a_s^\dagger(q_j)$ crea un fermión con momento q y spin s asociado al espinor \mathcal{U} y $b_s^\dagger(q_j)$ crea un antifermión con iguales características asociado al espinor \mathcal{V} y satisfacen

$$\{a_s(p), a_s^\dagger(q)\} = \{a_s(p), a_s^\dagger(q)\} = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(p - q) \delta^{rs} \quad (6.8)$$

y $a|p\rangle = \frac{1}{\sqrt{2p^0}}|0\rangle$.

En particular, si suponemos que el neutrón que decae está en reposo, entonces $q_n^0 = m_n$.

Aplicando los operadores a los estados, y llamando $\mathcal{C} = \frac{1}{\sqrt{2Vq_p^0}} \frac{1}{\sqrt{2Vq_e^0}} \frac{1}{\sqrt{2Vq_n^0}} \frac{1}{\sqrt{2Vq_{\bar{\nu}_e}^0}}$ obtenemos:

$$\begin{aligned} A_{\beta^-} &= \sum_{s,t,\tilde{s},\tilde{t}} \mathcal{C} \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} \int d^4x e^{-iq_p x} e^{-iq_e x} e^{iq_n x} e^{-iq_{\bar{\nu}_e} x} \\ &\quad \times [\bar{\mathcal{U}}_p(\mathbf{q}_p, s) \gamma^\mu (1 - \lambda\gamma_5) \mathcal{U}_n(\mathbf{q}_n, t)] [\bar{\mathcal{U}}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \mathcal{V}_{\bar{\nu}_e}(\mathbf{q}_{\bar{\nu}_e}, \tilde{t})] \end{aligned}$$

6.2. Cálculo de la velocidad de decaimiento β^- de un neutrón sin considerar oscilaciones de neutrinos

donde hemos obviado las integrales en los momentos ($\int \frac{V d^3 p}{(2\pi)^3}$), pues las retomaremos hacia el final. Haciendo la integral en x ,

$$A_{\beta^-} = \sum_{s,t} \mathcal{C} \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} (2\pi)^4 \delta^4(q_p + q_e + q_{\bar{\nu}_e} - q_n) \\ \times [\bar{\mathcal{U}}_p(\mathbf{q}_p, s) \gamma^\mu (1 - \lambda \gamma_5) \mathcal{U}_n(\mathbf{q}_n, t)] [\bar{\mathcal{U}}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) V_{\bar{\nu}_e}(\mathbf{q}_{\bar{\nu}_e}, \tilde{t})]$$

Para calcular la velocidad de decaimiento, necesitaremos calcular el módulo cuadrado de la amplitud de transición,

$$|A_{\beta^-}|^2 = A_{\beta^-} (A_{\beta^-})^\dagger = \left| \mathcal{C} \frac{G_f}{\sqrt{2}} V_{ud} (2\pi)^4 \delta^4(q_p + q_e + q_{\bar{\nu}_e} - q_n) \right|^2 A_{\mu\alpha}^{lep} A_{nuc}^{\mu\alpha} \quad (6.9)$$

donde hemos llamado

$$A_{\mu\alpha}^{lep} = [\bar{\mathcal{U}}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) V_{\bar{\nu}_e}(\mathbf{q}_{\bar{\nu}_e}, \tilde{t})] \times [\bar{\mathcal{U}}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s}) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) V_{\bar{\nu}_e}(\mathbf{q}_{\bar{\nu}_e}, \tilde{t})]^\dagger \quad (6.10)$$

y

$$A_{nuc}^{\mu\alpha} = [\bar{\mathcal{U}}_p(\mathbf{q}_p, s) \gamma^\mu (1 - \lambda \gamma_5) \mathcal{U}_n(\mathbf{q}_n, t)] \times [\bar{\mathcal{U}}_p(\mathbf{q}_p, s) \gamma^\alpha (1 - \lambda \gamma_5) \mathcal{U}_n(\mathbf{q}_n, t)]^\dagger \quad (6.11)$$

Para calcular el módulo cuadrado de la delta, utilizamos la siguiente propiedad:

$$|\delta^4(q_p + q_e + q_{\bar{\nu}_e} - q_n)|^2 = \delta^4(q_p + q_e + q_{\bar{\nu}_e} - q_n) \delta^4(0) = \delta^4(q_p + q_e + q_{\bar{\nu}_e} - q_n) \frac{VT}{(2\pi)^4} \quad (6.12)$$

donde V (volumen) y T (tiempo) son entendidos como cantidades macroscópicas, de manera que el proceso físico tiene lugar dentro del volumen del espacio tiempo VT .

Usando las relaciones de suma de spines y las propiedades de trazas de las matrices γ_μ descriptas en el apéndice B, se obtiene

$$A_{\mu\alpha}^{lep} = 8 \left(q_{\mu\nu} q_{\alpha e} - g_{\mu\alpha} (q_{\nu e} \cdot q_e) + q_{\alpha\nu} q_{\mu e} - i q_{\nu e}^c q_e^d \epsilon_{\mu\alpha cd} \right) \quad (6.13) \\ A_{nuc}^{\mu\alpha} = 4 \left((1 - \lambda^2) g^{\mu\alpha} m_p m_n + (1 + \lambda^2) (q_p^\mu q_n^\alpha - g^{\mu\alpha} q_p^\delta q_{n\delta} + q_p^\alpha q_n^\mu) - i 2\lambda q_{p\nu} q_{n\delta} \epsilon^{\mu\nu\alpha\delta} \right)$$

donde $g_{\mu\nu}$ es la métrica y $\epsilon^{\mu\nu\alpha\delta}$ es el tensor de Levi-Civita.

Los cálculos detallados de 6.13 pueden encontrarse en el apéndice B.

Para calcular el rate, integramos en los momentos finales ($\int \frac{V d^3 p}{(2\pi)^3}$) y dividimos por el tiempo. Con ello, el rate resulta:

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{G_f^2}{32} |V_{ud}|^2 \int d^3 q_e \int d^3 q_p \int d^3 q_{\nu_e} A_{nuc}^{\mu\alpha} A_{\mu\alpha}^{lep} \frac{1}{q_{\nu_e}^0 q_p^0 q_e^0 q_n^0} \delta^4(q_p + q_e + q_{\bar{\nu}_e} - q_n) \quad (6.14)$$

Reemplazando los obtenido para 6.13

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^5} G_f^2 |V_{ud}|^2 \int d^3 q_e \int d^3 q_p \int d^3 q_{\nu_e} \frac{1}{q_{\nu_e}^0 q_p^0 q_e^0 q_n^0} \\ \times \delta^4(q_p + q_e + q_{\bar{\nu}_e} - q_n) \left(q_{\mu\nu} q_{\alpha e} - g_{\mu\alpha} (q_{\nu e} \cdot q_e) + q_{\alpha\nu} q_{\mu e} - i q_{\nu e}^c q_e^d \epsilon_{\mu\alpha cd} \right) \\ \times \left((1 - \lambda^2) g^{\mu\alpha} m_p m_n + (1 + \lambda^2) (q_p^\mu q_n^\alpha - g^{\mu\alpha} q_p^\delta q_{n\delta} + q_p^\alpha q_n^\mu) - i 2\lambda q_{p\nu} q_{n\delta} \epsilon^{\mu\nu\alpha\delta} \right) \quad (6.15)$$

6.3. Cálculo de la velocidad de decaimiento β^- de un neutrón considerando oscilaciones de neutrinos

Queremos ahora calcular, la velocidad del decaimiento $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ incluyendo las masas de los neutrinos, los efectos de las oscilaciones y la inclusión de un neutrino estéril. Prestaremos aquí atención solo a la componente leptónica, pues es la que sufrirá cambios con la consideración de las oscilaciones, mientras que la componente hadrónica será la misma que la calculada en la sección 6.2.

Los elementos de matriz de la transición (o amplitud de transición) se pueden obtener como:

$$A_{\beta^-}(n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e) = \langle pe^- \bar{\nu}_e | \int d^4x \mathcal{H}_{\beta^-}(x) | n \rangle \quad (6.16)$$

donde \mathcal{H}_{β^-} es la misma densidad Hamiltoniana de la ecuación 6.1. Aplicando los operadores de campo a los estados, encontramos

$$A_{\beta^-} = \mathfrak{C} \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} \int d^4x e^{-iq_p x} e^{-iq_e x} e^{iq_n x} [\bar{\mathcal{U}}_p(\mathbf{q}_p, s) \gamma^\mu (1 - \lambda \gamma_5) \mathcal{U}_n(\mathbf{q}_n, t)] [\bar{\mathcal{U}}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \langle \bar{\nu}_e | \psi_{\nu_e} \rangle | 0 \rangle \quad (6.17)$$

En este caso hemos llamado \mathfrak{C} a la normalización

$$\mathfrak{C} = \frac{1}{\sqrt{2Vq_p^0}} \frac{1}{\sqrt{2Vq_e^0}} \frac{1}{\sqrt{2Vq_n^0}} \quad (6.18)$$

Para considerar las oscilaciones entre neutrinos, escribimos al neutrino electrónico como una combinación de 3 autoestados de masa

$$|\nu_e\rangle = \sum_{j=1}^3 U_{ej}^* |\nu_j\rangle \quad (6.19)$$

donde U_{ij} son los elementos de la matriz de mezcla unitaria. La indistinguibilidad de dichos autoestados ν_j requiere estudiar la amplitud de transición como una suma coherente de las tres formas alternativas de la evolución del sistema [177]. Considerando estos tres canales de interacción, la amplitud de transición tendrá la forma:

$$A_{\beta^-}(n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e) = \sum_j A_j(n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_j) \quad (6.20)$$

Cuando reemplazamos el estado del neutrino electrónico en función de los estados de masa, obtenemos una expresión con ese comportamiento

$$A_{\beta^-} = \sum_{j=1}^3 U_{ej} \mathfrak{C} \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} \int d^4x e^{-iq_p x} e^{-iq_e x} e^{iq_n x} \times [\bar{\mathcal{U}}_p(\mathbf{q}_p, s) \gamma^\mu (1 - \lambda \gamma_5) \mathcal{U}_n(\mathbf{q}_n, t)] [\bar{\mathcal{U}}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \langle \bar{\nu}_j | \psi_{\nu_j} \rangle | 0 \rangle \quad (6.21)$$

Luego, hemos considerado que los autoestados de masa de los neutrinos pueden describirse utilizando un paquete gaussiano con una dispersión ξ ([177]) de manera de imponer una relación entre los momentos del neutrino electrónico y sus autoestados de masa:

$$\langle \bar{\nu}_j | \psi_{\nu_j} \rangle = \langle 0 | \frac{1}{\sqrt{2q_{\nu_j}^0}} \int \frac{d^3q_{\nu_e}}{(2\pi)^3} e^{-(\vec{q}_{\nu_e} - \vec{q}_{\nu_j})^2 \frac{\xi^2}{2}} e^{-i\vec{q}_{\nu_e} \vec{r} + iE_j(\vec{q}_{\nu_e})t} \mathcal{V}_{\nu_j}(q_{\nu_j}, \sigma_j) \quad (6.22)$$

6.3. Cálculo de la velocidad de decaimiento β^- de un neutrón considerando oscilaciones de neutrinos

donde \vec{q}_{ν_e} es la parte espacial del momento del neutrino electrónico, \vec{q}_{ν_j} la del autoestado de masa j , $V_{\bar{\nu}_j}$ es el biespinor de Dirac para el antineutrino, $\frac{1}{\sqrt{2Vq_{\nu_j}^0}}$ es la normalización

apropiada donde $q_{\nu_j}^0 = \sqrt{\vec{q}_{\nu_e}^2 + m_j^2}$ es la energía del antineutrino $\bar{\nu}_j$ con masa m_j .

Por lo tanto

$$A_j = \sum_s U_{ej} \frac{1}{\sqrt{2q_{\nu_j}^0}} \int \frac{d^3 q_{\nu_e}}{(2\pi)^3} (2\pi)^4 \mathbf{e} \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} e^{-(\vec{q}_{\nu_e} - \vec{q}_{\nu_j})^2 \frac{\xi^2}{2}} \delta^3(\vec{q}_p + \vec{q}_e + \vec{q}_{\nu_e} - \vec{q}_n) \\ \times \delta^0(q_p^0 + q_e^0 + q_{\nu_j}^0 - q_n^0) [\bar{\mathcal{U}}_p(\mathbf{q}_p, s) \gamma^\mu (1 - \lambda \gamma_5) \mathcal{U}_n(\mathbf{q}_n, t)] [\bar{\mathcal{U}}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \mathcal{V}_{\nu_j}(\mathbf{q}_{\nu_j}, \sigma_j)]$$

Al hacer la integral en q_{ν_e} obtenemos:

$$A_j = \sum_s U_{ej} \frac{1}{\sqrt{2q_{\nu_j}^0}} \mathbf{e} \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} e^{-(\vec{q}_p - \vec{q}_e - \vec{q}_{\nu_j} + \vec{q}_n)^2 \frac{\xi^2}{2}} \delta^0(q_p^0 + q_e^0 + q_{\nu_j}^0 - q_n^0) \\ \times [\bar{\mathcal{U}}_p(\mathbf{q}_p, s) \gamma^\mu (1 - \lambda \gamma_5) \mathcal{U}_n(\mathbf{q}_n, t)] [\bar{\mathcal{U}}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \mathcal{V}_{\nu_j}(\mathbf{q}_{\nu_j}, \sigma_j)] \quad (6.23)$$

donde se ha sumado sobre todos los spines. Con ello, la amplitud de transición $A_{\beta^-} = \sum_j A_j$ resulta:

$$A_{\beta^-} = \sum_j \sum_s \tilde{\mathcal{C}}_j U_{ej} e^{-(\vec{q}_p + \vec{q}_e + \vec{q}_{\nu_j})^2 \frac{\xi^2}{2}} \delta^0(q_p^0 + q_e^0 + q_{\nu_j}^0 - q_n^0) \\ \times [\bar{\mathcal{U}}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \mathcal{V}_{\nu_j}(\mathbf{q}_{\nu_j}, \sigma_j)] [\bar{\mathcal{U}}_p(\mathbf{q}_p, s) \gamma^\mu (1 - \lambda \gamma_5) \mathcal{U}_n(\mathbf{q}_n, t)] \quad (6.24)$$

donde el neutrón está originalmente en reposo, $\vec{q}_n = 0$ y definimos:

$$\tilde{\mathcal{C}}_j = \frac{2\pi G_f V_{ud}}{\sqrt{2} \sqrt{2q_{\nu_j}^0} \sqrt{2Vq_p^0} \sqrt{2Vq_e^0} \sqrt{2Vq_n^0}} \quad (6.25)$$

Para calcular la velocidad de decaimiento precisaremos calcular $|A_{\beta^-}|^2 = A_{\beta^-} (A_{\beta^-})^\dagger$, es decir

$$|A_{\beta^-}|^2 = A_{nuc}^{\mu\alpha} \sum_{\tilde{s}, \sigma_i} \mathcal{B}_{11} [\bar{\mathcal{U}}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \mathcal{V}_{\nu_1}(\mathbf{q}_{\nu_1}, \sigma_1) \bar{\mathcal{V}}_{\nu_1}(\mathbf{q}_{\nu_1}, \sigma_1) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \mathcal{U}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s})] \\ + A_{nuc}^{\mu\alpha} \sum_{\tilde{s}, \sigma_i} \mathcal{B}_{22} [\bar{\mathcal{U}}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \mathcal{V}_{\nu_2}(\mathbf{q}_{\nu_2}, \sigma_2) \bar{\mathcal{V}}_{\nu_2}(\mathbf{q}_{\nu_2}, \sigma_2) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \mathcal{U}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s})] \\ + A_{nuc}^{\mu\alpha} \sum_{\tilde{s}, \sigma_i} \mathcal{B}_{33} [\bar{\mathcal{U}}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \mathcal{V}_{\nu_3}(\mathbf{q}_{\nu_3}, \sigma_3) \bar{\mathcal{V}}_{\nu_3}(\mathbf{q}_{\nu_3}, \sigma_3) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \mathcal{U}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s})] \\ + A_{nuc}^{\mu\alpha} \sum_{\tilde{s}, \sigma_i} \mathcal{B}_{12} [\bar{\mathcal{U}}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \mathcal{V}_{\nu_1}(\mathbf{q}_{\nu_1}, \sigma_1) \bar{\mathcal{V}}_{\nu_2}(\mathbf{q}_{\nu_2}, \sigma_2) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \mathcal{U}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s})] \\ + A_{nuc}^{\mu\alpha} \sum_{\tilde{s}, \sigma_i} \mathcal{B}_{13} [\bar{\mathcal{U}}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \mathcal{V}_{\nu_1}(\mathbf{q}_{\nu_1}, \sigma_1) \bar{\mathcal{V}}_{\nu_3}(\mathbf{q}_{\nu_3}, \sigma_3) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \mathcal{U}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s})] \\ + A_{nuc}^{\mu\alpha} \sum_{\tilde{s}, \sigma_i} \mathcal{B}_{21} [\bar{\mathcal{U}}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \mathcal{V}_{\nu_2}(\mathbf{q}_{\nu_2}, \sigma_2) \bar{\mathcal{V}}_{\nu_1}(\mathbf{q}_{\nu_1}, \sigma_1) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \mathcal{U}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s})] \\ + A_{nuc}^{\mu\alpha} \sum_{\tilde{s}, \sigma_i} \mathcal{B}_{23} [\bar{\mathcal{U}}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \mathcal{V}_{\nu_2}(\mathbf{q}_{\nu_2}, \sigma_2) \bar{\mathcal{V}}_{\nu_3}(\mathbf{q}_{\nu_3}, \sigma_3) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \mathcal{U}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s})] \\ + A_{nuc}^{\mu\alpha} \sum_{\tilde{s}, \sigma_i} \mathcal{B}_{31} [\bar{\mathcal{U}}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \mathcal{V}_{\nu_3}(\mathbf{q}_{\nu_3}, \sigma_3) \bar{\mathcal{V}}_{\nu_1}(\mathbf{q}_{\nu_1}, \sigma_1) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \mathcal{U}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s})] \\ + A_{nuc}^{\mu\alpha} \sum_{\tilde{s}, \sigma_i} \mathcal{B}_{32} [\bar{\mathcal{U}}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \mathcal{V}_{\nu_3}(\mathbf{q}_{\nu_3}, \sigma_3) \bar{\mathcal{V}}_{\nu_2}(\mathbf{q}_{\nu_2}, \sigma_2) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \mathcal{U}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s})] \quad (6.26)$$

6. Abundancias del proceso-r en presencia de oscilaciones

donde $A_{nuc}^{\mu\alpha}$ representa la parte hadrónica $A_{nuc}^{\mu\alpha} = [\bar{U}_p(\mathbf{q}_p, s)\gamma^\mu(1 - \lambda\gamma_5)\mathcal{U}_n(\mathbf{q}_n, t)]$.

Los primeros tres términos, corresponden a los términos diagonales, mientras que los últimos 6 corresponden a términos de interferencia.

Para los términos diagonales, la constante resulta:

$$B_{ii} = \tilde{C}_i^2 |U_{ei}|^2 e^{-(\bar{q}_p + \bar{q}_e + \bar{q}_{\nu_i})^2 \xi^2} \delta^0(q_p^0 + q_e^0 + q_{\nu_i}^0 - q_n^0)^2 \quad (6.27)$$

y para los términos no diagonales, la constante depende de i y de j como:

$$B_{ij} = \left[\tilde{C}_i U_{ei} e^{-(\bar{q}_p + \bar{q}_e + \bar{q}_{\nu_i})^2 \frac{\xi^2}{2}} \delta^0(q_p^0 + q_e^0 + q_{\nu_i}^0 - q_n^0) \right] \\ \times \left[\tilde{C}_j U_{ej}^* e^{-(\bar{q}_p + \bar{q}_e + \bar{q}_{\nu_j} - \bar{q}_n)^2 \frac{\xi^2}{2}} \delta^0(q_p^0 + q_e^0 + q_{\nu_j}^0 - q_n^0) \right] \quad i \neq j \quad (6.28)$$

Usando nuevamente las relaciones de completitud, escribiendo en componentes y haciendo la suma de spines (ver apéndice B), obtenemos:

$$|A_{\beta-}|^2 = A_{nuc}^{\mu\alpha} (2\pi)^2 \frac{G_F^2}{2} |V_{ud}|^2 \sum_i |U_{ei}|^2 \frac{1}{16V^3 q_{\nu_i}^0 q_p^0 q_e^0 q_n^0} e^{-(\bar{q}_p + \bar{q}_e + \bar{q}_{\nu_i})^2 \xi^2} \\ \times \delta^0(q_p^0 + q_e^0 + q_{\nu_i}^0 - q_n^0) \frac{T}{2\pi} \text{tr} \{ \gamma_\mu (1 - \gamma_5) (\not{q}_{\nu_i} - m_{\nu_i}) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) (\not{q}_e + m_e) \} \quad (6.29)$$

donde hemos considerado exclusivamente los términos diagonales y hemos usado la propiedad $|\delta^0(q_p^0 + q_e^0 + q_{\nu_j}^0 - q_n^0)|^2 = \frac{T}{2\pi} \delta^0(q_p^0 + q_e^0 + q_{\nu_j}^0 - q_n^0)$ [178].

Nuevamente, usando las propiedades de las trazas de las matrices gamma (ver apéndice B), en cada término, se obtiene una expresión similar a la hallada previamente (ecuación 6.13):

$$|A_{\beta-}|^2 = A_{nuc}^{\mu\alpha} (2\pi)^2 \frac{G_F^2}{2} |V_{ud}|^2 \sum_i |U_{ei}|^2 \frac{1}{16V^3 q_{\nu_i}^0 q_p^0 q_e^0 q_n^0} e^{-(\bar{q}_p + \bar{q}_e + \bar{q}_{\nu_i})^2 \xi^2} \\ \times \delta^0(q_p^0 + q_e^0 + q_{\nu_i}^0 - q_n^0) T 8 \left(q_{\mu\nu_i} q_{\alpha e} - g_{\mu\alpha} (q_{\nu_i} \cdot q_e) + q_{\alpha\nu_i} q_{\mu e} - i q_{\nu_i}^c q_e^d \epsilon_{\mu\alpha cd} \right) \quad (6.30)$$

Luego, si queremos calcular la velocidad de decaimiento, debemos integrar en los momentos salientes $\int \frac{d^3V}{(2\pi)^3}$ y dividir por el tiempo T .

$$d\Gamma_{osc} = \frac{1}{(2\pi)^8} G_F^2 |V_{ud}|^2 \sum_i \int d^3q_e \int d^3q_p \int d^3q_{\nu_i} |A_{nuc}^{\mu\alpha}|^2 |U_{ei}|^2 \frac{1}{32q_{\nu_i}^0 q_p^0 q_e^0 q_n^0} e^{-(\bar{q}_p + \bar{q}_e + \bar{q}_{\nu_i})^2 \xi^2} \\ \times \delta^0(q_p^0 + q_e^0 + q_{\nu_i}^0 - q_n^0) 8 \left(q_{\mu\nu_i} q_{\alpha e} - g_{\mu\alpha} (q_{\nu_i} \cdot q_e) + q_{\alpha\nu_i} q_{\mu e} - i q_{\nu_i}^c q_e^d \epsilon_{\mu\alpha cd} \right) \quad (6.31)$$

Al reemplazar la expresión hallada en 6.13 para la parte nuclear y simplificando obtenemos:

$$d\Gamma_{osc} = \frac{1}{(2\pi)^8} G_F^2 |V_{ud}|^2 \sum_i \int d^3q_e \int d^3q_p \int d^3q_{\nu_i} \\ \times |U_{ei}|^2 \frac{1}{32q_{\nu_i}^0 q_p^0 q_e^0 q_n^0} e^{-(\bar{q}_p + \bar{q}_e + \bar{q}_{\nu_i} - \bar{q}_n)^2 \xi^2} \delta^0(q_p^0 + q_e^0 + q_{\nu_i}^0 - q_n^0) \\ \times 4 \left((1 - \lambda^2) g^{\mu\alpha} m_p m_n + (1 + \lambda^2) (q_p^\mu q_n^\alpha - g^{\mu\alpha} q_p^\delta q_{n\delta} + q_p^\alpha q_n^\mu) - i 2\lambda q_{p\nu} q_{n\delta} \epsilon^{\mu\nu\alpha\delta} \right) \\ \times 8 \left(q_{\mu\nu_i} q_{\alpha e} - g_{\mu\alpha} (q_{\nu_i} \cdot q_e) + q_{\alpha\nu_i} q_{\mu e} - i q_{\nu_i}^c q_e^d \epsilon_{\mu\alpha cd} \right) \quad (6.32)$$

haciendo el producto entre los últimos dos factores:

$$\begin{aligned}
 & 4 \left((1 - \lambda^2) g^{\mu\alpha} m_p m_n + (1 + \lambda^2) (q_p^\mu q_n^\alpha - g^{\mu\alpha} q_p^\delta q_{n\delta} + q_p^\alpha q_n^\mu) - i 2\lambda q_{p\nu} q_{n\delta} \epsilon^{\mu\nu\alpha\delta} \right) \times \\
 & 8 \left(q_{\mu\nu_i} q_{\alpha e} - g_{\mu\alpha} (q_{\nu_i} \cdot q_e) + q_{\alpha\nu_i} q_{\mu e} - i q_{\nu_i}^c q_e^d \epsilon_{\mu\alpha cd} \right) \\
 & = -2(1 - \lambda^2) m_p m_n q_{\nu_i}^\mu q_{\mu e} + 2(1 + \lambda)^2 q_p^\alpha q_{\nu_i\alpha} q_n^\mu q_{e\mu} + 2(1 - \lambda)^2 q_p^\alpha q_{e\alpha} q_n^\mu q_{\nu_i\mu}
 \end{aligned} \tag{6.33}$$

Finalmente, la velocidad resulta:

$$\begin{aligned}
 d\Gamma_{osc} &= \frac{1}{(2\pi)^8} G_F^2 |V_{ud}|^2 \sum_i \int d^3 q_e \int d^3 q_p \int d^3 q_{\nu_i} \\
 & \times |U_{ei}|^2 \frac{1}{q_{\nu_i}^0 q_p^0 q_e^0 q_n^0} e^{-(\bar{q}_p + \bar{q}_e + \bar{q}_{\nu_i} - \bar{q}_n)^2 \xi^2} \delta^0(q_p^0 + q_e^0 + q_{\nu_i}^0 - q_n^0) \\
 & \times \left[-2(1 - \lambda^2) m_p m_n q_{\nu_i}^\mu q_{\mu e} + 2(1 + \lambda)^2 q_p^\alpha q_{\nu_i\alpha} q_n^\mu q_{e\mu} + 2(1 - \lambda)^2 q_p^\alpha q_{e\alpha} q_n^\mu q_{\nu_i\mu} \right]
 \end{aligned} \tag{6.34}$$

Tomando $\bar{q}_n = 0$, es decir $q_n^0 = m_n$, la expresión se reduce a

$$\begin{aligned}
 d\Gamma_{osc} &= \frac{1}{(2\pi)^8} G_F^2 |V_{ud}|^2 \sum_i \int d^3 q_e \int d^3 q_p \int d^3 q_{\nu_i} \\
 & \times |U_{ei}|^2 \frac{1}{q_{\nu_i}^0 q_p^0 q_e^0 m_n} e^{-(\bar{q}_p + \bar{q}_e + \bar{q}_{\nu_i})^2 \xi^2} \delta^0(q_p^0 + q_e^0 + q_{\nu_i}^0 - m_n) \\
 & \times \left[-2(1 - \lambda^2) m_p m_n q_{\nu_i}^\mu q_{\mu e} + 2(1 + \lambda)^2 q_p^\alpha q_{\nu_i\alpha} q_n^\mu q_{e\mu} + 2(1 - \lambda)^2 q_p^\alpha q_{e\alpha} q_n^\mu q_{\nu_i\mu} \right]
 \end{aligned} \tag{6.35}$$

Lo que falta calcular son tres integrales, que las indicaremos como

$$\begin{aligned}
 I_1 &= \frac{-2(1 - \lambda^2) m_p}{(2\pi)^8} G_F^2 |V_{ud}|^2 \sum_i \int d^3 q_e \int d^3 q_p \int d^3 q_{\nu_i} \\
 & \times |U_{ei}|^2 \frac{1}{q_{\nu_i}^0 q_p^0 q_e^0} e^{-(\bar{q}_p + \bar{q}_e + \bar{q}_{\nu_i})^2 \xi^2} \delta^0(q_p^0 + q_e^0 + q_{\nu_i}^0 - m_n) q_{\nu_i}^\mu q_{\mu e}
 \end{aligned} \tag{6.36}$$

$$\begin{aligned}
 I_2 &= \frac{2(1 - \lambda)^2}{m_n (2\pi)^8} G_F^2 |V_{ud}|^2 \sum_i \int d^3 q_e \int d^3 q_p \int d^3 q_{\nu_i} \\
 & \times |U_{ei}|^2 \frac{1}{q_{\nu_i}^0 q_p^0 q_e^0} e^{-(\bar{q}_p + \bar{q}_e + \bar{q}_{\nu_i})^2 \xi^2} \delta^0(q_p^0 + q_e^0 + q_{\nu_i}^0 - m_n) q_p^\alpha q_{e\alpha} q_n^\mu q_{\nu_i\mu}
 \end{aligned} \tag{6.37}$$

$$\begin{aligned}
 I_3 &= \frac{2(1 + \lambda)^2}{m_n (2\pi)^8} G_F^2 |V_{ud}|^2 \sum_i \int d^3 q_e \int d^3 q_p \int d^3 q_{\nu_i} \\
 & \times |U_{ei}|^2 \frac{1}{q_{\nu_i}^0 q_p^0 q_e^0} e^{-(\bar{q}_p + \bar{q}_e + \bar{q}_{\nu_i})^2 \xi^2} \delta^0(q_p^0 + q_e^0 + q_{\nu_i}^0 - m_n) q_p^\alpha q_{\nu_i\alpha} q_n^\mu q_{e\mu}
 \end{aligned} \tag{6.38}$$

6.3.1. Resolución de las integrales

Comencemos resolviendo la primera integral I_1 :

$$\begin{aligned}
 I_1 &= \frac{-2(1 - \lambda^2) m_p}{(2\pi)^8} G_F^2 |V_{ud}|^2 \sum_i \int d^3 q_e \int d^3 q_p \int d^3 q_{\nu_i} \\
 & \times |U_{ei}|^2 \frac{1}{q_{\nu_i}^0 q_p^0 q_e^0} e^{-(\bar{q}_p + \bar{q}_e + \bar{q}_{\nu_i})^2 \xi^2} \delta^0(q_p^0 + q_e^0 + q_{\nu_i}^0 - m_n) q_{\nu_i}^\mu q_{\mu e}
 \end{aligned} \tag{6.39}$$

6. Abundancias del proceso-r en presencia de oscilaciones

Cuando la dispersión de la gaussiana tiende a infinito $\lim_{\xi \rightarrow \infty} e^{-(\bar{q}_p + \bar{q}_e + \bar{q}_{\nu_i})^2 \xi^2} = (2\pi)^3 \delta^3(\bar{q}_p + \bar{q}_e + \bar{q}_{\nu_i})$ (y recordando que $\bar{q}_n = 0$) obtenemos:

$$I_1 = \frac{-2(1-\lambda^2)m_p}{(2\pi)^5} G_F^2 |V_{ud}|^2 \sum_i \int d^3 q_e \int d^3 q_p \int d^3 q_{\nu_i} \times |U_{ei}|^2 \frac{1}{q_{\nu_i}^0 q_p^0 q_e^0} \delta^4(q_p + q_e + q_{\nu_i} - m_n) (q_{\nu_i}^0 q_e^0 - \bar{q}_{\nu_i} \cdot \bar{q}_e) \quad (6.40)$$

donde $q_{\nu_i}^\mu q_{\mu e} = q_{\nu_i}^0 q_e^0 - \bar{q}_{\nu_i} \cdot \bar{q}_e$. Llamando $\mathcal{N} = \frac{-2(1-\lambda^2)m_p}{(2\pi)^5} G_F^2 |V_{ud}|^2$ y $k = -q_p + q_n$, y trabajando en el sistema de referencia donde $\tilde{k}^\alpha = (\tilde{k}^0, 0)$, con $\tilde{k}^0 = \sqrt{k^2}$ encontramos

$$I_1 = \mathcal{N} \sum_i \int d^3 q_e \int d^3 q_p \int d^3 q_{\nu_i} \times |U_{ei}|^2 \frac{1}{q_{\nu_i}^0 q_p^0 q_e^0} \delta^3(\bar{q}_e + \bar{q}_{\nu_i}) \delta^0(q_e^0 + q_{\nu_i}^0 - \tilde{k}^0) (q_{\nu_i}^0 q_e^0 - \bar{q}_{\nu_i} \bar{q}_e) \quad (6.41)$$

Integrando en \bar{q}_{ν_i} ,

$$I_1 = \mathcal{N} \sum_i \int d^3 q_e \int d^3 q_p \frac{|U_{ei}|^2}{q_p^0} \frac{1}{\sqrt{|\bar{q}_e|^2 + m_e^2}} \frac{1}{\sqrt{|\bar{q}_e|^2 + m_{\nu_i}^2}} \times \delta^0 \left(\sqrt{|\bar{q}_e|^2 + m_e^2} + \sqrt{|\bar{q}_e|^2 + m_{\nu_i}^2} - \tilde{k}^0 \right) \left(\sqrt{|\bar{q}_e|^2 + m_e^2} \sqrt{|\bar{q}_e|^2 + m_{\nu_i}^2} + |\bar{q}_e|^2 \right) \quad (6.42)$$

Para integrar en el momento del electrón, hacemos el siguiente cambio de variables

$$x = \sqrt{|\bar{q}_e|^2 + m_e^2} + \sqrt{|\bar{q}_e|^2 + m_{\nu_i}^2} \quad (6.43)$$

$$dx/x = \frac{|\bar{q}_e| d|\bar{q}_e|}{\sqrt{|\bar{q}_e|^2 + m_e^2} \sqrt{|\bar{q}_e|^2 + m_{\nu_i}^2}}$$

Elevando al cuadrado la ecuación 6.43 obtenemos

$$\sqrt{|\bar{q}_e|^2 + m_e^2} \sqrt{|\bar{q}_e|^2 + m_{\nu_i}^2} + |\bar{q}_e|^2 = \frac{x^2 - m_e^2 - m_{\nu_i}^2}{2} \quad (6.44)$$

reemplazando

$$I_1 = \int \frac{d^3 q_p}{q_p^0} 4\pi \mathcal{N} \sum_i |U_{ei}|^2 \int_0^\infty \frac{dx}{x} |\bar{q}_e| \frac{x^2 - m_e^2 - m_{\nu_i}^2}{2} \delta^0(x - \tilde{k}^0) \quad (6.45)$$

Haciendo la integral en x , se obtiene:

$$\int \frac{d^3 q_p}{q_p^0} \pi \mathcal{N} \sum_i |U_{ei}|^2 \frac{k^2 - m_e^2 - m_{\nu_i}^2}{k^2} [(k^2 - m_e^2 - m_{\nu_i}^2)^2 - 4m_e^2 m_{\nu_i}^2]^{1/2} \quad (6.46)$$

El último factor se puede escribir como

$$[(k^2 - m_e^2 - m_{\nu_i}^2)^2 - 4m_e^2 m_{\nu_i}^2] = [k^2 - (m_e^2 + m_{\nu_i}^2)] [k^2 - (m_e^2 - m_{\nu_i}^2)] \quad (6.47)$$

Es necesario $k^2 \geq (m_e^2 + m_{\nu_i}^2)^2$ para que la raíz se encuentre bien definida. Por este motivo, acotamos el valor de k (relacionado con q_p) mediante $\Theta(k^2 - (m_e^2 + m_{\nu_i}^2)^2)$, y volviendo a los momentos originales

6.3. Cálculo de la velocidad de decaimiento β^- de un neutrón considerando oscilaciones de neutrinos

$$I_1 = \int \frac{d^3 q_p}{q_p^0} \pi \mathcal{N} \sum_i |U_{ei}| \frac{(q_n - q_p)^2 - m_e^2 - m_{\nu_i}^2}{(q_n - q_p)^2} [(q_n - q_p)^2 - (m_e^2 + m_{\nu_i}^2)^2]^{1/2} \times [(q_n - q_p)^2 - (m_e^2 - m_{\nu_i}^2)^2]^{1/2} \Theta((q_n - q_p)^2 - (m_e^2 + m_{\nu_i}^2)^2) \quad (6.48)$$

Para hacer la integral escribimos las cantidades en función de la parte temporal de q_p considerando:

$$\begin{aligned} dq_p^3 &= 4\pi |\bar{q}_p|^2 d|\bar{q}_p| \\ (q_p^0)^2 &= |\bar{q}_p|^2 + m_p^2 \end{aligned} \quad (6.49)$$

por lo tanto:

$$I_1 = \sum_i |U_{ei}| 4\pi^2 \mathcal{M} \int_{m_p}^{q_{pmax}^0} ((q_p^0)^2 - m_p^2)^{1/2} dq_p^0 \left[1 - \frac{(m_e^2 + m_{\nu_i}^2)}{(m_p^2 + m_n^2 - 2q_p^0 m_n)} \right] \times [m_p^2 + m_n^2 - 2q_p^0 m_n] \left[1 - \frac{(m_e + m_{\nu_i})^2}{(m_p^2 + m_n^2 - 2q_p^0 m_n)} \right]^{1/2} \left[1 - \frac{(m_e - m_{\nu_i})^2}{(m_p^2 + m_n^2 - 2q_p^0 m_n)} \right]^{1/2} \quad (6.50)$$

Los límites de integración se obtienen de la función escalón, es decir

$$(q_p - q_n)^2 - (m_e + m_{\nu_i})^2 \geq 0 \quad (6.51)$$

Resultando

$$q_{pmax}^0 = \frac{m_p^2 + m_n^2 - (m_e + m_{\nu_i})^2}{2m_n} \quad (6.52)$$

$$q_{pmin}^0 = m_p \quad (6.53)$$

Llamando

$$\begin{aligned} M &= m_n^2 + m_p^2 \\ \tilde{M} &= m_n^2 - m_p^2 \\ \mu &= (m_e + m_{\nu_i})^2 \\ \tilde{\mu} &= m_e^2 + m_{\nu_i}^2 \\ \xi &= (m_e - m_{\nu_i})^2 \\ \tilde{\xi} &= m_e^2 - m_{\nu_i}^2 \end{aligned} \quad (6.54)$$

Haciendo el cambio de variables $x = M - 2q_p^0 m_n$ los límites de integración correspondientes son $x_{min} = (m_p - m_n)^2$ y $x_{max} = (m_e + m_{\nu_i})^2$, obtenemos

$$I_1 = \sum_i |U_{ei}| 4\pi^2 \frac{-2(1-\lambda^2)m_p}{(2\pi)^5} G_F^2 |V_{ud}|^2 \int_{x_{min}}^{x_{max}} \frac{dx}{2m_n} \left[\left(\frac{M-x}{2m_n} \right)^2 - m_p^2 \right]^{1/2} \left[1 - \frac{\tilde{\mu}}{x} \right] \left[1 - \frac{\mu}{x} \right]^{1/2} \left[1 - \frac{\xi}{x} \right]^{1/2} \quad (6.55)$$

Para la segunda integral I_2 :

$$I_2 = \frac{2(1-\lambda)^2}{m_n (2\pi)^8} G_F^2 |V_{ud}|^2 \sum_i \int d^3 q_e \int d^3 q_p \int d^3 q_{\nu_i} \frac{|U_{ei}|^2}{q_{\nu_i}^0 q_p^0 q_e^0} e^{-(\bar{q}_p + \bar{q}_e + \bar{q}_{\nu_i})^2 \xi^2} \delta^0(q_p^0 + q_e^0 + q_{\nu_i}^0 - m_n) [q_p^\alpha q_{e\alpha} q_{\nu_i}^\mu] \quad (6.56)$$

6. Abundancias del proceso-r en presencia de oscilaciones

nuevamente, consideramos $k = q_n - q_p$, y el límite $\xi \rightarrow \infty$, obteniendo

$$I_2 = \frac{2(1-\lambda)^2}{m_n(2\pi)^5} G_F^2 |V_{ud}|^2 \sum_i \int d^3 q_e \int d^3 q_p \int d^3 q_{\nu_i} |U_{ei}|^2 \frac{1}{q_{\nu_i}^0 q_p^0 q_e^0} q_p^\alpha (k + q_p)_\mu \delta^4(q_e + q_{\nu_i}^0 - k) g^{\mu\beta} [q_{e\alpha} q_{\nu_i\beta}] \quad (6.57)$$

$$I_2 = \frac{2(1-\lambda)^2}{m_n(2\pi)^5} G_F^2 |V_{ud}|^2 \sum_i \int d^3 q_e \int d^3 q_p \int d^3 q_{\nu_i} |U_{ei}|^2 \frac{1}{q_p^0} q_p^\alpha (k + q_p)^\beta 4\mathcal{I}_{\alpha\beta} \quad (6.58)$$

Seguindo a Greiner [179], resulta

$$I_2 = \frac{2(1-\lambda)^2}{m_n(2\pi)^5} G_F^2 |V_{ud}|^2 \sum_i \int d^3 q_p \frac{|U_{ei}|^2}{q_p^0} q_p^\alpha (k + q_p)^\beta \frac{\pi}{6} \times \left[g_{\alpha\beta} k^2 \left(1 - \frac{(m_e + m_{\nu_i})^2}{k^2}\right) \left(1 - \frac{(m_e - m_{\nu_i})^2}{k^2}\right) + 2k_\alpha k_\beta \left(1 - \frac{(m_e + m_{\nu_i})^2}{k^2}\right) - 2 \frac{(m_e - m_{\nu_i})^2}{k^4} \right] \times \left[1 - \frac{(m_e + m_{\nu_i})^2}{k^2} \right]^{1/2} \left[1 - \frac{(m_e - m_{\nu_i})^2}{k^2} \right]^{1/2} \Theta(k^2 - (m_e + m_{\nu_i})^2) \quad (6.59)$$

Nuevamente, expresando todo en función de la parte espacial de q_p y utilizando la notación dada por 6.54 y 6.49, obtenemos

$$I_2 = \frac{2(1-\lambda)^2}{(2\pi)^3} \frac{1}{6} G_F^2 |V_{ud}|^2 \sum_i |U_{ei}|^2 \int_{(m_e+m_{\nu_i})^2}^{(m_n-m_p)^2} \frac{dx}{2m_n^2} \left[\left(\frac{M-x}{2m_n} \right)^2 - m_p^2 \right]^{1/2} \times \left[\frac{x(M-x)}{2} \left(1 - \frac{\mu}{x}\right) \left(1 - \frac{\xi}{x}\right) + 2 \left(\frac{M(M-x)}{2} - \frac{(M-x)^2}{4} - m_p^2 m_n^2 \right) \left(1 + \frac{\tilde{\mu}}{x} - 2 \frac{\tilde{\xi}^2}{x^2}\right) \right] \times \left[1 - \frac{\mu}{x} \right]^{1/2} \left[1 - \frac{\xi}{x} \right]^{1/2} \quad (6.60)$$

Para la tercera integral I_3 procedemos de la misma forma obteniendo:

$$I_3 = \frac{2(1+\lambda)^2}{(2\pi)^5} \frac{4(\pi)^2}{6} G_f^2 |V_{ud}|^2 \sum_i |U_{ei}|^2 \int_{(m_e+m_{\nu_i})^2}^{(m_n-m_p)^2} \frac{dx}{2m_n^2} \left[\left(\frac{M-x}{2m_n} \right)^2 - m_p^2 \right]^{1/2} \times \left[\frac{x(M-x)}{2} \left(1 - \frac{\mu}{x}\right) \left(1 - \frac{\xi}{x}\right) + 2 \left(\frac{M(M-x)}{2} - \frac{(M-x)^2}{4} - m_p^2 m_n^2 \right) \left(1 + \frac{\tilde{\mu}}{x} - 2 \frac{\tilde{\xi}^2}{x^2}\right) \right] \times \left[1 - \frac{\mu}{x} \right]^{1/2} \left[1 - \frac{\xi}{x} \right]^{1/2} \quad (6.61)$$

Luego, la integral total resulta de la suma de las tres integrales $I = I_1 + I_2 + I_3$

$$I = \sum_{i=1}^3 |U_{ei}|^2 \frac{G_f^2 |V_{ud}|^2}{m_n(2\pi)^3} \int_{(m_e+m_{\nu_i})^2}^{(m_n-m_p)^2} \frac{dx}{2} \left[\left(\frac{M-x}{2m_n} \right)^2 - m_p^2 \right]^{1/2} \left[1 - \frac{\mu}{x} \right]^{1/2} \left[1 - \frac{\xi}{x} \right]^{1/2} \times \left(-2(1-\lambda^2)m_p x \left[1 - \frac{\tilde{\mu}}{x} \right] + \frac{4(1+\lambda^2)}{3} \frac{1}{2m_n} \left[\frac{x(M-x)}{2} \left(1 - \frac{\mu}{x}\right) \left(1 - \frac{\xi}{x}\right) \right] + 2 \left(\frac{M(M-x)}{2} - \frac{(M-x)^2}{4} - m_p^2 m_n^2 \right) \left(1 + \frac{\tilde{\mu}}{x} - 2 \frac{\tilde{\xi}^2}{x^2}\right) \right)$$

(6.63)

Por lo que la tasa diferencial en unidades de energía resulta:

$$\begin{aligned}
 d\Gamma_{osc} = & \sum_{i=1}^3 \frac{|U_{ei}|^2 G_F^2 |V_{ud}|^2}{(m_n 2\pi)^3} \int_{(m_e + m_{\nu_i})^2}^{(m_n - m_p)^2} dx \sqrt{1 - 2\bar{\mu}/x + \bar{\xi}/x^2} \sqrt{(M - x)^2 - 4m_p^2 m_n^2} \\
 & \times \left[(1 + \lambda^2) \left(\frac{1}{6} (M - x)x(1 - 2\bar{\mu}/x + \bar{\xi}/x^2) + \frac{2}{3} \left(\frac{M}{2} (M - x) - \frac{(M - x)^2}{4} - m_p^2 m_n^2 \right) \right. \right. \\
 & \left. \left. (1 + \bar{\mu}/x - 2\bar{\xi}/x^2) \right) - (1 - \lambda^2) m_n m_p (x - \bar{\mu}) \right] \quad (6.64)
 \end{aligned}$$

donde hemos dividido por dos a esta expresión, pues los neutrinos solo tienen quiralidad izquierda.

Para obtener la expresión de la tasa de decaimiento en s^{-1} se divide por \hbar y para obtener el tiempo de vida medio del neutrón se invierte la tasa de decaimiento. Utilizando la expresión 6.64 hallada para la velocidad, obtenemos un tiempo de vida medio del neutrón entre 800 s y 1000 s (variando el ángulo θ_{14} entre 0 y $\pi/10$), valores del orden de los tiempos experimentales [180].

6.4. Cálculo de abundancias incluyendo oscilaciones de neutrinos

Nos interesa estudiar el impacto que puedan causar las oscilaciones sobre las abundancias de los núcleos producto del proceso-r. Ya hemos calculado la velocidad de decaimiento del neutrón en presencia de oscilaciones de neutrinos. Pero así como la velocidad del decaimiento de un neutrón libre es afectada por las oscilaciones, también lo serán las velocidades de los decaimientos de núcleos. Dado que los dos procesos más importantes en los procesos rápidos son la captura de neutrones y los decaimientos β , recalculamos las velocidades de los decaimientos de los núcleos involucrados en las cadenas del proceso-r (incluyendo las oscilaciones) para luego incorporarlos en el conjunto de ecuaciones de evolución de las abundancias.

Para el caso del decaimiento con oscilaciones, hemos tomado un esquema de oscilación $2 + 1$ ($\nu_e - \nu_x - \nu_s$) ya que el caso con oscilaciones entre 3 neutrinos activos no difiere respecto del caso sin oscilaciones. Es por ello que hemos tomado el caso con tres tipos de neutrinos en la base de masas, uno liviano (de masa m_1), una combinación lineal de dos neutrinos pesados, el neutrino x (de masa m_3) y un neutrino de tipo estéril de masa m_4 . Permitimos que el neutrino estéril se mezcle con uno de los dos activos (el electrónico). Los valores para la mezcla entre los activos fueron extraídos de las referencias [86, 135], $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.09$ y $\Delta m_{13}^2 = 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. Hemos adoptado una jerarquía normal de masas para el sector atmosférico [163]. Pero los resultados no presentan variaciones en caso de considerarse una jerarquía invertida. Los parámetros para el sector activo-estéril θ_{14} y Δm_{14}^2 fueron variables entre distintos valores. La matriz de mezcla utilizada es

$$U = \begin{pmatrix} c_{14} & 0 & s_{14} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{14} & 0 & c_{14} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & s_{13} & 0 \\ -s_{13} & c_{13} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{13}c_{14} & s_{13}c_{14} & s_{14} \\ -s_{13} & c_{13} & 0 \\ -c_{13}s_{14} & -s_{13}s_{14} & c_{14} \end{pmatrix}. \quad (6.65)$$

6. Abundancias del proceso-r en presencia de oscilaciones

Para recalcular las tasas de decaimiento β^- de los distintos núcleos involucrados en las cadenas del proceso-r, hemos obtenido un factor de cambio adimensional f utilizando el valor de la velocidad del decaimiento del neutrón libre con y sin oscilaciones.

El factor f fue calculado mediante el cociente entre la velocidad de decaimiento del neutrón al considerar oscilaciones con la velocidad del decaimiento del neutrón cuando los neutrinos no oscilan. Es decir

$$f = \frac{d\Gamma_{osc}}{d\Gamma_{no-osc}} \quad (6.66)$$

Modificamos las velocidades de decaimiento (en s^{-1}) de 8055 elementos e isótopos necesarios para calcular la evolución de las abundancias del proceso-r, mediante la multiplicación por el factor de cambio f , de manera que $d\Gamma_{osc}^N = f d\Gamma_{no-osc}^N$. Las velocidades de decaimiento del neutrón libre sin contemplar oscilaciones $d\Gamma_{no-osc}$ así como las de los decaimientos de los diferentes núcleos $d\Gamma_{no-osc}^N$ fueron extraídas de los trabajos de Moller [181, 182], y son las que utiliza el código r-java por defecto [183, 184, 185]. $d\Gamma_{osc}^N$ son las velocidades de decaimiento de los núcleos cuando las oscilaciones son consideradas.

Hemos observado que las velocidades calculadas $d\Gamma_{osc}^N$ incluyendo oscilaciones activo-estéril resultan más pequeñas que las estándar y que además, el impacto de las oscilaciones sobre la velocidad del decaimiento del neutrón, dependerá especialmente del ángulo de mezcla θ_{14} , y no así de la diferencia de masas elegida Δm_{14}^2 (lo cual era esperable dada la expresión 6.64). Es por ello que a partir de aquí mostraremos los resultados para la misma diferencia de masas $\Delta m_{14}^2 = 1\text{eV}^2$.

En la figura 6.3 mostramos la diferencia entre las nuevas velocidades de decaimiento calculadas respecto del caso sin oscilación para tres conjuntos de parámetros de mezcla $\theta_{14} = \pi/5$ y $\Delta m_{14}^2 = 1\text{eV}^2$, $\theta_{14} = \pi/10$ y $\Delta m_{14}^2 = 1\text{eV}^2$ y para $\theta_{14} = \pi/20$ y $\Delta m_{14}^2 = 1\text{eV}^2$. En la figura superior mostramos la diferencia $d\Gamma_{no-osc} - d\Gamma_{osc}$ mientras que en la inferior, normalizamos la diferencia de haciendo: $\frac{d\Gamma_{no-osc} - d\Gamma_{osc}}{d\Gamma_{no-osc}}$. Puede verse que las diferencias son mayores cuanto más grande es $d\Gamma_{no-osc}$ y que para ángulos de mezcla θ_{14} mayores el factor f se amplifica.

A partir de la velocidad de decaimiento del neutrón calculada, podemos determinar el tiempo de vida medio cuando las oscilaciones son consideradas τ_{osc} . En la figura 6.4 mostramos $\frac{\Delta\tau}{\tau_{no-osc}}$ donde $\Delta\tau = \tau_{osc} - \tau_{no-osc}$ para los distintos ángulos (línea sólida violeta). Con el objetivo de comparar estos resultados teóricos con valores experimentales del tiempo de decaimiento del neutrón, hemos calculado el promedio pesado entre 24 datos experimentales [186, 187, 188, 189, 190, 191, 192, 193, 194, 195, 196, 197, 198, 199, 200, 201, 202, 203, 204, 205, 206, 207, 208, 209] obteniendo $\tau_{exp} = 882.96$ s y $\sigma_{exp} = 14.56$ s. Utilizando estos valores calculamos $\sigma_{exp}/\tau_{exp} = 0.016$ (línea verde discontinua en la figura 6.4).

Si exigimos $\frac{\Delta\tau}{\tau_{no-osc}} \leq \sigma_{exp}/\tau_{exp}$ encontramos que el ángulo θ_{14} debe ser menor a $\pi/19$. En las siguientes secciones estudiaremos cómo afectan las oscilaciones entre neutrinos activos y estériles a las abundancias de los elementos producidos en el proceso rápido. A modo ilustrativo y para que los efectos de las oscilaciones entre neutrinos activos y estériles sean apreciables en los gráficos, consideraremos dos ángulos de mezcla mayores a la cota anteriormente obtenida. Las conclusiones que obtendremos son válidas también para ángulos menores.

Utilizamos el código r-java2.0 de uso abierto que realiza los cálculos de nucleosíntesis de procesos rápidos de captura neutrónica en un ambiente de supernova por colapso de núcleo para obtener las abundancias de núcleos pesados [183, 184, 185]. El código resuelve el sistema de ecuaciones diferenciales acopladas usando la aproximación de punto de espera (waiting point approximation) o bien, resuelve la red completamente. Como condición inicial, el código utiliza una distribución de núcleos (semillas) que puede tanto calcularse ejecutando

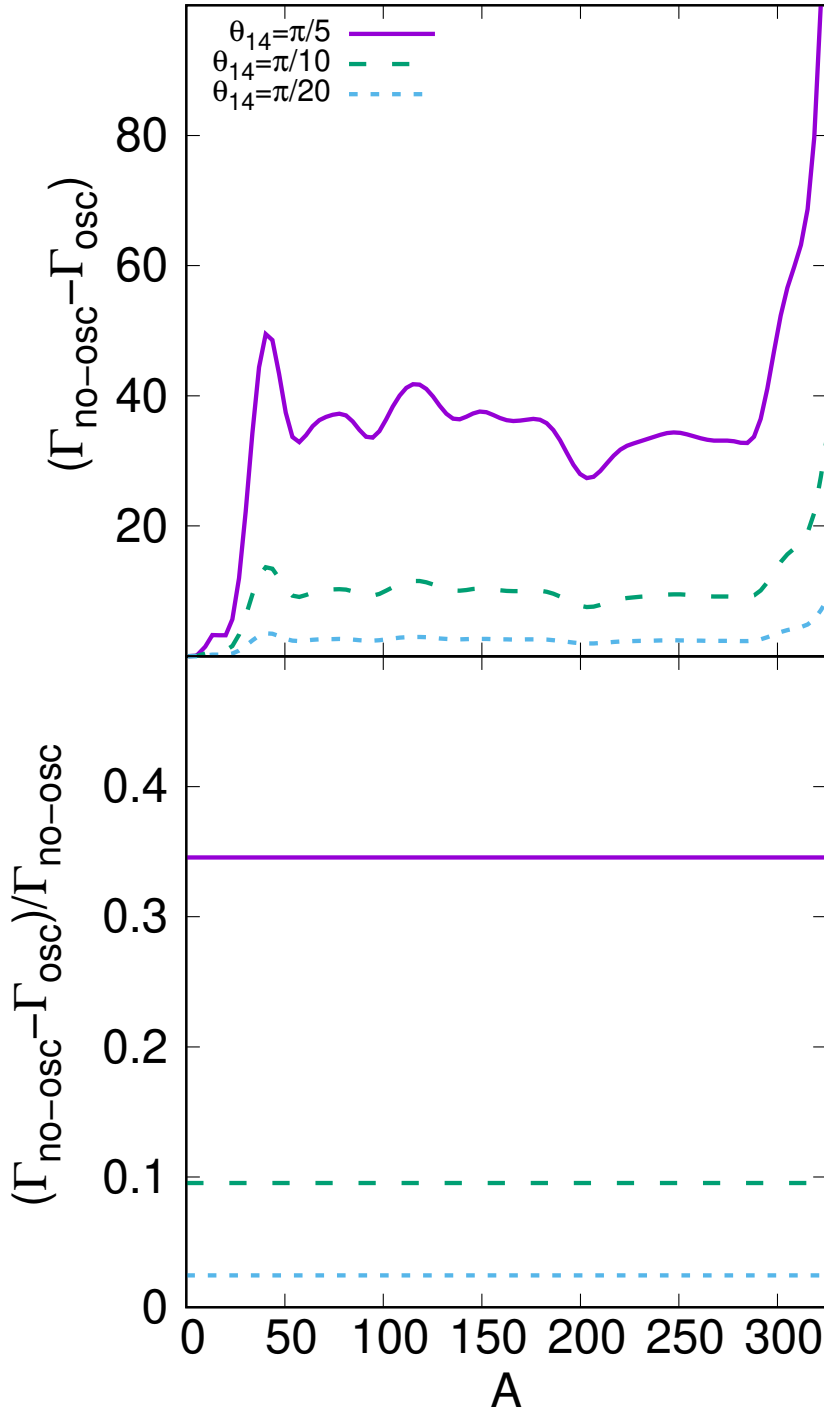


Figura 6.3. Figura superior: diferencia $d\Gamma_{no-osc} - d\Gamma_{osc}$ para 3 combinaciones de parámetros de oscilación diferentes. Línea violeta sólida: $\theta_{14} = \pi/5$ y $\Delta m_{14}^2 = 1\text{eV}^2$, línea verde discontinua: $\theta_{14} = \pi/10$ y $\Delta m_{14}^2 = 1\text{eV}^2$, línea celeste punteada: $\theta_{14} = \pi/20$ y $\Delta m_{14}^2 = 1\text{eV}^2$. Figura inferior: diferencia normalizada: $\frac{(d\Gamma_{no-osc} - d\Gamma_{osc})}{d\Gamma_{no-osc}}$. En ambos casos $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.09$ y $\Delta_{m_{13}}^2 = 2 \times 10^{-3} \text{eV}^2$.

6. Abundancias del proceso-r en presencia de oscilaciones

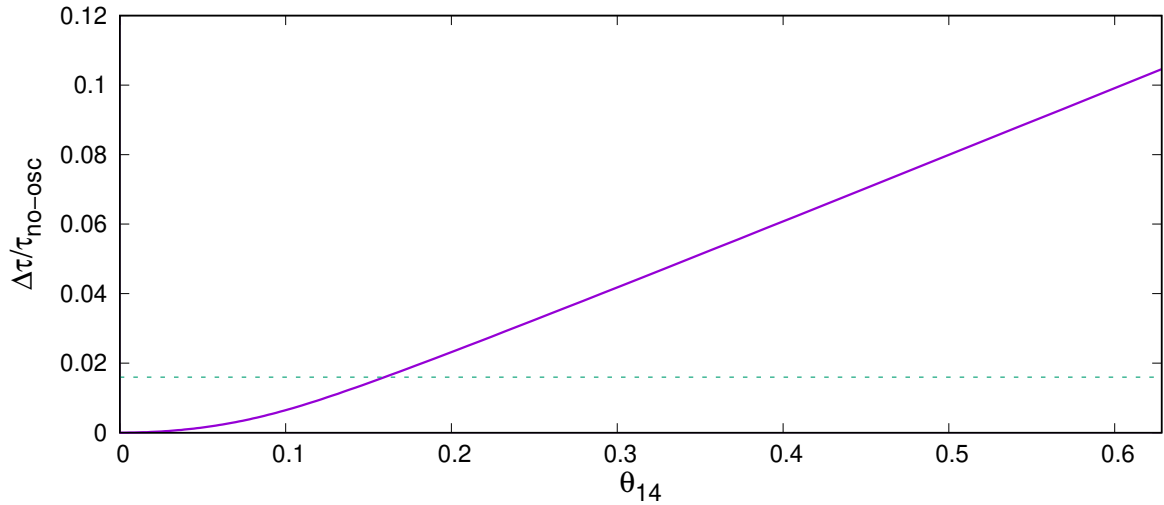


Figura 6.4. $\Delta\tau/\tau_{no-osc}$ como función del ángulo de mezcla entre neutrinos activos y estériles. Línea sólida violeta: nuestros resultados teóricos; línea verde discontinua: promedio de datos experimentales.

un módulo de equilibrio estadístico nuclear, o bien, importarse desde una tabla a elección del usuario.

El código incluye en las ecuaciones de evolución los siguientes procesos (ver apéndice C):

- decaimientos α [210]
- captura de partículas α [181, 182]
- decaimientos β [181, 182]
- emisión β retardada [182]
- decaimientos β de neutrones y de núcleos [181, 182]
- captura de neutrones (secciones eficaces calculadas con TALYS [211])
- foto-disociación [211]
- fisión con fragmentación. El código considera: fisión espontánea [212], fisión por decaimiento β retardados [213] y fisión inducida por neutrones [214] (basadas en em modelo de masas HFB14 (Hartree-Fock-Bogoliubov))

Para los resultados mostrados a continuación hemos considerado como distribución inicial de fracciones de masa las correspondientes a una entropía de 2.36 (en unidades de 100 veces la constante de Boltzmann) calculadas por Farouqi [215] (dado que es un valor acorde a la época de enfriamiento tardío de la SN y donde puede generarse el viento de deriva de neutrinos). Se resolvió completamente el sistema (sin utilizar la aproximación de punto de espera) y se dejó evolucionar el cálculo hasta que se frenan los decaimientos β de los neutrones (*neutron freeze-out*), de forma que el mínimo cociente entre neutrones y núcleos producto del proceso-r que permiten nuestras corridas es $Y_n/Y_r = 1$.

El código permite ejecutar diferentes módulos según el ambiente donde quieran resolverse las ecuaciones del proceso-r, estos son: viento de alta entropía, fusiones de estrellas de neutrones o quark-novas [184]. Según nuestro interés, hemos elegido el del viento de alta entropía (como lo es el viento de deriva de neutrinos) caracterizado por los siguientes parámetros:

- una temperatura inicial de $T_0 = 3 \times 10^9$ K,
- un perfil de densidad de decompresión relativista [216] $\rho = \frac{\rho_0}{(1+t/(2\tau))^2}$ donde $\rho_0 = 10^{11}$ g/cm³ es la densidad inicial y $\tau = 0.1$ s es el tiempo de escala para la expansión [185, 183, 141, 34],
- una fracción electrónica inicial de $Y_e = 0.3$,
- una velocidad de expansión del viento $V_{\text{exp}} = 7500$ km/s,
- un radio inicial de viento $R_0 = 390$ km [169, 135]

y hemos considerado 1 segundo para la duración de la simulación. Además, hemos considerado un tiempo (t_{est}) para que luego de finalizado el proceso-r, los núcleos alcancen la estabilidad, que hemos variado entre distintos valores.

El código permite estudiar la fisión de distintas maneras. La primera es a través de un tratamiento de corte (cut off) en el cual, luego de que se resuelven las ecuaciones, los elementos con A o Z que superan el límite impuesto, se fragmentan en dos. La segunda corresponde a un tratamiento más realista que incluye fisión espontánea, fisión inducida por neutrones (neutron induced fission) y fisión beta retardada (beta-delayed fission). Las velocidades (rates) de fisión espontánea que utiliza el código r-java2.0 son calculados según la referencia [212], las probabilidades de la fisión beta retardada se tomaron de la referencia [213] y los pesos de las barreras de fisión y las velocidades de la fisión inducida por neutrones utilizados en rjava2.0 son los calculados por [214, 211] basándose en el modelo de masas HFB14. Para el tratamiento más realista, el código considera tres canales de fragmentación en masa y la evaporación de neutrones es manejada explícitamente para cada evento de fisión. La probabilidad de que luego de la fisión se dé una escisión simétrica o se siga uno de los dos canales estándar está determinada por integrales sobre la densidad del nivel a la energía disponible en el punto de ensilladura. La probabilidad de que el evento de fisión siga un canal estándar particular se parametriza con la fuerza relativa (CI y CII) y la profundidad de los valles en el potencial energético en la escisión [217, 218]. Para r-Java 2.0, los parametros de fuerza y profundidad de los canales estándar fueron calculados a través del ajuste de observaciones de distribuciones de fragmentación de fisión para una gama de núcleos entre ²³²Th y ²⁴⁸Cm [219].

En la figura 6.5 mostramos los resultados obtenidos al utilizar los distintos tratamientos para la fisión provistos por el código r-java 2.0. Para ello, hemos resuelto el sistema de manera completa (considerando todos los procesos en las ecuaciones) hasta que se detiene el decaimiento β de los neutrones (neutron freeze-out) y para el escenario del viento de alta entropía caracterizado por los parámetros mencionados anteriormente. Con líneas sólidas de color fucsia, se muestran las abundancias correspondientes al caso donde la fisión no es contemplada, la línea negra discontinua, corresponde al caso donde hemos colocado un corte o *cut off* para la fisión en $A = 206$ y $Z = 92$ de manera que $Z^2/A = 41$ y por último, las líneas punteadas azules, es el caso donde las fisiones son consideradas de la manera más realista. Para los tres casos mostrados, hemos fijado el tiempo de decaimiento hacia la estabilidad (t_{sta}) de los núcleos luego del proceso-r en cero.

Como puede verse, el tratamiento realista corre los picos máximos de las abundancias hacia la derecha, es decir a valores más grandes de A respecto a los otros dos escenarios. En todos los casos se han logrado generar los picos característicos del proceso rápido en $A \sim 80$, 130 y 196. Además, los picos ubicados en la zona de $A \sim 80$, $A \sim 190$ y la zona $A > 200$ aumentan sus abundancias cuando el tratamiento realista es considerado. Para el caso con el corte, se ve que no se han generado núcleos con valores mayores que $A = 206$, dado que

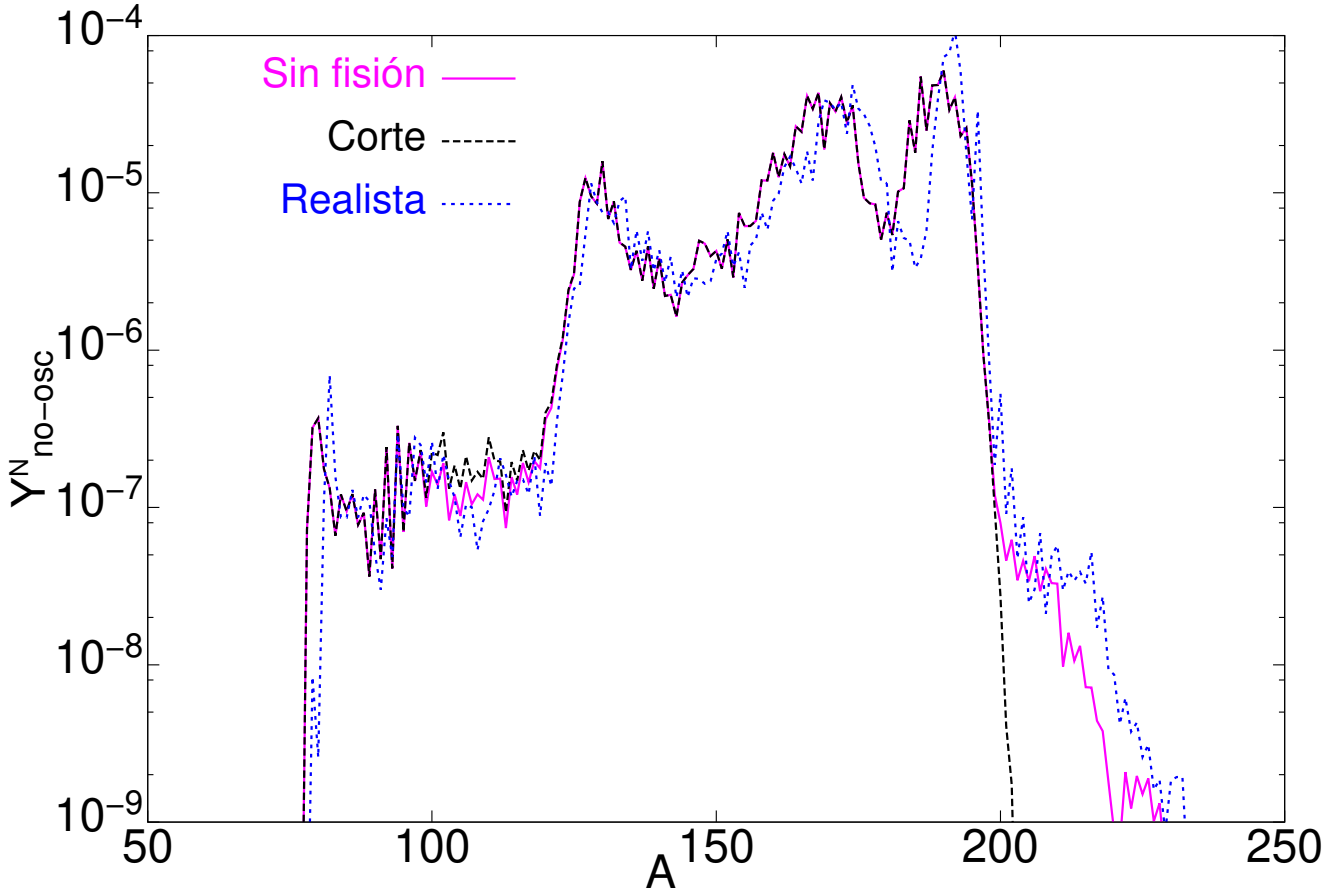


Figura 6.5. Abundancias de núcleos según número másico A para el caso sin fisión (línea fucsia sólida) y para los dos mecanismos de fisión disponibles en r-Java2.0: corte en $A = 206$ (línea negra discontinua) y tratamiento realista (línea azul punteada). Para los tres casos se ha resultado el sistema de manera completa considerando todos los procesos y sin incluir la oscilación de neutrinos.

todos han sido forzados a fisionarse. Para el caso sin fisión, se observa una depresión en las abundancias cercanas a $A = 100$, y esto tiene sentido, dado que es ese valor de A el que tienen la mayoría de los fragmentos que se originan al fisionar núcleos con $A > 206$, y al no haber fisión, estos fragmentos no aportan a dichas abundancias. Las abundancias obtenidas para el caso con el tratamiento realista, están en concordancia con las calculadas en las referencias [220], donde han sido utilizados los códigos SMOKER y ALBA [214, 221]. Vemos que cuando se considera el tratamiento realista, la retroalimentación de las cadenas nucleares que producen los fragmentos de la fisión, termina finalmente produciendo mayor abundancia de núcleos con valores $A > 200$ en comparación con los otros casos estudiados.

6.4.1. Resultados considerando capturas de neutrones, decaimientos beta y oscilaciones de neutrinos en los cálculos

Primero, estudiamos el caso con solo las interacciones básicas que involucran las cadenas de proceso-r, o las más relevantes, que son los decaimientos β (de núcleos y de neutrones) y las capturas neutrónicas, incluyendo los efectos de las oscilaciones de neutrinos en el esquema 2+1. Hemos analizado las abundancias para los casos con valores de θ_{14} entre 0 y $\pi/4$, y varias

diferencias de masas, pero dada la expresión 6.64 cambiar este valor no afecta significativamente los cálculos y prácticamente, no se ven variaciones en las velocidades de decaimientos ni sobre las abundancias. Como ya hemos mencionado, en este esquema consideramos tres tipos de neutrinos en la base de masas, uno liviano (de masa m_1), una combinación lineal entre los dos neutrinos más pesados el neutrino x de masa m_3 , y un neutrino estéril de masa m_4 . La matriz de mezcla utilizada es la mencionada previamente en la ecuación 6.65.

Hemos calculado las abundancias de núcleos pesados cuando se consideran esas dos reacciones y las oscilaciones de neutrinos. En la figura 6.6 mostramos las abundancias halladas para los distintos núcleos Y^N en función de A para el caso en que solo consideramos los procesos de decaimientos β de neutrones y núcleos y la captura de neutrones. Mostramos el caso sin oscilaciones (en el cual utilizamos las velocidades que el código provee por default [181]) y el caso con oscilaciones donde recalculamos los rates con el factor f (como está detallado en la sección 6.4) para distintos valores del ángulo de mezcla θ_{14} y $\Delta m_{14}^2 = 1\text{eV}^2$.

También, en la figura 6.6 presentamos resultados para distintos tiempos de decaimiento hacia la estabilidad t_{sta} una vez finalizadas las cadenas del proceso-r. La primera columna presenta los resultados para $t_{sta} = 0\text{s}$, la segunda columna corresponde a $t_{sta} = 1\text{ hora}$, la tercera a $t_{sta} = 100\text{ años}$ y la cuarta a $t_{sta} = 4.354 \times 10^{17}\text{ s}$. Es decir, mostramos resultados a medida que se aumenta gradualmente el tiempo de decaimiento hasta llegar a tiempos de la edad de vida del universo. La línea negra sólida refiere al caso sin considerar oscilaciones entre neutrinos, la línea verde discontinua corresponde al caso donde se han incluido las oscilaciones entre neutrinos en el esquema 2 + 1 utilizando los parámetros $\theta_{14} = \pi/10$ y $\Delta m_{14}^2 = 1\text{eV}^2$, mientras que la violeta punteada corresponde a la combinación de parámetros $\theta_{14} = \pi/5$, $\Delta m_{14}^2 = 1\text{eV}^2$ y $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.09$ y $\Delta m_{13}^2 = 2 \times 10^{-3}\text{ eV}^2$. La fila inferior corresponde al cociente $\frac{Y_{osc}^N}{Y_{no-osc}^N}$, de manera de poder observar mejor las diferencias que se producen sobre las abundancias cuando las oscilaciones son consideradas.

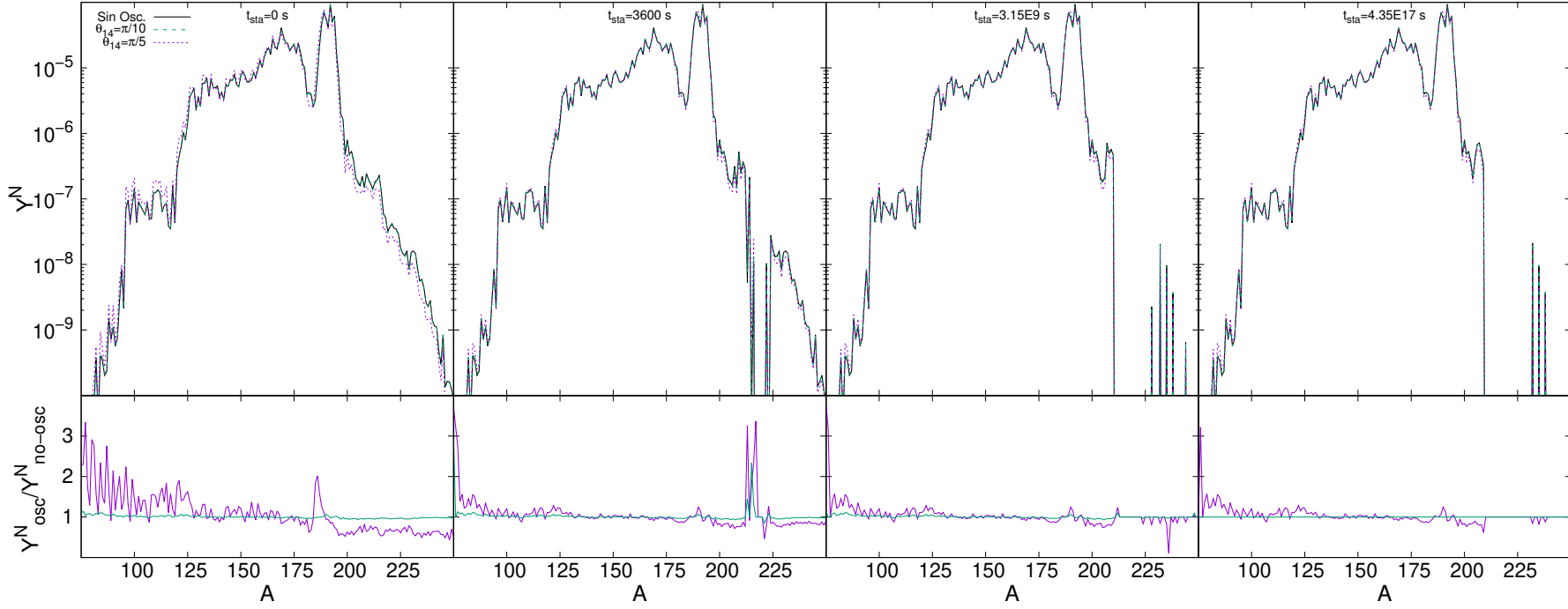


Figura 6.6. Primera fila: abundancias nucleares Y^N como función del número másico A cuando se consideran sólo decaimientos β y capturas de neutrones en los cálculos. Línea negra sólida: caso sin oscilaciones; línea verde discontinua: oscilaciones en esquema $2 + 1$ con $\theta_{14} = \pi/10$ y $\Delta m_{14}^2 = 1\text{eV}^2$; línea violeta punteada: $\theta_{14} = \pi/5$ y $\Delta m_{14}^2 = 1\text{eV}^2$ y $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.09$ y $\Delta_{m_{13}}^2 = 2 \times 10^{-3} \text{eV}^2$. Segunda fila: cociente $\frac{Y_{osc}^N}{Y_{no-osc}^N}$ según número másico A . Las columnas representan distintos tiempos de decaimiento hacia la estabilidad una vez finalizado el proceso- r .

Podemos observar que cuando se incluye el efecto de las oscilaciones sobre las velocidades de decaimiento, se generan cambios en las abundancias de los núcleos pesados. Para valores mayores del ángulo de oscilación θ_{14} , las diferencias respecto del caso sin oscilaciones se amplifican. Observando la primer columna de la figura 6.6 vemos que para cuando $t_{sta} = 0$ s y para ángulos de oscilación grandes (mayores a $\pi/10$) las abundancias de núcleos con $A < 189$ aumentan respecto del caso sin oscilaciones, mientras que para $A > 189$, disminuyen. Además, al no permitir el decaimiento de los núcleos en búsqueda de la estabilidad luego de finalizado el proceso, vemos que encontramos una gran abundancia de elementos pesados con $A > 200$. A medida que el tiempo permitido para los decaimientos aumenta, los núcleos con $A \geq 200$ comienzan a decaer. Luego de transcurrida una hora (segunda columna), ya comienzan a observarse cambios apreciables en las abundancias de núcleos con $A > 200$. Finalmente, cuando se alcanza el tiempo de vida del Universo, $t_{sta} = 4.354 \times 10^{17}$ s observamos que las abundancias tienen un comportamiento similar al caso con $t_{sta} = 0$ pero los efectos de las oscilaciones son menos apreciables. Aunque, en este caso, todos los núcleos con $A \geq 200$ han decaído hacia núcleos estables agrupándose en torno a tres valores de número másico A de 232, 235 y 238. En particular, estos núcleos son: ^{232}Th ($N = 142$ y $Z = 90$), ^{235}U y ^{238}U ($N = 143$ y $N = 146$, ámbos con $Z = 92$).

En la fila inferior de la figura 6.6 también, puede observarse que, a medida que el tiempo transcurre, los cambios en las abundancias a causa de la inclusión de oscilaciones son menos significativos. Aunque sigue apareciendo un exceso (sobreproducción) debido a las oscilaciones en la zona de $A < 130$.

Hemos observado que los elementos más sensibles a la inclusión de las oscilaciones de neutrinos corresponden a la región $70 < A < 125$, en particular los núcleos de ^{72}Ge , ^{80}Se , ^{84}Kr , ^{85}Rb , ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{115}Sn , ^{121}Sb , ^{123}Sb y ^{126}Te son los más afectados, presentando variaciones respecto al caso estándar pero que en general solo resultan apreciables para ángulos θ_{14} mayores que $\pi/10$.

En la figura 6.7 hemos promediado en los distintos tiempos de decaimiento para los distintos ángulos de oscilación estudiados. Allí vemos nuevamente la sobreproducción de abundancias para $A < 130$ que se genera cuando las oscilaciones son consideradas. Esto se debe a que dicho comportamiento se manifiesta indistitamente del tiempo t_{sta} considerado. Los mismo sucede con el pico de sobre producción ubicado en $A \sim 190$ correspondiente a ^{190}Os e ^{191}Ir y la zona de subproducción hacia valores $A > 200$.

6.4.2. Resultados considerando capturas de neutrones, decaimientos beta, oscilaciones de neutrinos y fisión en los cálculos

En esta sección estudiamos el caso con las interacciones: captura de neutrones, decaimientos β y el mecanismo de fisión completo. Al igual que en el caso anterior, hemos incluido las oscilaciones de neutrinos en el esquema $2 + 1$. En la figura 6.8 presentamos los resultados de esta sección de forma similar a la de la figura 6.6 pero incluyendo el mecanismo de fisión en la resolución de las ecuaciones. También se muestran las abundancias de los elementos producto de las cadenas del proceso-r para distintos tiempos de decaimiento hacia la estabilidad t_{sta} una vez finalizadas las cadenas del proceso. La primera columna presenta los resultados para $t_{sta} = 0$ s, la segunda columna corresponde a $t_{sta} = 1$ hora, la tercera a $t_{sta} = 100$ años y la cuarta a $t_{sta} = 4.354 \times 10^{17}$ s. La línea negra sólida refiere al caso sin considerar oscilaciones entre neutrinos, la línea verde discontinua corresponde al caso donde se han incluido las oscilaciones entre neutrinos en el esquema $2 + 1$ utilizando los parámetros $\theta_{14} = \pi/10$ y $\Delta m_{14}^2 = 1\text{eV}^2$, mientras que la violeta punteada corresponde a la combinación de parámetros $\theta_{14} = \pi/5$ y $\Delta m_{14}^2 = 1\text{eV}^2$. En estos últimos dos casos: $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.09$ y

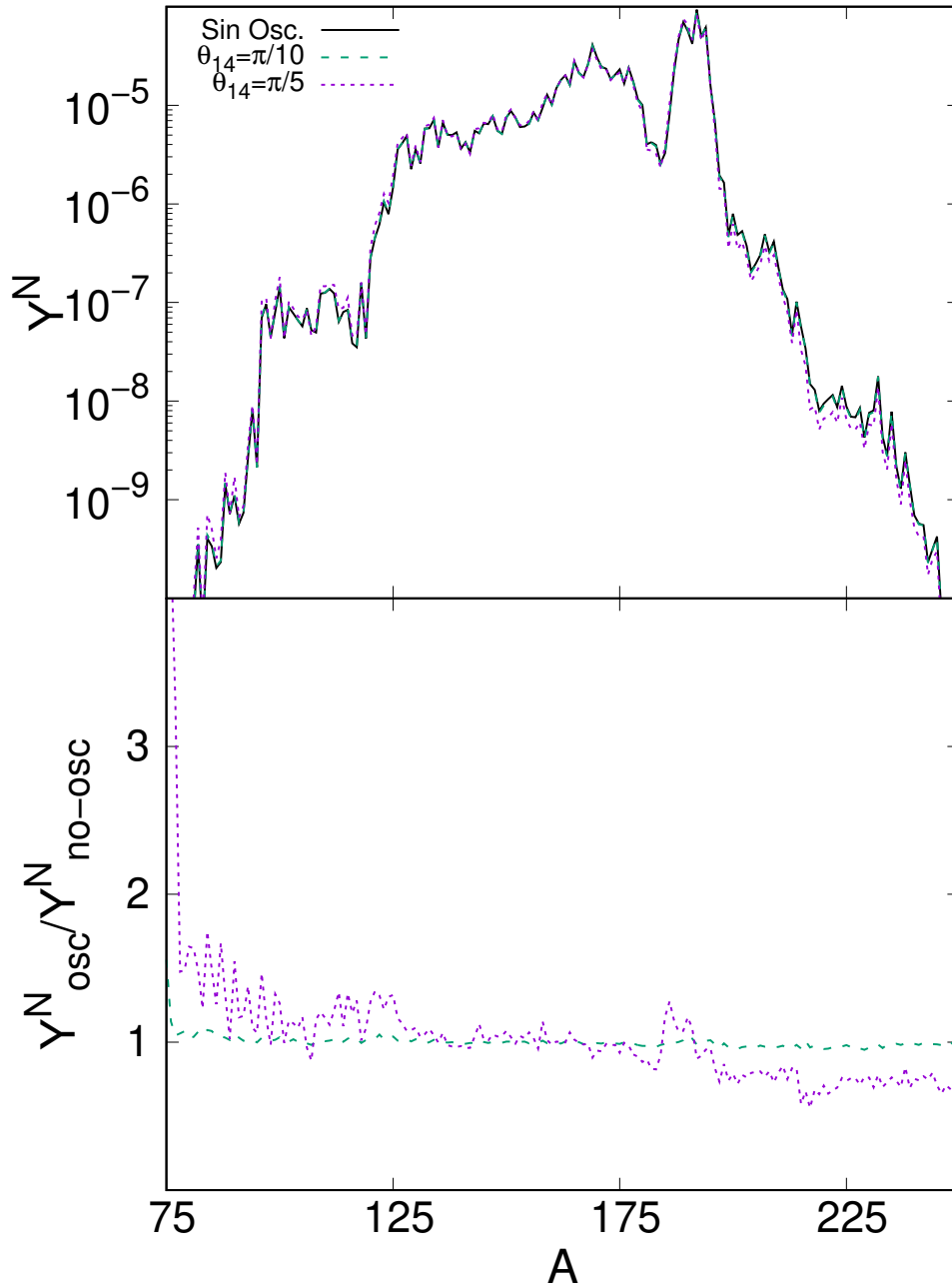


Figura 6.7. Primera fila: abundancias nucleares Y^N como función del número másico A cuando se consideran los decaimientos β y las capturas neutrónicas. Línea negra sólida: caso sin oscilaciones; línea verde discontinua: oscilaciones en esquema 2 + 1 con $\theta_{14} = \pi/10$ y $\Delta m_{14}^2 = 1eV^2$; línea violeta punteada: $\theta_{14} = \pi/5$ y $\Delta m_{14}^2 = 1eV^2$ y $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.09$ y $\Delta_{m_{13}}^2 = 2 \times 10^{-3} eV^2$. Segunda fila: cociente $\frac{Y^N_{osc}}{Y^N_{no-osc}}$ según número másico A . Para todos los casos, las abundancias corresponden a un promedio en los distintos tiempos de decaimiento estudiados.

$\Delta_{m_{13}}^2 = 2 \times 10^{-3} eV^2$. Nuevamente, fila inferior corresponde al cociente $\frac{Y^N_{osc}}{Y^N_{no-osc}}$, de manera de poder observar mejor las diferencias que se producen sobre las abundancias cuando las

6.4. Cálculo de abundancias incluyendo oscilaciones de neutrinos

oscilaciones son consideradas.

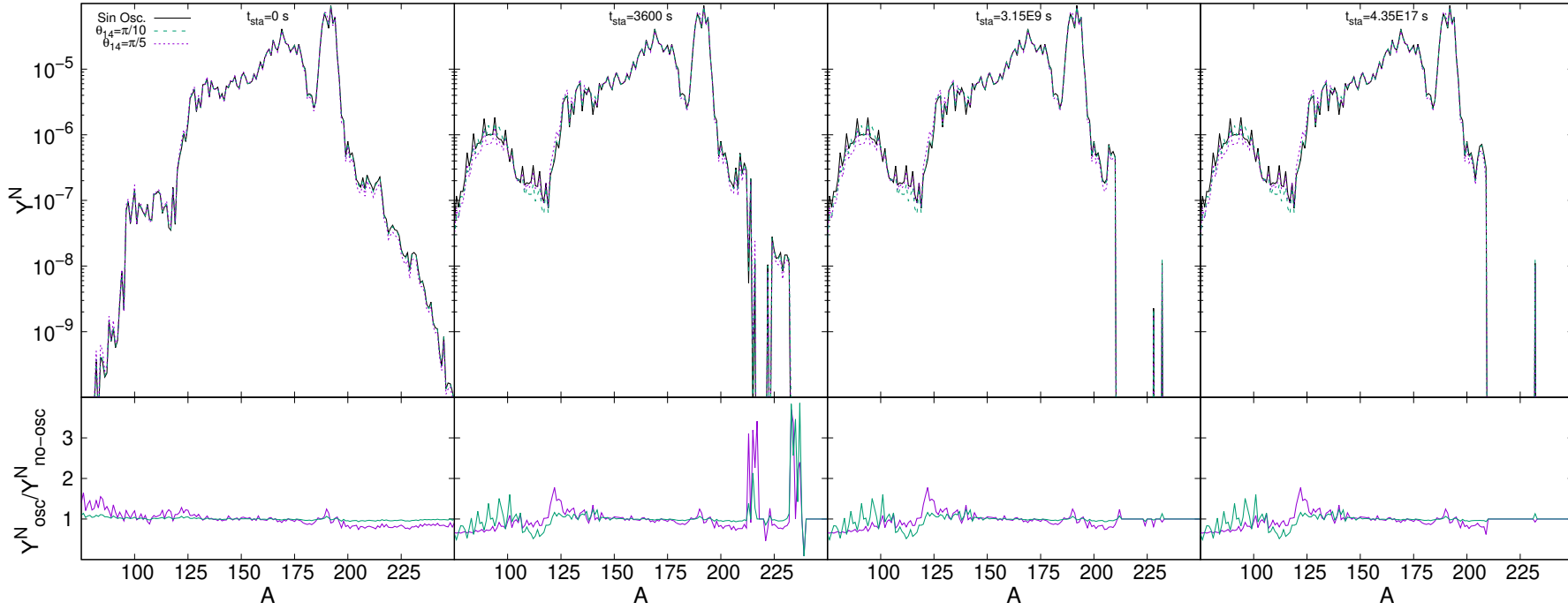


Figura 6.8. Figura superior: abundancias nucleares Y^N como función del número másico A cuando se consideran decaimientos β , capturas de neutrones y fisión en los cálculos. Línea negra sólida: caso sin oscilaciones; línea verde discontinua: oscilaciones en esquema $2 + 1$ con $\theta_{14} = \pi/10$ y $\Delta m_{14}^2 = 1\text{eV}^2$; línea violeta punteada: $\theta_{14} = \pi/5$ y $\Delta m_{14}^2 = 1\text{eV}^2$. Para los dos últimos casos: $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.09$ y $\Delta_{m_{13}}^2 = 2 \times 10^{-3} \text{eV}^2$. Figura inferior: cociente $\frac{Y^N_{osc}}{Y^N_{no-osc}}$ según número másico A . Como se indica la figura, las columnas representan distintos tiempos de decaimiento hacia la estabilidad una vez finalizado el proceso-r.

Vemos que cuando la fisión es considerada, las oscilaciones afectan más a las abundancias que en el caso en que no era contemplada, de manera que se observan mayores diferencias respecto al caso estándar, aún para ángulos de oscilación pequeños. A medida que el tiempo de decaimiento empieza a aumentar, se observa un crecimiento en las abundancias en la zona de $75 < A < 120$, pues fragmentos provenientes de las fisiones, ahora activas, contribuyen al aumento de las abundancias de esta región. Al igual que en el caso anterior, a medida que transcurre el tiempo hacia la estabilidad, la zona de núcleos con $A > 200$ se va despoblando ya que estos decaen. Se observa que en este caso, luego de transcurrido el tiempo del Universo, solo se observa la presencia de torio ^{232}Th ($N = 142$ y $Z = 90$), mientras que el uranio resulta mucho menos abundante que en el caso anterior donde no se contemplaba el mecanismo de fisión.

Nuevamente, identificamos los núcleos que resultan más afectados por la inclusión de las oscilaciones. Estos son ^{76}Ge , ^{80}Se , ^{84}Kr , ^{114}Cd , ^{115}In , ^{121}Sb , ^{123}Sb y ^{126}Te observándose cambios respecto al caso estándar aun para ángulos pequeños θ_{14} menores que $\pi/10$.

Nuevamente, realizamos un promedio en los distintos tiempos de decaimiento para los distintos ángulos de oscilación estudiados (figura 6.9). Allí vemos que, indistintamente del ángulo de oscilación considerado, observamos una zona de subproducción alrededor de valores de $106 < A < 116$ asociada a isótopos del paladio (^{106}Pd , ^{108}Pd , ^{110}Pd) y del cadmio (^{112}Cd , ^{114}Cd , ^{116}Cd). Luego, prevalece una zona de sobreproducción en $A \sim 125$, que corresponde a los núcleos ^{121}Sb , ^{123}Sb y ^{126}Te . Un pico con una leve sobreproducción en $A=190$ correspondiente al ^{190}Os vuelve a observarse en este caso y, finalmente, para ángulos de mezcla mayores, vuelve a observarse una depresión en las abundancias con $A > 200$ al igual que en el caso anterior.

6.4.3. Resultados considerando el set completo de reacciones en las ecuaciones y oscilaciones de neutrinos

Estudiamos ahora el problema incorporando tanto a las oscilaciones como a todos los procesos posibles que permite el código r-java2.0. Estos son: decaimientos α , captura de partículas α , decaimientos β , emisión β de neutrones retardada, decaimientos β de neutrones y de núcleos, captura de neutrones, foto disociación, fisión con fragmentación (espontánea, β -delayed y neutron-induced).

En la figura 6.10 mostramos los resultados obtenidos para el caso en que son incluidas todas las interacciones, pero donde la fisión es estudiada utilizando un criterio de corte (cut-off) en $A = 206$ (columna izquierda), o directamente no contemplada (columna derecha). En la fila superior se muestran las abundancias obtenidas en función de A para los casos: sin oscilaciones (línea negra sólida), oscilaciones en esquema 2+1 con $\theta_{14} = \pi/10$ y $\Delta m_{14}^2 = 1\text{eV}^2$ (línea verde discontinua) y oscilaciones en esquema 2+1 con $\theta_{14} = \pi/5$ y $\Delta m_{14}^2 = 1\text{eV}^2$ (línea violeta punteada). La fila inferior representa el cociente $\frac{Y_{osc}^N}{Y_{no-osc}^N}$ según número másico A , de manera de poder observar las diferencias netas en las abundancias cuando las oscilaciones son o no contempladas. Los resultados mostrados corresponden al caso con $t_{sta} = 0$.

Vemos que en este caso, las oscilaciones también generan cambios en las abundancias. Se observa que las oscilaciones con ángulos grandes θ_{14} aumentan notoriamente las abundancias respecto del caso sin oscilación de los elementos con $A \sim 20$ y $A \sim 75$. En líneas generales, para el caso con fisión por corte, se ve un aumento en las abundancias respecto al caso sin oscilaciones para $A > 75$. Para el caso sin fisión, el comportamiento es más intrincado, pero se observan también excesos en $A \sim 20$ y $A \sim 75$. Existe una gran diferencia entre el caso con oscilación y el sin oscilación para elementos con $A \sim 185$. Nuevamente, cuanto más grande es el ángulo de oscilación θ_{14} las diferencias respecto del caso sin oscilación aumentan.

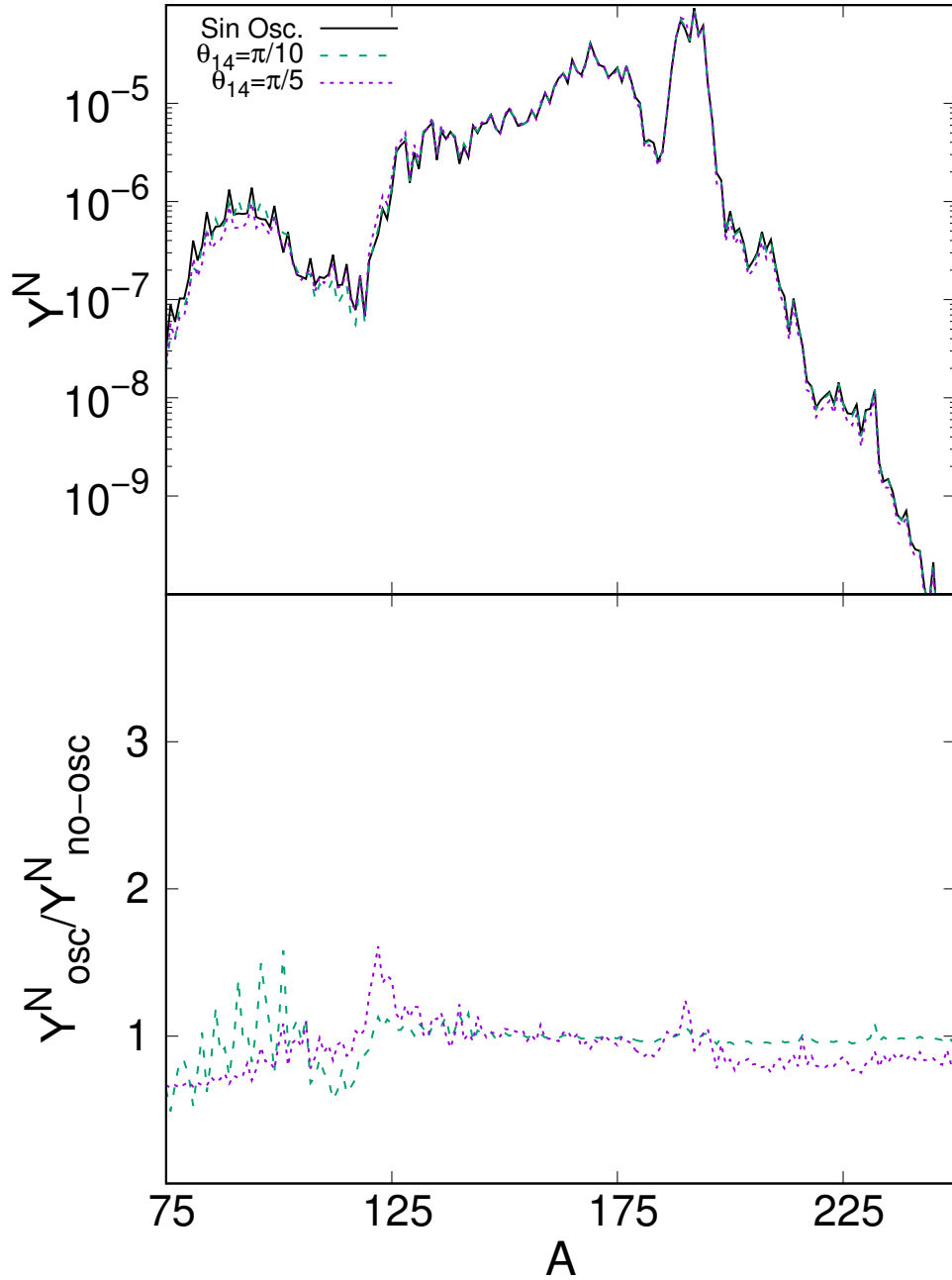


Figura 6.9. Primera fila: abundancias nucleares Y^N como función del número másico A cuando se consideran los decaimientos β , las capturas neutrónicas y la fisión. Línea negra sólida: caso sin oscilaciones; línea verde discontinua: oscilaciones en esquema $2 + 1$ con $\theta_{14} = \pi/10$ y $\Delta m_{14}^2 = 1eV^2$; línea violeta punteada: $\theta_{14} = \pi/5$ y $\Delta m_{14}^2 = 1eV^2$ y $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.09$ y $\Delta m_{13}^2 = 2 \times 10^{-3} eV^2$. Segunda fila: cociente $\frac{Y^N_{osc}}{Y^N_{no-osc}}$ según número másico A . Para todos los casos, las abundancias corresponden a un promedio en los distintos tiempos de decaimiento estudiados.

Finalmente estudiamos el caso en que incluimos todas las interacciones provistas por el código r-java2.0 sumado a la manera más realista de tratar la fisión. En la figura 6.11

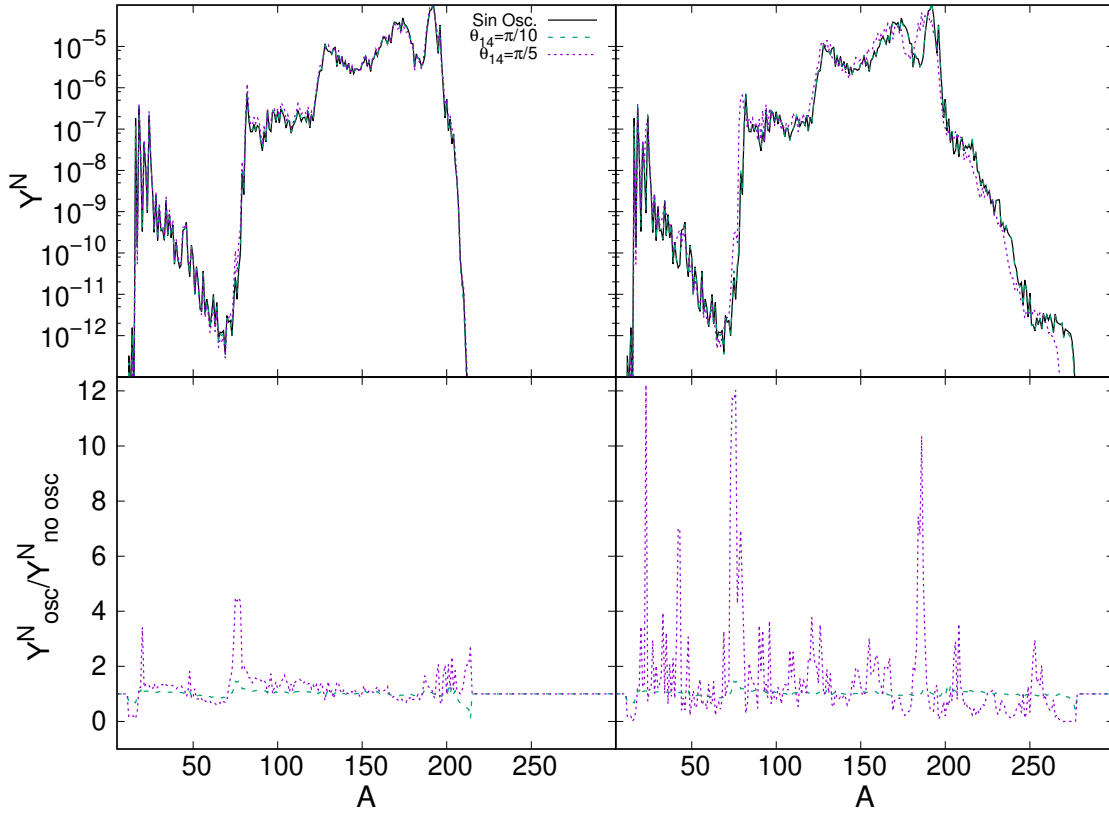


Figura 6.10. Primera fila: abundancias nucleares Y^N como función del número másico A cuando se consideran todas las interacciones. Línea negra sólida: caso sin oscilaciones; línea verde discontinua: oscilaciones en esquema 2+1 con $\theta_{14} = \pi/10$ y $\Delta m_{14}^2 = 1eV^2$; línea violeta punteada: $\theta_{14} = \pi/5$, $\Delta m_{14}^2 = 1eV^2$ y $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.09$ y $\Delta m_{13}^2 = 2 \times 10^{-3} eV^2$. Segunda fila: cociente $\frac{Y^N_{osc}}{Y^N_{no-osc}}$ según número másico A . Primera columna: caso con fisión con corte en $A = 206$, segunda columna: caso sin fisión. Todos los gráficos corresponden a $t_{sta} = 0$.

mostramos los resultados obtenidos para este escenario. Nuevamente, hemos incluido las oscilaciones de neutrinos en el esquema 2+1 variando el ángulo de mezcla θ_{14} . Vemos que el comportamiento de las abundancias es bastante similar al caso con la fisión con corte para $A < 200$, y vuelve a observarse que las abundancias crecen (respecto al caso sin oscilaciones) en los valores $A \sim 20$ y $A \sim 75$ (que corresponde a la sobreproducción de isótopos de Fe, Co, Ni y Cu). Una diferencia a destacar es que, para el caso de la fisión con corte, las abundancias de núcleos con $A \sim 100$ son mayores que para el caso de fisión con tratamiento realista, y esto es dado que todos los elementos con $A > 206$ fueron obligados a fisionarse, de manera que aumentan las abundancias de los núcleos con A cercanos a 100. Para el caso con fisión realista, vemos que las oscilaciones aumenta notablemente las abundancias de los elementos con $200 < A < 250$. Nuevamente, los efectos son más apreciables cuando el ángulo de oscilación entre activo y estéril es más grande. En líneas generales, podemos observar de la figura 6.11 que al incluir oscilaciones y el tratamiento realista de fisión, las abundancias de nucleos con $A > 75$ aumentan respecto del caso estándar (sin oscilaciones).

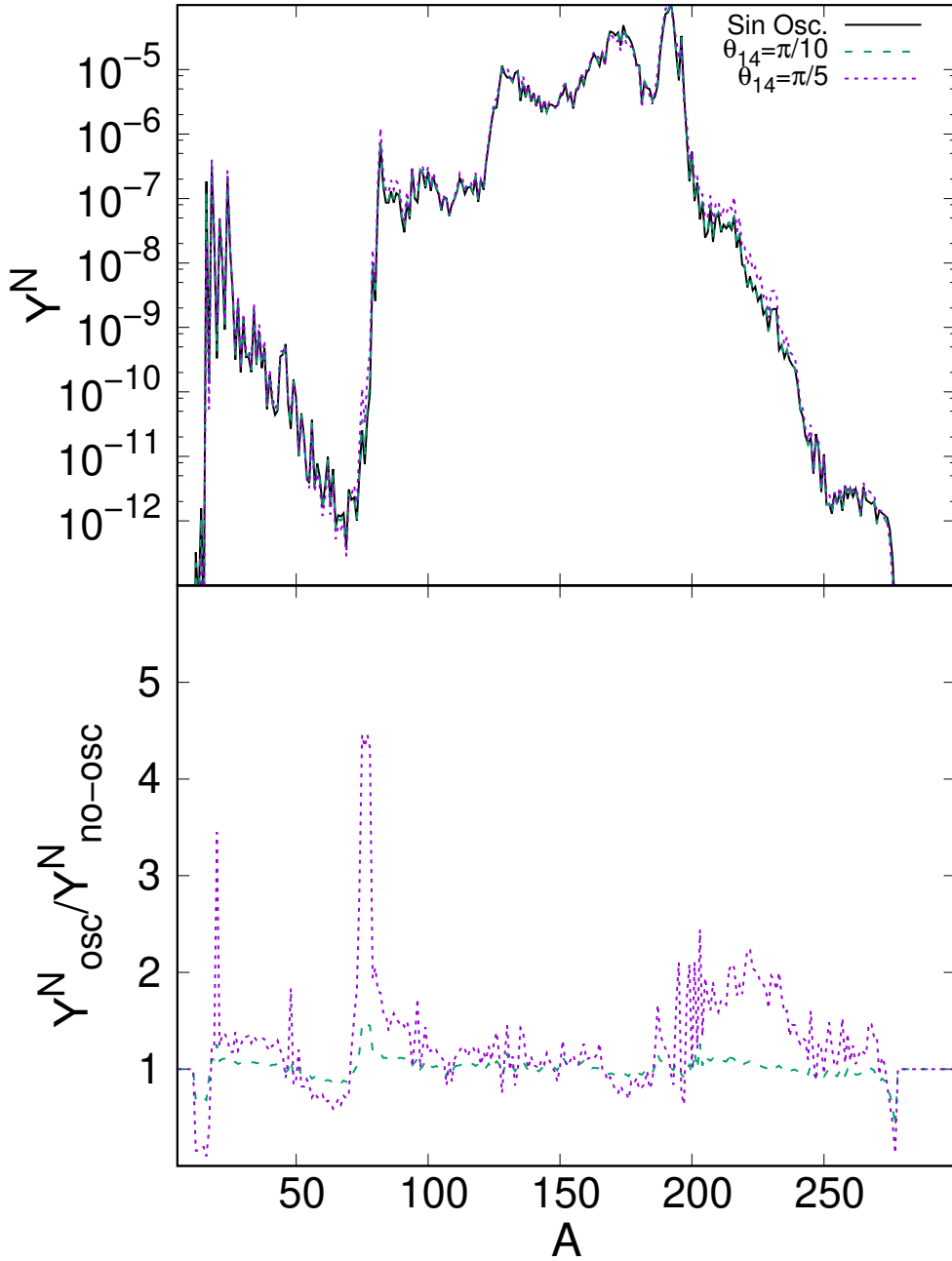


Figura 6.11. Primera fila: abundancias nucleares Y^N como función del número másico A para $t_{sta} = 0s$ cuando se consideran todas las interacciones y la fisión es tratada con la forma más realista. Línea negra sólida: caso sin oscilaciones; línea verde discontinua: oscilaciones en esquema 2 + 1 con $\theta_{14} = \pi/10$ y $\Delta m_{14}^2 = 1eV^2$; línea violeta punteada: $\theta_{14} = \pi/5$ y $\Delta m_{14}^2 = 1eV^2$. Para los dos últimos casos: $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.09$ y $\Delta_{m_{13}}^2 = 2 \times 10^{-3} eV^2$. Segunda fila: cociente $\frac{Y^N_{osc}}{Y^N_{no-osc}}$ según número másico A .

6.5. Discusión de resultados y conclusiones

A lo largo de este capítulo, hemos presentado los resultados del estudio de la inclusión de las oscilaciones de neutrinos entre sabores activos y estériles sobre las velocidades del decaimiento β del neutrón libre, para luego extenderlo al decaimiento β de núcleos involucrados en las cadenas del proceso-r. Con ellos, hemos recalculado las abundancias producto del proceso rápido de captura neutrónica utilizando el código r-Java 2.0 y estudiando los resultados al considerar distintos efectos en las ecuaciones de evolución a resolver.

Hemos recalculado la amplitud de transición para el caso en que las oscilaciones de neutrinos son tenidas en cuenta, encontrando una nueva expresión para la velocidad.

Hemos encontrado que las oscilaciones de neutrinos modifican los elementos de matriz de las corrientes electrodébiles, afectando a las velocidades con las que los núcleos decaen, así como las abundancias que luego son calculadas.

La velocidad de decaimiento β decrece cuando las oscilaciones y masas de los neutrinos son consideradas (respecto al caso estándar) y son fuertemente dependientes del ángulo de mezcla elegido entre el sabor activo y estéril θ_{14} , y no así de la diferencia de masas Δm_{14}^2 , ni de las jerarquías de masas. El impacto de las oscilaciones activo-estéril sobre las velocidades es mayor cuando el ángulo θ_{14} toma valores más grandes.

Luego, al utilizar estas nuevas velocidades para los cálculos de abundancias, podemos resaltar que:

- para el caso donde sólo las reacciones principales son consideradas (decaimientos β y capturas neutrónicas), el cambio en las velocidades del decaimiento β (a causa de las oscilaciones activo-estéril), genera cambios en las abundancias nucleares. En particular, si $A < 150$ las abundancias nucleares crecen, mientras que para $A > 150$ decrecen respecto al caso estándar sin oscilaciones.
- hemos estudiado distintos tiempos de decaimiento hacia la estabilidad, para el caso en que no dejamos a los núcleos decaer, esto es $t_{sta} = 0s$, existe una gran abundancia de núcleos pesados con $A > 200$. En cambio, cuando dejamos decaer a los núcleos hasta ser completamente estables (en un tiempo de $t_{sta} = 4.354 \times 10^{17} s$), los núcleos con $A > 200$ se agrupan en torno a 3 valores de número másico $A = 232$, $A = 235$ y $A = 238$. En particular, estos núcleos son: ^{232}Th ($N = 142$ y $Z = 90$), ^{235}U y ^{238}U ($N = 143$ y $N = 146$, ámbos con $Z = 92$).
- identificamos que los elementos más sensibles frente a la inclusión de oscilaciones de neutrinos resultan ^{72}Ge , ^{80}Se , ^{84}Kr , ^{85}Rb , ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{115}Sn , ^{121}Sb , ^{123}Sb y ^{126}Te , en los cuales se observa una sobreproducción respecto al caso estándar. Lo mismo sucede con el ^{190}Os e ^{191}Ir y por último, también observamos una zona de subproducción hacia valores $A > 200$.
- al considerar además de los decaimientos β y las capturas neutrónicas, al mecanismo de fisión, vemos que se genera una mayor población en la zona de núcleos con $75 < A < 125$ y que las oscilaciones generan variaciones en las abundancias, aún considerando ángulos θ_{14} muy pequeños. También en este caso, realizamos un promedio en los distintos tiempos de decaimiento estudiados.
- en este caso, los efectos se manifiestan aún para ángulos de oscilación pequeños (menores que $\pi/10$) identificamos una zona de subproducción alrededor de valores de $106 < A < 116$ asociada a isótopos del paladio y del cadmio. Una de sobreproducción correspondiente a ^{121}Sb , ^{123}Sb y ^{126}Te , un pico con una leve sobreproducción en

6. Abundancias del proceso-r en presencia de oscilaciones

$A = 190$ correspondiente al ^{190}Os y, finalmente, para $\theta_{14} > \pi/10$ se genera una depresión en las abundancias con $A > 200$ al igual que en el caso anterior.

- al repetir el análisis incluyendo todas las interacciones/procesos posibles en las ecuaciones de evolución (decaimientos β , capturas de neutrones, decaimientos α , captura de partículas α , emisión β de neutrones retardada, foto disociación y fisión) encontramos que al incluir las oscilaciones de neutrinos entre sabores activos y estériles, se producen cambios notables en las abundancias respecto al caso estándar.

Parte III

Conclusiones y trabajo a futuro

Capítulo 7

Conclusiones

A lo largo de este trabajo, hemos estudiado la formación de elementos químicos en distintos escenarios astrofísicos. Estudiamos la formación de elementos livianos y pesados haciendo hincapié en el rol de los neutrinos y los efectos que se producen al considerar sus masas y sus oscilaciones.

En el capítulo 2, mostramos distintos procesos de nucleosíntesis para explicar la formación de núcleos livianos, de masas intermedias o pesados. De manera que recorrimos la nucleosíntesis que se produjo durante los comienzos del universo, la que se produce en los interiores de estrellas de secuencia principal y aquella que se da en escenarios explosivos. Dado que estamos interesados en la formación de núcleos más pesados que el hierro, profundizamos en el proceso rápido de captura de neutrones y los escenarios astrofísicos donde puede tener lugar.

En el capítulo 3, dimos una introducción sobre las propiedades de los neutrinos, el proceso de oscilaciones en el que participan, las medidas experimentales de sus parámetros, y presentamos al *neutrino estéril*.

En cuanto a nuestros aportes y resultados, en el capítulo 4, mencionamos algunos resultados previos en relación a los efectos de la inclusión de las oscilaciones de neutrinos en procesos de formación de núcleos. En particular, mencionamos algunos resultados respecto a la formación de elementos livianos durante los tres primeros minutos de vida del universo llamada *nucleosíntesis del Big Bang* incluyendo en el formalismo a un neutrino estéril.

Como la nucleosíntesis del Big Bang resulta una buena herramienta para establecer cotas a teorías alternativas al Modelo Estándar de las Interacciones Fundamentales, pudimos encontrar que las abundancias primordiales se ven afectadas por la introducción de neutrinos estériles y la oscilación entre este tipo de neutrinos y los neutrinos activos. Pero que la inclusión de un neutrino estéril no permite reconciliar los datos observacionales y teóricos de la abundancia de litio. Cabe mencionar, que los resultados obtenidos son consistentes con trabajos previos [128, 101, 102, 103, 104] y los mismos han sido publicados en el trabajo [116].

Destacamos este primer trabajo, dado que robusteció la idea de que la presencia de neutrinos masivos (sus oscilaciones y la jerarquía de masas) afecta a los decaimientos β .

Siguiendo esta línea de trabajo, nos dedicamos a estudiar el efecto de las oscilaciones sobre los decaimientos débiles, y su impacto en otros procesos de formación de núcleos, ya que una reformulación de las velocidades de las reacciones del decaimiento β en términos de los parámetros de oscilación resulta necesaria. En particular, en los capítulos 5 y 6 estudiamos la formación de elementos pesados via procesos de captura rápida de neutrones.

Primero, determinamos las condiciones físicas necesarias para que el proceso-r pueda ser llevado adelante y desarrollarse de manera exitosa en un ambiente de SN, y estimamos los efectos que producen sobre dichas condiciones (en particular sobre la fracción electrónica)

7. Conclusiones

las oscilaciones de neutrinos y la inclusión de un sabor estéril. Para ello, resolvimos las ecuaciones de evolución de fracción electrónica y sabor en un ambiente de SN en función de los parámetros de mezcla, para distintos esquemas de oscilación y para distintas funciones de distribución de equilibrio (Fermi Dirac o ley de potencias).

Encontramos que la abundancia de electrones es sensible a:

- la inclusión de neutrinos estériles,
- las interacciones consideradas en el Hamiltoniano (oscilaciones, interacciones con materia y auto-interacciones de neutrinos),
- los parámetros de oscilación considerados,
- la función de distribución elegida como condición inicial.

Determinamos que el caso de oscilación entre sabores activos, es el más desfavorable para lograr $Y_e \leq 0.5$, en los casos en que se considera sólo oscilación, resulta $Y_e \geq 0.5$, mientras que si las demás interacciones son consideradas, es posible generar $Y_e \leq 0.5$, favoreciendo la posibilidad de un proceso-r exitoso. Resultado que está en concordancia con las referencias [135, 169].

Además, pudimos extraer límites para los parámetros de mezcla, encontrando: $\Delta m_{14}^2 \geq 2\text{eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{14} < 0.8$, y para el factor de renormalización de la distribución de neutrinos estériles $\xi_s < 0.5$. Hemos observado que el proceso-r es fuertemente afectado por la fracción de partículas alfa X_α . También observamos que los casos que más disminuyen el valor de la fracción electrónica son aquellos con $\xi_s \sim 0$ en concordancia con lo expuesto por [167].

El hecho de considerar $\theta_{34} \neq 0$, genera un efecto importante sobre los resultados y debe ser considerado utilizando las cotas conocidas hasta el momento para este parámetro [168]. Podemos destacar que es necesario discutir la elección de la función de distribución inicial de los neutrinos, pues puede conducir a diferentes resultados.

A continuación (capítulo 6), nos centramos en el proceso-r y en el estudio de las modificaciones que se generan al incluir las oscilaciones de neutrinos y al sabor estéril. Hemos recalculado la velocidad de los decaimientos β en función de los parámetros de oscilación de los neutrinos, extendiéndolo a los decaimientos de núcleos. Con estas nuevas velocidades de decaimiento, calculamos las abundancias producto del proceso rápido de captura neutrónica utilizando el código r-Java 2.0 y estudiamos los resultados al considerar distintos efectos en las ecuaciones de evolución a resolver.

Hemos encontrado que las oscilaciones de neutrinos modifican los elementos de matriz de las corrientes electrodébiles, afectando a las velocidades con las que los núcleos decaen, así como las abundancias. Concluimos que la velocidad de decaimiento β disminuye cuando las oscilaciones y masas de los neutrinos son consideradas en los cálculos (respecto al caso estándar). Las velocidades halladas son fuertemente dependientes del ángulo de mezcla elegido entre el sabor activo y estéril θ_{14} , y no así de la diferencia de masas Δm_{14}^2 , ni de las jerarquías de masas. Hemos visto que el impacto de las oscilaciones activo-estéril sobre las velocidades es mayor cuando el ángulo θ_{14} toma valores más grandes.

Respecto al cálculo de abundancias, observamos que para el caso donde sólo se consideran decaimientos β y capturas neutrónicas en las ecuaciones de evolución, los cambios en las velocidades de decaimientos causados por las oscilaciones, generan también, cambios en las abundancias nucleares. Encontramos que cuando las oscilaciones son incluidas, las abundancias nucleares crecen si $A < 150$, mientras que para $A > 150$ decrecen e identificamos los elementos que mayores variaciones presentaban en sus abundancias respecto al caso estándar, estos son: ^{72}Ge , ^{80}Se , ^{84}Kr , ^{85}Rb , ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{115}Sn , ^{121}Sb , ^{123}Sb , ^{126}Te , ^{190}Os e ^{191}Ir .

Luego, realizamos el mismo estudio pero incluyendo la fisión en las redes de reacciones, en este caso observamos que se genera una mayor población en la zona de núcleos con $75 < A < 125$, una zona de subproducción alrededor de valores de $106 < A < 116$ (Pd y Cd), otra región de sobreproducción correspondiente a ^{121}Sb , ^{123}Sb y ^{126}Te , un pico de sobreproducción en $A = 190$ correspondiente al ^{190}Os y una depresión en las abundancias de núcleos con $A > 200$ respecto al caso sin oscilaciones.

En ambos casos, estudiamos el comportamiento de las abundancias para diferentes tiempos de decaimiento hacia la estabilidad t_{sta} , observando que cuando dejamos decaer a los núcleos hasta ser completamente estables (en un tiempo de $t_{sta} = 4.354 \times 10^{17}$ s), los núcleos con $A > 200$ se agrupan en torno a 3 valores de número másico $A = 232$, $A = 235$ y $A = 238$.

Finalmente, repetimos los mismos análisis incluyendo otros procesos como la captura de partículas α , emisión β de neutrones retardada, foto disociación, y fisión. Nuevamente, al incluir las oscilaciones de neutrinos entre sabores activos y estériles, encontramos cambios en las abundancias respecto al caso estándar.

La determinación de los parámetros de oscilación entre sabores activos y estériles, la búsqueda de una descripción apropiada para los flujos iniciales de neutrinos y un buen modelado de las interacciones involucradas, resultan relevantes para comprender y estimar la viabilidad de los procesos de nucleosíntesis como el proceso-r y sus abundancias finales.

7. Conclusiones

Capítulo 8

Trabajo a futuro

Algunas de las líneas de trabajo que quedaron pendientes y nos gustaría profundizar o contemplar a futuro son:

- desarrollar un código propio que resuelva las ecuaciones de evolución para el cálculo de abundancias, pues el código r-java2.0 es de uso abierto pero no libre;
- estudiar las oscilaciones colectivas de neutrinos haciendo un tratamiento multi-ángulo para el cálculo del hamiltoniano que describe las dispersiones coherentes entre neutrinos.
- estudiar los efectos de las oscilaciones de neutrinos y un sabor estéril en otros escenarios de formación de núcleos por proceso-r, en particular, en la fusión de estrellas de neutrones ya que se han reportado grandes abundancias de oro y platino en las mismas;
- trabajar con otras condiciones iniciales y distintas distribuciones de núcleos semillas y estudiar el problema a otras entropías;
- realizar un ajuste estadístico comparando con los datos de las abundancias solares observadas (separando la componente r y s), de manera de poder extraer los parámetros de mezcla del sector estéril. Este trabajo ya ha sido comenzado con la colaboración de la Licenciada Keiko Fushimi, también parte del grupo de investigación. Hemos realizado un test de χ^2 de manera de determinar los parámetros de mezcla entre neutrinos activos y estériles (Δm_{14}^2 y θ_{14}) que mejor ajustan las observaciones con las abundancias teóricas generadas cuando las oscilaciones son contempladas. Esperamos pronto hacer públicos estos resultados;
- realizar un estudio detallado de los términos no diagonales de los elementos de la matriz de transición de decaimiento β^- para luego estudiar su impacto sobre la velocidad del decaimiento y posteriormente, sobre las abundancias;
- realizar los cálculos de abundancias de núcleos en el esquema de oscilación $2 + 1$ contemplando el caso $\theta_{34} \neq 0$.

Parte IV
Apéndices

Apéndice A

Propiedades de las partículas elementales

A.1. Modelo estándar de la física de partículas

Las partículas fundamentales son los bloques de construcción básicos de la materia, carecen de estructura interna y no se componen de partículas más pequeñas. El Modelo Estándar de partículas es la teoría más aceptada en la actualidad que describe la materia. Según este modelo, los **leptones** (e^- , μ , τ , ν_e , ν_μ , ν_τ) y **quarks** (up (u), down (d), charm (c), strange (s), bottom (b) y top (t)) son partículas verdaderamente elementales, en el sentido de que no poseen estructura interna, en cambio, los **hadrones** son aquellas partículas constituidas por quarks: *bariones* cuando están formados por tres quarks o tres antiquarks, o *mesones* cuando están constituidos por un quark y un antiquark. A éstos se suman las partículas mediadoras de las interacciones, llamadas **bosones** (fotón (γ), gluón, Z y W). En las tablas A.1 y A.2 se muestran algunas de las partículas del Modelo Estándar y sus características.

El Modelo Estándar identifica en la naturaleza cuatro tipos de interacciones fundamentales: gravitacional, electromagnética, fuerte y débil. Cada una de ellas es debida a una propiedad fundamental de la materia: masa (interacción gravitacional), carga eléctrica (interacción electromagnética), color (interacción fuerte) y carga débil (interacción débil). Las interacciones fundamentales entre partículas se dan a través del intercambio de bosones. Esas partículas mediadoras son los fotones en la interacción electromagnética, los gluones en la interacción fuerte, las partículas W y Z en la interacción débil y los gravitones (aún no detectados) en la interacción gravitacional. Es decir, partículas eléctricamente cargadas interactúan intercambiando fotones, aquellas con carga de color interactúan intercambiando gluones, las que poseen carga débil intercambian partículas W y Z, mientras que las partículas con masa intercambiarían gravitones.

Partícula	Masa (MeV)	Spin	Carga
e^- (Electrón)	0.511	1/2	-1
μ (Muón)	105.7	1/2	-1
τ (Tau)	1777	1/2	-1
ν_e (neutrino electrónico)	0	1/2	0
ν_μ (neutrino muónico)	0	1/2	0
ν_τ (neutrino tau)	0	1/2	0

Tabla A.1. Leptones del Modelo Estándar y sus propiedades. (Particle Data Group. (URL: <http://pdg.lbl.gov>)) [176]

A. Propiedades de las partículas elementales

Partícula	Masa (GeV)	Spin	Carga
γ (fotón)	0	1	0
Gluón	0	1	0
Higgs	~ 150	0	0
W^\pm	80.42	1	± 1
Z^0	91.19	1	0
Gravitón	0	2	0

Tabla A.2. Bosones, incluyendo al gravitón, aun no detectado. (Particle Data Group. [176] (URL: <http://pdg.lbl.gov>))

A.2. Masas de los fermiones

El Modelo Estándar de partículas puede ser representado con un solo lagrangiano que contiene términos correspondientes a interacciones entre los distintos campos de partículas así como también términos de masas (generados por el mecanismo de Higgs).

En general, existen dos tipos de términos de masas en una densidad lagrangiana: Dirac y Majorana. En los tipo Dirac, aparecen tanto los campos quirales derechos e izquierdos en el mismo término. Por ejemplo el término de masa de la partícula ψ de masa α tendrá la forma:

$$\mathcal{L}_{mass} = \alpha(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \quad (\text{A.1})$$

En contraste, los términos de masa de Majorana solo tienen una componente quiral, es decir:

$$\mathcal{L}_{mass} = \beta(\bar{\psi}_R^c\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_R^c) \quad (\text{A.2})$$

al llamar $\phi = \psi_R + \psi_R^c$, encontramos

$$\mathcal{L}_{mass} = \beta(\bar{\psi}_R^c\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_R^c) = \beta\bar{\phi}\phi \quad (\text{A.3})$$

donde este término de Majorana describe a una partícula libre ϕ de masa β . Como $\phi = \phi^c$, la partícula descrita por ϕ es un fermión de Majorana.

A.2.1. Mecanismo de Higgs

El mecanismo de Higgs dentro del Modelo Estándar no permite la adquisición de masa de los neutrinos, pero comprenderlo, resulta útil para comprender más claramente generalizaciones por fuera del modelo estándar (como la del sube y baja) que logran generar neutrinos masivos.

Para introducir el mecanismo de Higgs, debemos estudiar la invarianza de gauge local del grupo SU(2) y explorar la ruptura de la simetría inducida por los requerimientos de invarianza de gauge [222]. Comencemos con un campo complejo de dos componentes que transforma como un doblete de SU(2), $\psi = \begin{pmatrix} \psi_a \\ \psi_b \end{pmatrix}$. Si la masa de cada componente es m , la densidad lagrangiana se escribe:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma_\mu\partial_\mu + m)\psi \quad (\text{A.4})$$

Esta densidad lagrangiana resulta invariante bajo la transformación $\psi \rightarrow \psi' = U\psi$ y $\bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}' = \bar{\psi}U^\dagger$, donde U es una transformación unitaria $U = \exp(i/2\sigma_j\Lambda_j)$ siendo σ_j las matrices

de Pauli y Λ^j números complejos ¹. A esta invariancia la llamamos *invariancia global de SU(2)*.

Si tomamos una transformación más general, en la cual $\Lambda_j(x)$, dependa de las coordenadas, las derivadas de las transformaciones anteriores para los espinores son:

$$\partial_\mu \psi = U(x)^\dagger (\partial_\mu + U(x) \partial_\mu U(x)^\dagger) \psi' \quad (\text{A.5})$$

Al considerar una transformación infinitesimal $U = 1 + \frac{1}{2} \sigma_j \Lambda_j$, obtenemos:

$$\partial_\mu \psi = (1 + i \sigma_j \Lambda_j) \psi + i \sigma_j \partial_\mu \Lambda_j \psi \quad (\text{A.6})$$

Observando las expresiones para ψ y $\partial_\mu \psi$, se encuentra que con esta transformación general, la densidad lagrangiana no resulta invariante. Sin embargo, al considerar el operador:

$$D_\mu = \partial_\mu + g \frac{i}{2} \sigma_j A_{j\mu}(x) \quad (\text{A.7})$$

donde g es un número, mientras que $A_{j\mu}$ son campos, encontramos:

$$D_\mu \psi = U(x)^\dagger U(x) (\partial_\mu + g \frac{i}{2} \sigma_j A_{j\mu}^j(x)) U^\dagger(x) \psi' \quad (\text{A.8})$$

Considerando nuevamente transformaciones infinitesimales:

$$U(x) (\partial_\mu + g \frac{i}{2} \sigma_j A_{j\mu}^j(x)) U^\dagger(x) = \partial_\mu - \frac{i}{2} \sigma_j \partial_\mu \Lambda_j + g \frac{i}{2} U(x) \sigma_j A_{j\mu}^j U^\dagger(x) \quad (\text{A.9})$$

además, sabiendo que las matrices de Pauli cumplen $[\frac{1}{2} \sigma_i, \frac{1}{2} \sigma_j] = i \epsilon_{ijk} \sigma_k$, obtenemos la relación:

$$\frac{1}{2} U(x) \sigma_j A_{j\mu}^j U^\dagger(x) = \frac{1}{2} \sigma_j A_{j\mu}^j + i \left[\frac{1}{2} \sigma_j \Lambda_j, \frac{1}{2} \sigma_j A_{j\mu}^j \right] \quad (\text{A.10})$$

donde $i[\frac{1}{2} \sigma_j \Lambda_j, \frac{1}{2} \sigma_j A_{j\mu}^j] = -\frac{1}{2} \sigma_j (\bar{\Lambda} \times \bar{A}_\mu)_j$.

Combinado todo, obtenemos:

$$U(x)^\dagger U(x) (\partial_\mu + g \frac{i}{2} \sigma_j A_{j\mu}^j(x)) U^\dagger(x) = \partial_\mu + \frac{ig}{2} \sigma_j (A_{j\mu}^j - \frac{1}{g} \partial_\mu \Lambda_j - (\bar{\Lambda} \times \bar{A}_\mu)_j) \quad (\text{A.11})$$

Si el campo A transforma como $\bar{A}_\mu \rightarrow \bar{A}' = \bar{A}_\mu - \frac{1}{g} \partial_\mu \bar{\Lambda} - \bar{\Lambda} \times \bar{A}_\mu$, puede verse que

$$\begin{aligned} U D_\mu U^\dagger &= D'_\mu \\ D_\mu \psi &= U^\dagger D'_\mu \psi' \end{aligned}$$

por lo que la densidad lagrangiana

$$\mathcal{L}_{cov} = \bar{\psi} (i \gamma^\mu D_\mu + m) \psi \quad (\text{A.12})$$

resulta invariante ante transformaciones de gauge.

Esta última expresión se puede interpretar como la densidad lagrangeana original sumada a una de interacción $\mathcal{L} = \frac{g}{2} \bar{\psi} \gamma_\mu \sigma_j \psi A_j^\mu$ que describe la interacción del campo original ψ con los campos \bar{A}_μ , introducidos para obtener la invarianza de gauge SU(2).

¹Los índices repetidos indican suma sobre el índice j, es decir: $\sigma_j \Lambda_j = \sum_j \sigma_j \Lambda_j$

Ruptura espontánea de la simetría

Antes de introducir el mecanismo de Higgs que opera en el Modelo estándar, veamos algunos ejemplos sencillos.

Primero, consideremos la siguiente densidad lagrangiana para el campo escalar ϕ :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\alpha\phi - \left(\frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4\right) \quad (\text{A.13})$$

Este lagrangiano resulta invariante ante la reflexión $\phi \rightarrow -\phi$. Al considerar $\lambda > 0$ y $\mu^2 > 0$, la densidad lagrangiana resulta la de un campo escalar de masa μ . Sin embargo, si $\mu^2 < 0$, el potencial tendrá dos mínimos en $\pm\sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$. Al reemplazar, podemos hacer un desarrollo alrededor de uno de los mínimos: $\phi(x) = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} + \eta(x)$ y encontramos

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\alpha\eta)^2 + \frac{1}{2}(2\mu^2\eta^2) - \lambda\sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda\eta^4 \quad (\text{A.14})$$

Debido al término cúbico, la simetría de reflexión se ha roto. Ambos lagrangianos, deberían ser físicamente equivalentes, pero en el segundo, se ha escondido la simetría.

En general, cuando queremos resolver y predecir resultados físicos, trabajamos de manera perturbativa como en el segundo lagrangiano. Si pudiésemos resolver exactamente el problema, ambos deberían brindar los mismos resultados físicos.

En la densidad lagrangiana de la ecuación A.14 se puede identificar el término de masa (el que tiene el campo al cuadrado), en este caso, la masa del campo η es $m = \sqrt{-2\mu^2}$.

Al romper la simetría de la densidad lagrangiana original, se genera masa para el campo η .

Ahora, estudiemos un modelo no abeliano con un campo de gauge en SU(2) y un campo escalar ϕ (que transforma como espinor en SU(2)) acoplado al campo de gauge.

Sea la derivada covariante

$$D_\mu\phi = \left(\partial_\mu - igA_\mu^a\tau^a\right)\phi \quad (\text{A.15})$$

donde $\tau^a = \sigma^a/2$.

Buscamos el mínimo del potencial y encontramos un valor de expectación de vacío $\langle\phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$, con ello, el término cinético resulta:

$$|D_\mu\phi|^2 = \frac{1}{2}g^2\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}\tau^a\tau^b\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}A_\mu^aA^{b\mu} + \dots \quad (\text{A.16})$$

Usando la propiedad de antisimetría $\{\tau^a, \tau^b\} = \frac{1}{2}\delta^{ab}$, resultan los siguientes términos de masa

$$\Delta\mathcal{L} = \frac{g^2v^2}{8}A_\mu^aA^{a\mu} \quad (\text{A.17})$$

es decir, se obtienen 3 bosones con masa $m_A = \frac{gv}{2}$, es decir que se ha roto la simetría en torno a los 3 generadores.

Veamos que pasa ahora si ϕ transforma según la representación vectorial de SU(2), en este caso:

$$D_\mu\phi = \partial_\mu\phi_a + g\epsilon_{abc}A_\mu^b\phi_c \quad (\text{A.18})$$

nuevamente, elevando al cuadrado para hallar el término cinético y evaluando en torno al valor de expectación de vacío, nos queda términos del tipo

$$\Delta\mathcal{L} = \frac{1}{2}(D_\mu\phi)^2 = \frac{g^2v^2}{2}(\epsilon_{abc}A_\mu^b(\phi_0)_c)^2 + \dots \quad (\text{A.19})$$

Si tomamos que el vector ϕ apunta en la dirección ϕ_3 de manera que $\langle\phi\rangle = (\phi_0)_c = v\delta_{c3}$, con ello

$$\Delta\mathcal{L} = \frac{g^2v^2}{2}(\epsilon_{abc}A_\mu^b)^2 = \frac{g^2v^2}{2}[(A_\mu^1)^2 + (A_\mu^2)^2] \quad (\text{A.20})$$

los bosones correspondientes a los generadores 1 y 2 adquieren masa $m_1 = m_2 = gv$ mientras que m_3 resulta no masivo (pues se preserva la simetría de rotación respecto al eje 3).

Veamos ahora, cual es el mecanismo que opera en la teoría de Glashow-Weinberg y Salam. Se comienza con una teoría con simetría de gauge SU(2), que se rompe espontáneamente al introducir un campo escalar ϕ en la representación espinorial de SU(2), pues esto nos da una descripción unificada de las interacciones débiles y el electromagnetismo en la cual el bosón sin masa corresponde a una combinación de los generadores de simetría que no se rompieron. Sin embargo, ya sabemos (pues es uno de los ejemplos mencionados anteriormente) que esto conduce a un sistema con 3 bosones masivos. Es por ello, que introducimos una simetría adicional de gauge U(1), de manera que la transformación completa resulta:

$$\phi \rightarrow e^{i\alpha^a\tau^a} e^{i\beta/2}\phi \quad (\text{A.21})$$

donde nuevamente $\tau^a = \sigma^a/2$ El valor de expectación de vacío puede escribirse como $\langle\phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$, de manera que una transformación de gauge con $\alpha^1 = \alpha^2 = 0$ y $\alpha^3 = \beta$ dejará $\langle\phi\rangle$ invariante. En ese caso, la teoría tendrá un bosón sin masa debido a esta combinación particular de generadores y los restantes tres bosones de gauge adquirirán masa a partir del mecanismo de Higgs.

La derivada covariante resulta:

$$D_\mu\phi = \left(\partial_\mu - igA_\mu^a\tau^a - i\frac{1}{2}g'B_\mu\right)\phi \quad (\text{A.22})$$

Donde A^a son los bosones de gauge de SU(2) y B el bosón de gauge de U(1).

Tomando $|D_\mu\phi|$ se encuentra el término cinético y evaluando en el valor de expectación de vacío parecen términos de la forma:

$$\Delta\mathcal{L} = \frac{1}{2}\frac{v^2}{4}\left[g^2(A'_\mu)^2 + g^2(A_\mu^2)^2 + (-gA_\mu^3 + g'B_\mu)^2\right] \quad (\text{A.23})$$

de manera que obtenemos tres bosones vectoriales masivos:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(A_\mu^1 \mp iA_\mu^2) \quad (\text{A.24})$$

con masas $m_W = \frac{gv}{2}$ y

$$Z_\mu^0 = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}}(gA_\mu^3 - g'B_\mu) \quad (\text{A.25})$$

con masa $m_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}$

Y por último, el cuarto campo vectorial es ortogonal a Z_μ^0 y es no masivo

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}}(gA_\mu^3 + gB_\mu) \quad (\text{A.26})$$

con $m_A = 0$

Apéndice B

Cálculo detallado de la amplitud de transición

B.1. Propiedades útiles:

Las relaciones de completitud de suma de spines son:

$$\begin{aligned} \sum_s \bar{U}_e(q_e, s)_\pi \mathcal{U}_e(q_e, s)_\tau &= (\not{q}_e + m_e)_{\tau\pi} \\ \sum_t \mathcal{V}_{\nu_j}(q_{\nu_j}, t)_\pi \bar{\mathcal{V}}_{\nu_j}(q_{\nu_j}, t)_\tau &= (\not{q}_{\nu_j} - m_{\nu_j})_{\pi\tau} \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

donde $\not{q} = \gamma^\mu q_\mu$. Las propiedades de la traza de las matrices de Dirac γ son

$$\begin{aligned} \text{tr}\{\gamma^\mu\} &= 0 \\ \text{tr}\{\text{número impar de } \gamma^\mu\} &= 0 \\ \text{tr}\{\gamma^5\} &= 0 \\ \text{tr}\{\gamma^5 \gamma^\mu \gamma^\nu\} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

$$\begin{aligned} \text{tr}\{\gamma^\mu \gamma^\nu\} &= 4g^{\mu\nu} \\ \text{tr}\{\gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\mu \gamma^\nu\} &= 4(g^{\alpha\beta} g^{\mu\nu} - g^{\alpha\mu} g^{\beta\nu} + g^{\alpha\nu} g^{\beta\mu}) \\ \text{tr}\{\gamma_5 \gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\mu \gamma^\nu\} &= -4i\epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} \\ \gamma^5 \gamma^\alpha &= -\gamma^\alpha \gamma^5 \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

donde $g_{\mu\nu}$ es la métrica, $\epsilon^{\mu\nu\alpha\lambda}$ es el tensor de Levi-Civita y $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$.

B.2. Detalles en el cálculo de la parte hadrónica y leptónica:

Para realizar los cálculos de la velocidad de decaimiento β^- debemos calcular las expresiones $A_{\mu\alpha}^{lep} = A_\mu^{lep} (A_\alpha^{lep})^\dagger$ y $A_{nuc}^{\mu\alpha} = A_{nuc}^\mu (A_{nuc}^\alpha)^\dagger$, donde

$$A_\mu^{lep} = \bar{U}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) V_{\bar{\nu}_e}(\mathbf{q}_{\bar{\nu}_e}, \tilde{t}) \quad (\text{B.4})$$

y

$$A_{nuc}^\mu = \bar{U}_p(\mathbf{q}_p, s) \gamma^\mu (1 - g_a \gamma^5) \mathcal{U}_n(\mathbf{q}_n, t) \quad (\text{B.5})$$

B. Cálculo detallado de la amplitud de transición

(ver capítulo 6).

Siguiendo la misma nomenclatura que en el capítulo 6 con e nos referimos al electrón, con $\bar{\nu}_e$ al antineutrino electrónico, con p nos referimos al protón y con n al neutrón. g_a es la constante de acoplamiento axial cuyo valor es $g_a = 1.2695 \pm 0.0058$ [176]. \mathcal{U} y \mathcal{V} son los espinores asociados a partículas o antipartículas respectivamente.

Analizamos la parte leptónica y hadrónica por separado

Parte leptónica:

Tomando el módulo cuadrado:

$$\begin{aligned} A_{\mu\alpha}^{lep} &= A_{\mu}^{lep} (A_{\alpha}^{lep})^{\dagger} \\ &= \sum_{\substack{\tilde{s}, \tilde{t}}} [\bar{\mathcal{U}}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s}) \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) V_{\bar{\nu}_e}(\mathbf{q}_{\bar{\nu}_e}, \tilde{t})] [\bar{V}_{\bar{\nu}_e}(\mathbf{q}_{\bar{\nu}_e}, \tilde{t}) \gamma_{\alpha} (1 - \gamma_5) \mathcal{U}_e(\mathbf{q}_e, \tilde{s})] \end{aligned}$$

y usando

$$\begin{aligned} \sum_s \bar{\mathcal{U}}_e(q_e, s) \pi \mathcal{U}_e(q_e, s)_{\tau} &= (\not{q}_e + m_e)_{\tau\pi} \\ \sum_t \mathcal{V}_{\bar{\nu}_e}(q_{\bar{\nu}_e}, t)_{\pi} \bar{\mathcal{V}}_{\bar{\nu}_e}(q_{\bar{\nu}_e}, t)_{\tau} &= (\not{q}_{\bar{\nu}_e} - m_{\bar{\nu}_e})_{\pi\tau} \end{aligned}$$

donde $\not{q} = \gamma^{\mu} q_{\mu}$, obtenemos

$$\begin{aligned} A_{\mu\alpha}^{lep} &= \text{tr}[\gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) (\not{q}_e - m_e) \gamma_{\alpha} (1 - \gamma_5) (\not{q}_e + m_e)] \\ &= \text{tr}[(\gamma_{\mu} - \gamma_{\mu} \gamma_5) q_{\bar{\nu}_e}^c \gamma_c - m_{\bar{\nu}_e}] (\gamma_{\alpha} - \gamma_{\alpha} \gamma_5) (q_e^d \gamma_d + m_e) \\ &= \text{tr}[q_{\bar{\nu}_e}^c q_e^d \gamma_{\mu} \gamma_c \gamma_{\alpha} \gamma_d - q_{\bar{\nu}_e}^c q_e^d \gamma_{\mu} \gamma_c \gamma_{\alpha} \gamma_5 \gamma_d - m_{\bar{\nu}_e} m_e \gamma_{\mu} \gamma_{\alpha} \\ &\quad - q_{\bar{\nu}_e}^c q_e^d \gamma_{\mu} \gamma_5 \gamma_c \gamma_{\alpha} \gamma_d + q_{\bar{\nu}_e}^c q_e^d \gamma_{\mu} \gamma_5 \gamma_c \gamma_{\alpha} \gamma_5 \gamma_d - m_{\bar{\nu}_e} m_e \gamma_{\mu} \gamma_5 \gamma_{\alpha} \gamma_5] \\ &= \text{tr}[2q_{\bar{\nu}_e}^c q_e^d \gamma_{\mu} \gamma_c \gamma_{\alpha} \gamma_d + 2q_{\bar{\nu}_e}^c q_e^d \gamma_5 \gamma_{\mu} \gamma_c \gamma_{\alpha} \gamma_d] \\ &= 8q_{\bar{\nu}_e}^c q_e^d (g_{\mu c} g_{\alpha d} - g_{\mu\alpha} g_{cd} + g_{\mu d} g_{c\alpha}) - 8i q_{\bar{\nu}_e}^c q_e^d \epsilon_{\mu c \alpha d} \end{aligned} \tag{B.6}$$

Por lo tanto

$$A_{\mu\alpha}^{lep} = 8(q_{\bar{\nu}_e \mu} q_{e \alpha} - g_{\mu\alpha} q_{\bar{\nu}_e}^c q_{e c} + q_{\bar{\nu}_e \alpha} q_{e \mu} - i q_{\bar{\nu}_e}^c q_e^d \epsilon_{\mu c \alpha d}) \tag{B.7}$$

Parte hadrónica:

Para la parte hadrónica, trabajamos de forma similar:

$$\begin{aligned} A_{nuc}^{\mu\alpha} &= A_{nuc}^{\mu} (A_{nuc}^{\alpha})^{\dagger} \\ &= \sum_{s,t} \bar{\mathcal{U}}_p(\mathbf{q}_p, s) \gamma^{\mu} (1 - g_a \gamma_5) \mathcal{U}_n(\mathbf{q}_n, t) \bar{\mathcal{U}}_n(\mathbf{q}_n, s) \gamma^{\alpha} (1 - g_a \gamma_5) \mathcal{U}_p(\mathbf{q}_p, t) \end{aligned} \tag{B.8}$$

Nuevamente, obtenemos la traza y aplicando las propiedades de completitud:

$$\begin{aligned} A_{nuc}^{\mu\alpha} &= \text{tr}[(\gamma^{\mu} q_{p\nu} \gamma^{\nu} + \gamma^{\mu} m_p - \gamma^{\mu} g_a \gamma^5 q_{p\nu} \gamma^{\nu} - \gamma^{\mu} g_a \gamma^5 m_p) \\ &\quad \times (\gamma^{\alpha} \gamma^{\delta} q_{n\delta} + \gamma^{\alpha} m_n - g_a \gamma^{\alpha} \gamma^5 \gamma^{\delta} q_{n\delta} - g_a \gamma^{\alpha} \gamma^5 m_n)] \\ &= \text{tr}[q_{n\nu} q_{n\delta} \gamma^{\mu} \gamma^{\nu} \gamma^{\alpha} \gamma^{\delta} + g_a q_{p\nu} q_{n\delta} \gamma^5 \gamma^{\mu} \gamma^{\nu} \gamma^{\alpha} \gamma^{\delta} + \gamma^{\mu} \gamma^{\alpha} m_p m_n \\ &\quad + g_a q_{p\nu} q_{n\delta} \gamma^5 \gamma^{\mu} \gamma^{\nu} \gamma^{\alpha} \gamma^{\delta} + g_a^2 q_{p\nu} q_{n\delta} \gamma^{\mu} \gamma^{\nu} \gamma^{\alpha} \gamma^{\delta} - g_a^2 \gamma^{\mu} \gamma^{\alpha} m_p m_n] \\ &= 4[(1 + g_a^2) q_{p\nu} q_{n\delta} (g^{\mu\nu} g^{\alpha\delta} - g^{\mu\alpha} g^{\nu\delta} + g^{\mu\delta} g^{\nu\alpha}) - i 2g_a \epsilon^{\mu\nu\alpha\delta} q_{p\nu} q_{n\delta} \\ &\quad + (1 - g_a^2) g^{\mu\alpha} m_p m_n] \end{aligned} \tag{B.9}$$

B.2. Detalles en el cálculo de la parte hadrónica y leptónica:

El producto entre estos dos factores resulta

$$\begin{aligned}
 A_{\mu\alpha}^{lep} A_{nuc}^{\mu\alpha} &= 8(q_{\bar{\nu}_{e\mu}} q_{e\alpha} - g_{\mu\alpha} q_{\bar{\nu}_e}^c q_{e_c} + q_{\bar{\nu}_{e\alpha}} q_{e_\mu} - i q_{\bar{\nu}_e}^c q_e^d \epsilon_{\mu cad}) \\
 &\times 4[(1 + g_a^2) q_{p\nu} q_{n\delta} (g^{\mu\nu} g^{\alpha\delta} - g^{\mu\alpha} g^{\nu\delta} + g^{\mu\delta} g^{\nu\alpha}) - i 2g_a \epsilon^{\mu\nu\alpha\delta} q_{p\nu} q_{n\delta} + (1 - g_a^2) g^{\mu\alpha} m_p m_n] \\
 &= 32[-2(1 - g_a^2) m_p m_n q_{\bar{\nu}_e}^\mu q_{e_\mu} + 2(1 + g_a)^2 q_p^\alpha q_{\bar{\nu}_{e\alpha}} q_n^\mu q_{e_\mu} + 2(1 - g_a)^2 q_{p\nu} q_e^\nu q_{n\delta} q_{\bar{\nu}_e}^\delta]
 \end{aligned}
 \tag{B.10}$$

Apéndice C

r-java 2.0: código de cálculo de abundancias del proceso-r

r-java 2.0 es un código de uso abierto que calcula las abundancias de los elementos producidos en la nucleosíntesis de procesos rápidos de captura neutrónica [183, 184, 185]. Este código es capaz de simular equilibrio estadístico nuclear (EEN), resolver la red de reacciones completa (se puede optar por utilizar la aproximación de punto de espera (Waiting point approximation)) y calcular las abundancias de la nucleosíntesis de procesos rápidos en distintos ambientes astrofísicos. Además, incluye tres canales de fisión: fisión espontánea, fisión inducida por neutrones y fisión retardada por decaimientos β (β delayed fission), y fragmentación de masa. Incluye además, la posibilidad de incorporar interacciones coulombianas para el cálculo del equilibrio estadístico nuclear, y emisiones de neutrones β retardadas (beta-delayed neutron emission) durante el desarrollo del proceso-r. A su vez, el código es capaz de simular diferentes escenarios astrofísicos, como vientos de alta entropía en torno a una proto estrella de neutrones (neutrino driven wind), la eyección producto de la fusión de estrellas de neutrones o quark-novas. También, pueden introducirse manualmente expresiones para la densidad de materia y su evolución, de manera de modelar el ambiente deseado.

En la figura C.1 se muestra una imagen ilustrativa donde se ven las reacciones que considera el código para un dado isótopo con Z, A cuando se hace un tratamiento completo.

En el módulo que calcula EEN, la propiedad determinante es la energía de ligadura. Si se considera un plasma astrofísico compuesto de fotones, neutrones y protones libres, y una mezcla de núcleos semilla como ^{56}Fe con temperaturas y densidades altas (como para que las reacciones que forman núcleos a partir de neutrones y protones libres se den más rápido que la velocidad de expansión). El sistema alcanzará el EEN a temperaturas del orden de $T_9 \sim 6$, donde las velocidades de las reacciones en un sentido y su reverso se igualan. Al usar EEN, el usuario tiene la libertad de modificar la densidad de masa ρ , la temperatura T y la fracción electrónica Y_e para calcular las abundancias iniciales correspondientes. A su vez, tiene la libertad de ingresar diferentes modelos de masas. Por defecto, el código utiliza el modelo de masas de Hartree-Fock-Bogolubov 21 (HFB21) [223, 224].

Dado que el proceso-r requiere un escenario astrofísico explosivo, resulta probable que el material que experimente dicho proceso haya estado inicialmente en EEN [225]. El código da esta posibilidad para elegir los núcleos semilla iniciales, así como también permite importarlos de tablas o bien fijarlos a mano.

Una vez fijadas las abundancias iniciales, se pueden calcular las abundancias de núcleos producto del proceso-r. Para ello, se pueden modificar varios parámetros a fin de personalizar los cálculos, como ser la temperatura mínima, la densidad neutronica, y Y_n/Y_r (la fracción más baja permitida de abundancia de neutrones respecto de los núcleos del r-process). Se

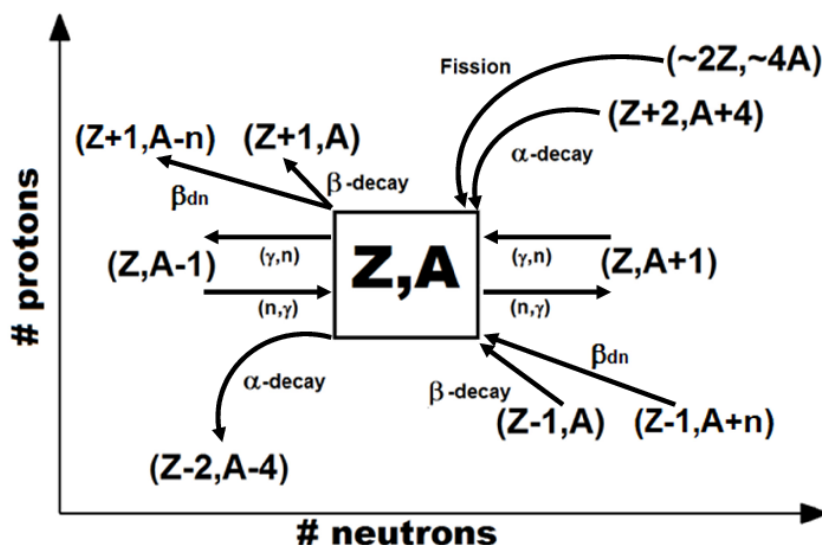


Figura C.1. Imagen esquemática donde se muestran las reacciones que considera el código r-java2.0. [184]

deben especificar:

- secciones eficaces de capturas de neutrones (default: calculadas con TALYS [211])
- foto-disociación (default: calculadas con TALYS [211])
- emisión β retardada de neutrones (beta delayed neutron emission) (default: Ref. [182])
- decaimientos β (Ref. [182])
- decaimientos α (datos empíricos basados en energía de ligadura y energía cinética de partículas alfa. [210])
- fisión con fragmentación. Se considera: espontánea (Ref. [212]), retardada por decaimientos β (Ref. [213]) e inducida por neutrones (Ref. [211, 214], basadas en el modelo de masas HFB14)

El diagrama de flujo del código se muestra en la imagen C.2. Para más detalle, ver manual del código en la dirección <http://www.quarknova.org>.

El código provee una interface gráfica (ver figura C.3) que permite graficar abundancias, velocidades y estudiar la evolución de ciertos parámetros función del tiempo. También permite generar tablas periódicas de elementos y gráficos 3D de las abundancias, que se actualizan durante su ejecución.

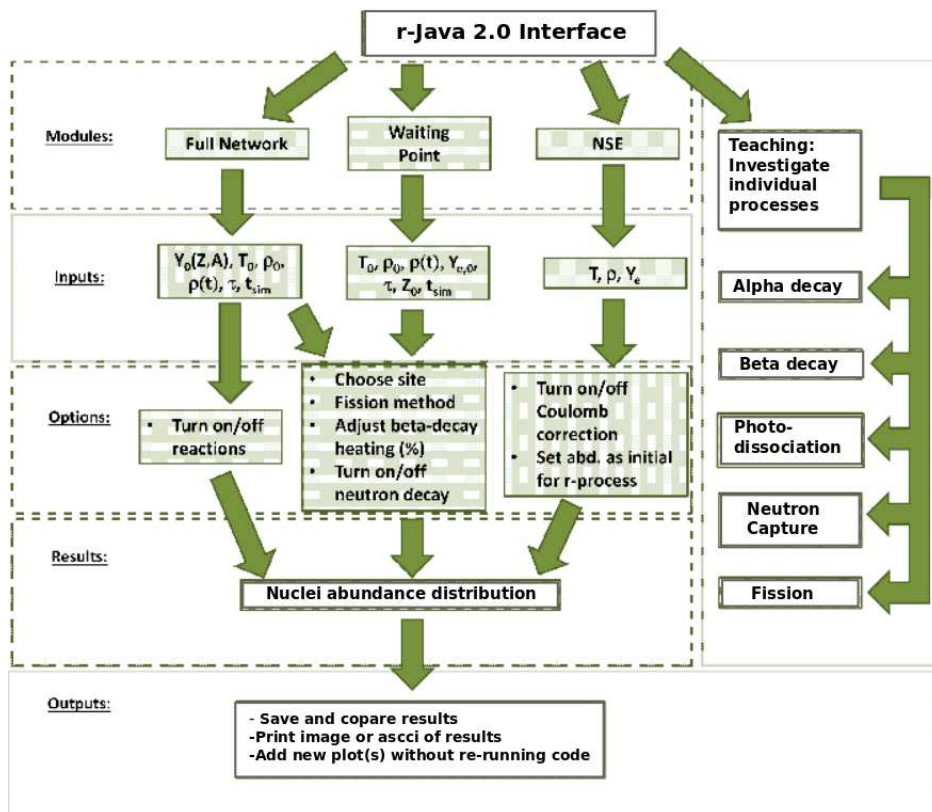


Figura C.2. Diagrama de flujo del programa r-java2.0 donde se muestran los módulos, las variables de entrada, las distintas opciones y escenarios a utilizar/considerar y por último, se obtiene como salida una distribución de núcleos. [184]



Figura C.3. Pantalla de inicio del código r-java2.0. Su interfaz gráfica presenta los accesos a los distintos módulos y funciones.

Bibliografía

- [1] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, others, LIGO Scientific Collaboration, and Virgo Collaboration, “GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral”, , vol. 119, p. 161101, Oct. 2017.
- [2] D. Kasen, B. Metzger, J. Barnes, E. Quataert, and E. Ramirez-Ruiz, “Origin of the heavy elements in binary neutron-star mergers from a gravitational-wave event”, *Nature*, vol. 551, pp. 80–84, 2017.
- [3] S. Wanajo and Y. Ishimaru, “The “weak” r-process in core-collapse supernovae”, in *From Lithium to Uranium: Elemental Tracers of Early Cosmic Evolution* (V. Hill, P. Francois, and F. Primas, eds.), vol. 228 of *IAU Symposium*, pp. 435–438, Jan. 2005.
- [4] S. Shibagaki, T. Kajino, G. J. Mathews, S. Chiba, S. Nishimura, and G. Lorusso, “RELATIVE CONTRIBUTIONS OF THE WEAK, MAIN, AND FISSION-RECYCLING r-PROCESS”, *The Astrophysical Journal*, vol. 816, p. 79, jan 2016.
- [5] S. Curtis, K. Ebinger, C. Fröhlich, M. Hempel, A. Perego, M. Liebendörfer, and F.-K. Thielemann, “PUSHing core-collapse supernovae to explosions in spherical symmetry. III. nucleosynthesis yields”, *The Astrophysical Journal*, vol. 870, p. 2, dec 2018.
- [6] J. J. Cowan, C. Sneden, J. E. Lawler, A. Aprahamian, M. Wiescher, K. Langanke, G. Martínez-Pinedo, and F.-K. Thielemann, “Making the Heaviest Elements in the Universe: A Review of the Rapid Neutron Capture Process”, *arXiv e-prints*, p. arXiv:1901.01410, Jan 2019.
- [7] A. Wongwathanarat, H.-T. Janka, E. Müller, E. Pllumbi, and S. Wanajo, “Production and Distribution of ^{44}Ti and ^{56}Ni in a Three-dimensional Supernova Model Resembling Cassiopeia A”, , vol. 842, p. 13, June 2017.
- [8] D. Arnett and W. Arnett, *Supernovae and Nucleosynthesis: An Investigation of the History of Matter, from the Big Bang to the Present*. Princeton Series in Astrophysics, Princeton University Press, 1996.
- [9] N. Grevesse and A. J. Sauval, “Standard Solar Composition”, *Space Science Reviews*, vol. 85, pp. 161–174, 1998.
- [10] K. Lodders, H. Palme, and H. P. Gail, “Abundances of the Elements in the Solar System”, *Landolt Börnstein*, vol. 4B, p. 712, 2009.
- [11] A. S. Eddington, “The internal constitution of the stars”, *Science*, vol. 52, pp. 233–240, 1920.
- [12] R. A. Alpher, H. Bethe, and G. Gamow, “The origin of chemical elements”, *Physical Review*, vol. 73, pp. 803–804, 1948.

BIBLIOGRAFÍA

- [13] K. A. Olive, “Cosmology II: From the Planck Time to BBN”, *arXiv e-prints*, pp. hep-ph/9909247, 1999.
- [14] S. Weinberg, *Gravitation and cosmology: principles and applications of the general theory of relativity*. Wiley, 1972.
- [15] S. Weinberg, *Cosmology*. Cosmology, OUP Oxford, 2008.
- [16] F. W. Aston, “The Constitution of the Elements.”, *Nature*, vol. 105, p. 8, 1920.
- [17] G. Gamow, “The Quantum Theory of Nuclear Disintegration”, *Nature*, vol. 122, pp. 805–806, 1928.
- [18] R. d. E. Atkinson and F. G. Houtermans, “Zur frage der aufbaumöglichkeit der elemente in sternem”, *Zeitschrift für Physik*, vol. 54, pp. 656–665, 1929.
- [19] H. A. Bethe and C. L. Critchfield, “The formation of deuterons by proton combination”, *Physical Review*, vol. 54, pp. 248–254, 1938.
- [20] F. Hoyle, “The synthesis of the elements from hydrogen”, *Monthly Notices of the RAS*, vol. 106, p. 343, 1946.
- [21] F. Hoyle, “On Nuclear Reactions Occuring in Very Hot STARS.I. the Synthesis of Elements from Carbon to Nickel.”, *Astrophysical Journal, Supplement*, vol. 1, p. 121, 1954.
- [22] E. E. Salpeter, “Nuclear Reactions in Stars Without Hydrogen.”, *Astrophysical Journal*, vol. 115, pp. 326–328, 1952.
- [23] D. N. F. Dunbar, R. E. Pixley, W. A. Wenzel, and W. Whaling, “The 7.68– MeV State in ^{12}C ”, *Physical Review*, vol. 92, pp. 649–650, 1953.
- [24] C. W. Cook, W. A. Fowler, C. C. Lauritsen, and T. Lauritsen, “ ^{12}B , ^{12}C , and the red giants”, *Physical Review*, vol. 107, pp. 508–515, 1957.
- [25] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle, “Synthesis of the elements in stars”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 29, pp. 547–650, 1957.
- [26] H. A. Bethe, “Energy production in stars”, *Physical Review*, vol. 55, pp. 434–456, 1939.
- [27] E. Anders and N. Grevesse, “Abundances of the elements: Meteoritic and solar”, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 53, pp. 197 – 214, 1989.
- [28] J. J. Cowan and F.-K. Thielemann, “R-process nucleosynthesis in supernovae”, *Physics Today*, vol. 57, pp. 47–53, 2004.
- [29] H. Duan, A. Friedland, G. C. McLaughlin, and R. Surman, “The influence of collective neutrino oscillations on a supernova r-process”, *J. Phys.*, vol. G38, p. 035201, 2011.
- [30] M. Arnould, S. Goriely, and K. Takahashi, “The r-process of stellar nucleosynthesis: Astrophysics and nuclear physics achievements and mysteries”, *Phys. Rept.*, vol. 450, pp. 97–213, 2007.
- [31] S. Goriely and M. Arnould, “Waiting point approximation and canonical multi-event r-process revisited.”, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 312, pp. 327–337, 1996.

-
- [32] C. Sneden, G. W. Preston, and J. J. Cowan, “Binary blue metal-poor stars: Evidence for asymptotic giant branch mass transfer”, *Astrophysical Journal*, vol. 592, pp. 504–515, 2003.
- [33] Y.-Z. Qian and G. J. Wasserburg, “Abundances of Sr, Y, and Zr in Metal-Poor Stars and Implications for Chemical Evolution in the Early Galaxy”, *Astrophysical Journal*, vol. 687, pp. 272–286, 2008.
- [34] B. S. Meyer and J. S. Brown, “Survey of r-process models”, *Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 112, p. 199, 1997.
- [35] S. Goriely, P. Demetriou, H.-T. Janka, J. M. Pearson, and M. Samyn, “The r-process nucleosynthesis: a continued challenge for nuclear physics and astrophysics”, *Nuclear Physics A*, vol. 758, pp. 587–594, 2005.
- [36] J. M. Lattimer and D. N. Schramm, “Black-hole-neutron-star collisions”, *Astrophysical Journal, Letters*, vol. 192, pp. L145–L147, 1974.
- [37] J. M. Lattimer and D. N. Schramm, “The tidal disruption of neutron stars by black holes in close binaries”, *Astrophysical Journal*, vol. 210, pp. 549–567, 1976.
- [38] H.-T. Janka, T. Eberl, M. Ruffert, and C. L. Fryer, “Black Hole-Neutron Star Mergers as Central Engines of Gamma-Ray Bursts”, *Astrophysical Journal, Letters*, vol. 527, pp. L39–L42, 1999.
- [39] R. Oechslin, H. T. Janka, and A. Marek, “Relativistic neutron star merger simulations with non-zero temperature equations of state. I. Variation of binary parameters and equation of state”, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 467, pp. 395–409, 2007.
- [40] Y. Z. Qian, “Supernovae versus neutron star mergers as the major r-process sources”, *Astronomical Journal*, vol. 534, pp. L67–L70, 2000.
- [41] R. C. Duncan, S. L. Shapiro, and I. Wasserman, “Neutrino-driven winds from young, hot neutron stars”, *Astrophysical Journal*, vol. 309, pp. 141–160, 1986.
- [42] Y. Z. Qian and S. E. Woosley, “Nucleosynthesis in neutrino driven winds: 1. The Physical conditions”, *Astrophysical Journal*, vol. 471, pp. 331–351, 1996.
- [43] S. E. Woosley, A. Heger, and T. A. Weaver, “The evolution and explosion of massive stars”, *Reviews of Modern Physics*, vol. 74, pp. 1015–1071, 2002.
- [44] B. Côté, M. Eichler, A. Arcones, C. J. Hansen, P. Simonetti, A. Frebel, C. L. Fryer, M. Pignatari, M. Reichert, K. Belczynski, and F. Matteucci, “Neutron Star Mergers Might Not Be the Only Source of r-process Elements in the Milky Way”, , vol. 875, p. 106, Apr. 2019.
- [45] S. Chandrasekhar, “The highly collapsed configurations of a stellar mass”, *Monthly Notices of the RAS*, vol. 91, pp. 456–466, 1931.
- [46] H. A. Bethe, “Nuclear physics needed for the theory of supernovae”, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 38, pp. 1–29, 1988.
- [47] S. W. Bruenn and W. C. Haxton, “Neutrino-nucleus interactions in core-collapse supernovae”, *Astrophysical Journal*, vol. 376, pp. 678–700, 1991.

- [48] H. A. Bethe, “Supernova mechanisms”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 62, pp. 801–866, 1990.
- [49] R. Buras, H.-T. Janka, M. T. Keil, G. G. Raffelt, and M. Rampp, “Electron neutrino pair annihilation: A new source for muon and tau neutrinos in supernovae”, *Astrophysical Journal*, vol. 587, pp. 320–326, 2003.
- [50] S. E. Woosley, J. R. Wilson, G. J. Mathews, R. D. Hoffman, and B. S. Meyer, “The r-process and neutrino-heated supernova ejecta”, *Astrophysical Journal*, vol. 433, pp. 229–246, 1994.
- [51] S. Wanajo, T. Kajino, G. J. Mathews, and K. Otsuki, “The r-process in neutrino-driven winds from nascent, compact neutron stars of core-collapse supernovae”, *Astronomical Journal*, vol. 554, p. 578, 2001.
- [52] K. Takahashi, J. Wittl, and H.-T. Janka, “Nucleosynthesis in neutrino-driven winds from protoneutron stars II. The r-process”, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 286, pp. 857–869, 1994.
- [53] S. A. Colgate and R. H. White, “The Hydrodynamic Behavior of Supernovae Explosions”, *Astrophysical Journal*, vol. 143, p. 626, 1966.
- [54] R. Bowers and J. R. Wilson, “Collapse of iron stellar cores.”, *Astrophysical Journal*, vol. 263, pp. 366–376, 1982.
- [55] H. A. Bethe and J. R. Wilson, “Revival of a stalled supernova shock by neutrino heating”, *Astrophysical Journal*, vol. 295, pp. 14–23, 1985.
- [56] R. L. Bowers and J. R. Wilson, “A numerical model for stellar core collapse calculations”, *Astrophysical Journal, Supplement*, vol. 50, pp. 115–159, 1982.
- [57] J. R. Wilson and R. W. Mayle, “Report on the progress of supernova research by the livermore group”, *Physics Reports*, vol. 227, pp. 97 – 111, 1993.
- [58] J. R. Wilson and R. W. Mayle, “Convection in core collapse supernovae.”, *Physics Reports*, vol. 163, pp. 63–77, 1988.
- [59] A. Mezzacappa, A. C. Calder, S. W. Bruenn, J. M. Blondin, M. W. Guidry, M. R. Strayer, and A. S. Umar, “The Interplay between Proto-Neutron Star Convection and Neutrino Transport in Core-Collapse Supernovae”, *Astrophysical Journal*, vol. 493, pp. 848–862, 1998.
- [60] H. T. Janka and E. Mueller, “Neutrino heating, convection, and the mechanism of Type-II supernova explosions.”, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 306, p. 167, 1996.
- [61] W. Haxton, R. Hamish Robertson, and A. M. Serenelli, “Solar neutrinos: Status and prospects”, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 51, no. 1, pp. 21–61, 2013.
- [62] T. Kajita and Y. Totsuka, “Observation of atmospheric neutrinos”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 73, pp. 85–118, Jan 2001.
- [63] B. Cleveland, T. Daily, R. Davis, J. Distel, K. Lande, C. K. Lee, A. Weinberger, P. Willdenhain, and J. Ullman, “Results from the Homestake Solar Neutrino Observatory.”, in *High Energy Physics* (K. K. Phua and Y. Yamaguchi, eds.), pp. 667–675, 1991.

-
- [64] J. N. Bahcall, “Standard solar models”, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, vol. 77, pp. 64 – 72, 1999.
- [65] Y. Fukuda *et al.*, “Measurements of the solar neutrino flux from super-kamiokande’s first 300 days”, *Physical Review Letters*, vol. 81, pp. 1158–1162, 1998.
- [66] J. Abdurashitov *et al.*, “Results from sage (the russian-american gallium solar neutrino experiment)”, *Physics Letters B*, vol. 328, pp. 234 – 248, 1994.
- [67] P. Anselmann *et al.*, “Gallex results from the first 30 solar neutrino runs”, *Physics Letters B*, vol. 327, pp. 377 – 385, 1994.
- [68] R. Mohapatra and P. Pal, *Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics*. Lecture Notes in Physics Series, World Scientific, 2004.
- [69] S. Mikheyev and A. Smirnov, “ 3ν oscillations in matter and solar neutrino data”, *Physics Letters B*, vol. 200, pp. 560 – 564, 1988.
- [70] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, “Remarks on the Unified Model of Elementary Particles”, *Progress of Theoretical Physics*, vol. 28, pp. 870–880, 1962.
- [71] B. Pontecorvo, “Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge”, *Sov. Phys. JETP*, vol. 7, pp. 172–173, 1958. [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.*34,247(1957)].
- [72] B. Aharmim *et al.*, “Combined analysis of all three phases of solar neutrino data from the sudbury neutrino observatory”, *Phys.Rev. C*, vol. 88, p. 025501, 2013.
- [73] K. Nakamura, T. Kajita, M. Nakahata, and A. Suzuki, *Physics and astrophysics of neutrinos*. Fukugita, M. (ed.), Suzuki, A. (ed.), 1994.
- [74] S. Fukuda *et al.*, “The super-kamiokande detector”, *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A501, pp. 418–462, 2003.
- [75] K. S. Hirata *et al.*, “Observation of ^8B solar neutrinos in the Kamiokande-II detector”, *Physical Review Letters*, vol. 63, p. 16, 1989.
- [76] M. Cribier, “Results of the whole gallex experiment”, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, vol. 70, pp. 284–291, 1999.
- [77] R. Davis *et al.*, “Search for neutrinos from the sun”, *Physical Review Letters*, vol. 20, pp. 1205–1209, 1968.
- [78] C. L. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, and A. D. McGuire, “Detection of the free neutrino: a confirmation”, *Science*, vol. 124, pp. 103–104, 1956.
- [79] E. Alekseev *et al.*, “The baksan underground scintillation telescope”, *Phys. Part. Nucl.*, vol. 29, pp. 254–256, 1998.
- [80] M. Aglietta *et al.*, “Results of the liquid scintillation detector of the mont blanc laboratory”, *Nuovo Cimento*, vol. C9, pp. 185–195, 1986.
- [81] M. Aglietta *et al.*, “The most powerful scintillator supernovae detector: Large Volume Detector”, *Nuovo Cimento A Series 11*, vol. 105, pp. 1793–1804, 1992.
- [82] A. Aguilar-Arevalo *et al.*, “Evidence for neutrino oscillations from the observation of anti-neutrino(electron) appearance in a anti-neutrino(muon) beam”, *Physical Review D*, vol. 64, p. 112007, 2001.

- [83] F. P. An *et al.*, “A side-by-side comparison of Daya Bay antineutrino detectors”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 685, pp. 78–97, 2012.
- [84] RENO Collaboration and J. K. Ahn, “RENO: An Experiment for Neutrino Oscillation Parameter θ_{13} Using Reactor Neutrinos at Yonggwang”, *arXiv e-prints*, p. arXiv:1003.1391, 2010.
- [85] K. Eguchi *et al.*, “First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance”, *Physical Review Letters*, vol. 90, p. 021802, 2003.
- [86] R. N. Cahn, D. A. Dwyer, S. J. Freedman, W. C. Haxton, R. W. Kadel, Yu. G. Kolomensky, K. B. Luk, P. McDonald, G. D. Orebi Gann, and A. W. P. Poon, “White Paper: Measuring the Neutrino Mass Hierarchy”, in *Proceedings, 2013 Community Summer Study on the Future of U.S. Particle Physics: Snowmass on the Mississippi (CSS2013): Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013*, 2013.
- [87] J. M. Conrad, W. C. Louis, and M. H. Shaevitz, “The LSND and MiniBooNE Oscillation Searches at High Δm^2 ”, *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, vol. 63, pp. 45–67, 2013.
- [88] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.*, “A Search for electron neutrino appearance at the $\Delta m^2 \sim 1\text{eV}^2$ scale”, *Physical Review Letters*, vol. 98, p. 231801, 2007.
- [89] J. Kopp, P. A. N. Machado, M. Maltoni, and T. Schwetz, “Sterile neutrino oscillations: the global picture”, *Journal of High Energy Physics*, vol. 2013, p. 50, 2013.
- [90] C. Athanassopoulos *et al.*, “Evidence for anti-muon-neutrino \rightarrow anti-electron-neutrino oscillations from the LSND experiment at LAMPF”, *Physical Review Letters*, vol. 77, pp. 3082–3085, 1996.
- [91] MiniBooNE Collaboration, A. A. Aguilar-Arevalo, *et al.*, “Significant Excess of Electron-Like Events in the MiniBooNE Short-Baseline Neutrino Experiment”, *arXiv e-prints*, p. arXiv:1805.12028, 2018.
- [92] A. Himmel, “New limits on sterile neutrino mixing with atmospheric neutrinos”, *Physics Procedia*, vol. 61, pp. 612 – 618, 2015. 13th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, TAUP 2013.
- [93] C. Giunti and M. Laveder, “3 + 1 and 3 + 2 sterile neutrino fits”, *Physical Review D*, vol. 84, p. 073008, Oct 2011.
- [94] C. Athanassopoulos *et al.*, “Candidate events in a search for anti-muon-neutrino - anti-electron-neutrino oscillations”, *Physical Review Letters*, vol. 75, pp. 2650–2653, 1995.
- [95] C. Athanassopoulos, L. B. Auerbach, R. L. Burman, D. O. Caldwell, E. D. Church, I. Cohen, J. B. Donahue, A. Fazely, F. J. Federspiel, G. T. Garvey, R. M. Gunasingha, R. Imlay, K. Johnston, H. J. Kim, W. C. Louis, R. Majkic, K. McIlhany, W. Metcalf, G. B. Mills, R. A. Reeder, V. Sandberg, D. Smith, I. Stancu, W. Strossman, R. Tayloe, G. J. VanDalen, W. Vernon, N. Wadia, J. Waltz, D. H. White, D. Works, Y. Xiao, and S. Yellin, “Results on $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations from pion decay in flight neutrinos”, *Phys. Rev. C*, vol. 58, pp. 2489–2511, Oct 1998.
- [96] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.*, “Improved Search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations in the Mini-BooNE Experiment”, *Physical Review Letters*, vol. 110, p. 161801, 2013.

-
- [97] C. Blanco, D. Hooper, and P. Machado, “Constraining Sterile Neutrino Interpretations of the LSND and MiniBooNE Anomalies with Coherent Neutrino Scattering Experiments”, *arXiv e-prints*, p. arXiv:1901.08094, Jan. 2019.
- [98] MiniBooNE Collaboration, A. A. Aguilar-Arevalo, B. C. Brown, L. Bugel, G. Cheng, E. D. Church, J. M. Conrad, R. Dharmapalan, Z. Djurcic, D. A. Finley, R. Ford, F. G. Garcia, G. T. Garvey, J. Grange, W. Huelsnitz, C. Ignarra, R. Imlay, R. A. Johnson, G. Karagiorgi, T. Katori, T. Kobilarcik, W. C. Louis, C. Mariani, W. Marsh, G. B. Mills, J. Mirabal, C. D. Moore, J. Mousseau, P. Nienaber, B. Osmanov, Z. Pavlovic, D. Perevalov, C. C. Polly, H. Ray, B. P. Roe, A. D. Russell, M. H. Shaevitz, J. Spitz, I. Stancu, R. Tayloe, R. G. Van de Water, D. H. White, D. A. Wickremasinghe, G. P. Zeller, and E. D. Zimmerman, “A Combined $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ and $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillation Analysis of the MiniBooNE Excesses”, *arXiv e-prints*, p. arXiv:1207.4809, July 2012.
- [99] K. Lande *et al.*, “The Homestake solar neutrino program”, *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, vol. 77, pp. 13–19, 1999.
- [100] K. Eitel, “Compatibility analysis of the LSND evidence and the KARMEN exclusion for $(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ oscillations”, *New Journal of Physics*, vol. 2, p. 1, 2000.
- [101] O. Civitarese and M. E. Mosquera, “Testing primordial abundances with sterile neutrinos”, *Physical Review C*, vol. 77, p. 045806, 2008.
- [102] O. Civitarese and M. E. Mosquera, “Study of the compatibility of LSND and WMAP data”, *International Journal of Modern Physics E*, vol. 17, pp. 351–369, 2008.
- [103] M. E. Mosquera and O. Civitarese, “Constraints on active-sterile neutrino mixing from primordial abundances”, *Physical Review C*, vol. 84, p. 065803, 2011.
- [104] M. E. Mosquera and O. Civitarese, “Sterile neutrinos and big bang nucleosynthesis in the 3 + 1 scheme”, *International Journal of Modern Physics E*, vol. 23, p. 1450014, 2014.
- [105] R. N. Mohapatra *et al.*, “Theory of neutrinos: A White paper”, *Rept. Prog. Phys.*, vol. 70, pp. 1757–1867, 2007.
- [106] M. Tanabashi *et al.*, “Review of particle physics”, *Physical Review D*, vol. 98, p. 030001, 2018.
- [107] C. L. Bennett *et al.*, “First year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Preliminary maps and basic results”, *Astrophysical Journal, Supplement*, vol. 148, pp. 1–27, 2003.
- [108] Planck Collaboration, N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, *et al.*, “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters”, *arXiv e-prints*, p. arXiv:1807.06209, July 2018.
- [109] S. Saito, M. Takada, and A. Taruya, “Neutrino mass constraint from the Sloan Digital Sky Survey power spectrum of luminous red galaxies and perturbation theory”, *Physical Review D*, vol. 83, p. 043529, 2011.
- [110] M. Gell-Mann, P. Ramond, and R. Slansky, “Complex Spinors and Unified Theories”, *Conf. Proc.*, vol. C790927, pp. 315–321, 1979.
- [111] P. W. Higgs, “Broken symmetries and the masses of gauge bosons”, *Physical Review Letters*, vol. 13, pp. 508–509, 1964.

BIBLIOGRAFÍA

- [112] S. T. Petcov, “The Nature of Massive Neutrinos”, *Adv. High Energy Phys.*, vol. 2013, p. 852987, 2013.
- [113] P. Binétruy and S. Lavignac, “25 years of seesaw (summary of seesaw’25)”, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, vol. 143, pp. 175 – 183, 2005. NEUTRINO 2004.
- [114] T. Yanagida, “Horizontal symmetry and masses of neutrinos”, *Progress of Theoretical Physics*, vol. 64, p. 1103, 1980.
- [115] J. W. F. Valle, “Schemes for neutrino mass and mixing”, in *27th International Conference on High-energy Physics (ICHEP 94) Glasgow, Scotland, July 20-27, 1994*, pp. 0699–704, 1994.
- [116] O. Civitarese, M. E. Mosquera, and M. M. Sáez, “Effects of active–sterile neutrino mixing during primordial nucleosynthesis”, *International Journal of Modern Physics E*, vol. 23, p. 1450080, 2014.
- [117] M. M. Sáez, M. E. Mosquera, and O. Civitarese, “Neutrinos estériles en nucleosíntesis primordial”, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, vol. 57, pp. 52–54, 2015.
- [118] C. L. Bennett *et al.*, “Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Final Maps and Results”, *Astrophysical Journal, Supplement*, vol. 208, p. 20, 2013.
- [119] G. Hinshaw *et al.*, “Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Parameter Results”, *Astrophysical Journal, Supplement*, vol. 208, p. 19, 2013.
- [120] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, and *et al.*, “Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters”, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 571, p. A16, 2014.
- [121] O. Richard, G. Michaud, and J. Richer, “Implications of WMAP Observations on Li abundance and stellar evolution models”, *Astrophysical Journal*, vol. 619, pp. 538–548, 2005.
- [122] J. Meléndez, L. Casagrande, I. Ramírez, M. Asplund, and W. J. Schuster, “Observational evidence for a broken Li Spite plateau and mass-dependent Li depletion”, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 515, p. L3, 2010.
- [123] K. Lind, F. Primas, C. Charbonnel, F. Grundahl, and M. Asplund, “Observational signatures of lithium depletion in the metal-poor globular cluster NGC6397”, *IAU Symp.*, vol. 268, pp. 263–268, 2010.
- [124] O. S. Kirsebom and B. Davids, “One fewer solution to the cosmological lithium problem”, *Physical Review C*, vol. 84, p. 058801, 2011.
- [125] C. Brogгинi, L. Canton, G. Fiorentini, and F. L. Villante, “The cosmological ${}^7\text{Li}$ problem from a nuclear physics perspective”, *arXiv e-prints*, 2012.
- [126] O. Civitarese and M. Mosquera, “Nuclear structure constrains on resonant energies: A solution of the cosmological ${}^7\text{Li}$ problem?”, *Nuclear Physics A*, vol. 898, pp. 1 – 13, 2013.

-
- [127] C. J. Smith, G. M. Fuller, C. T. Kishimoto, and K. N. Abazajian, “Light element signatures of sterile neutrinos and cosmological lepton numbers”, *Physical Review D*, vol. 74, p. 085008, 2006.
- [128] C. T. Kishimoto, G. M. Fuller, and C. J. Smith, “Coherent active-sterile neutrino flavor transformation in the early universe”, *Physical Review Letters*, vol. 97, p. 141301, 2006.
- [129] P. Keranen, J. Maalampi, M. Myyrylainen, and J. Riittinen, “Effects of sterile neutrinos on the ultrahigh-energy cosmic neutrino flux”, *Phys. Lett.*, vol. B574, pp. 162–168, 2003.
- [130] K. Abazajian, N. F. Bell, G. M. Fuller, and Y. Y. Y. Wong, “Cosmological lepton asymmetry, primordial nucleosynthesis and sterile neutrinos”, *Physical Review D*, vol. 72, p. 063004, 2005.
- [131] N. F. Bell, R. R. Volkas, and Y. Y. Wong, “Relic neutrino asymmetry evolution from first principles”, *Physical Review D*, vol. 59, p. 113001, 1999.
- [132] P. D. Bari, “Update on neutrino mixing in the early universe”, *Physical Review D*, vol. 65, p. 043509, 2002.
- [133] R. Foot, M. J. Thomson, and R. R. Volkas, “Large neutrino asymmetries from neutrino oscillations”, *Physical Review D*, vol. 53, pp. R5349–R5353, 1996.
- [134] S. Hannestad, I. Tamborra, and T. Tram, “Thermalisation of light sterile neutrinos in the early universe”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 1207, p. 025, 2012.
- [135] I. Tamborra, G. G. Raffelt, L. Hüdepohl, and H.-T. Janka, “Impact of eV-mass sterile neutrinos on neutrino-driven supernova outflows”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 1, p. 13, 2012.
- [136] T. D. Jacques, L. M. Krauss, and C. Lunardini, “Additional Light Sterile Neutrinos and Cosmology”, *Physical Review D*, vol. 87, p. 083515, 2013. [Erratum: *Physical Review D* 88, 109901 (2013)].
- [137] C. Constantinou, B. Muccioli, M. Prakash, and J. M. Lattimer, “Thermal properties of supernova matter: The bulk homogeneous phase”, *Physical Review C*, vol. 89, p. 065802, 2014.
- [138] Y.-Z. Qian, “The origin of the heavy elements: recent progress in the understanding of the r-process”, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, vol. 50, pp. 153–199, 2003.
- [139] A. Molinari, L. Riccati, and W. Alberico, *From Nuclei and Their Constituents to Stars*. International School of Physics “Enrico Fermi”, IOS Press, 2003.
- [140] R. D. Hoffman, S. E. Woosley, and Y. Z. Qian, “Nucleosynthesis in neutrino driven winds: 2. Implications for heavy element synthesis”, *Astrophysical Journal*, vol. 482, p. 951, 1997.
- [141] B. S. Meyer, G. J. Mathews, W. M. Howard, S. E. Woosley, and R. D. Hoffman, “R-process nucleosynthesis in the high-entropy supernova bubble”, *Astrophysical Journal*, vol. 399, pp. 656–664, 1992.
- [142] C. Freiburghaus, S. Rosswog, and F.-K. Thielemann, “R-Process in Neutron Star Mergers”, *Astrophysical Journal, Letters*, vol. 525, pp. L121–L124, 1999.

- [143] H.-T. Janka, “Explosion Mechanisms of Core-Collapse Supernovae”, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, vol. 62, pp. 407–451, 2012.
- [144] K. G. Balasi, K. Langanke, and G. Martínez-Pinedo, “Neutrino–nucleus reactions and their role for supernova dynamics and nucleosynthesis”, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, vol. 85, pp. 33–81, 2015.
- [145] J. Fetter, G. C. McLaughlin, A. B. Balantekin, and G. M. Fuller, “Active sterile neutrino conversion: Consequences for the r process and supernova neutrino detection”, *Astropart. Phys.*, vol. 18, pp. 433–448, 2003.
- [146] A. Balantekin and H. Yuksel, “Neutrino mixing and nucleosynthesis in core-collapse supernovae”, *New J.Phys.*, vol. 7, p. 51, 2005.
- [147] M. R. Wu, G. Martinez-Pinedo, and Y.-Z. Qian, “Linking neutrino oscillations to the nucleosynthesis of elements”, in *13th International Symposium on Origin of Matter and Evolution of the Galaxies (OMEG2015) Beijing, China, June 24-27, 2015*, 2015.
- [148] S. Pastor, G. G. Raffelt, and D. V. Semikoz, “Physics of synchronized neutrino oscillations caused by selfinteractions”, *Physical Review D*, vol. 65, p. 053011, 2002.
- [149] Y. Z. Qian and G. M. Fuller, “Neutrino-neutrino scattering and matter enhanced neutrino flavor transformation in Supernovae”, *Physical Review D*, vol. 51, pp. 1479–1494, 1995.
- [150] H.-T. Janka, K. Langanke, A. Marek, G. Martinez-Pinedo, and B. Mueller, “Theory of Core-Collapse Supernovae”, *Phys. Rept.*, vol. 442, pp. 38–74, 2007.
- [151] Y.-Z. Qian and G. M. Fuller, “Matter-enhanced antineutrino flavor transformation and supernova nucleosynthesis”, *Phys. Rev. D*, vol. 52, pp. 656–660, Jul 1995.
- [152] G. C. McLaughlin, G. M. Fuller, and J. R. Wilson, “The Influence of Nuclear Composition on the Electron Fraction in the Post-Core Bounce Supernova Environment”, , vol. 472, p. 440, Dec 1996.
- [153] E. Pllumbi, *Aspects of nucleosynthesis in core-collapse supernovae*. PhD thesis, Technische Universität München, München, Germany, 2015.
- [154] M. T. Keil, G. G. Raffelt, and H.-T. Janka, “Monte Carlo study of supernova neutrino spectra formation”, *Astrophysical Journal*, vol. 590, pp. 971–991, 2003.
- [155] L. Hüdepohl, B. Müller, H.-T. Janka, A. Marek, and G. G. Raffelt, “Neutrino Signal of Electron-Capture Supernovae from Core Collapse to Cooling”, *Physical Review Letters*, vol. 104, p. 251101, 2010.
- [156] L. Wolfenstein, “Neutrino Oscillations in Matter”, *Phys. Rev.*, vol. D17, pp. 2369–2374, 1978. [,294(1977)].
- [157] G. Fantini, A. Gallo Rosso, F. Vissani, and V. Zema, “Introduction to the Formalism of Neutrino Oscillations”, *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.*, vol. 28, pp. 37–119, 2018.
- [158] A. B. Balantekin and Y. Pehlivan, “Neutrino neutrino interactions and flavour mixing in dense matter”, *Journal of Physics G Nuclear Physics*, vol. 34, pp. 47–65, Jan 2007.

-
- [159] H. Duan, G. M. Fuller, J. Carlson, and Y.-Z. Qian, “Simulation of Coherent Non-Linear Neutrino Flavor Transformation in the Supernova Environment. 1. Correlated Neutrino Trajectories”, *Physical Review*, vol. D74, p. 105014, 2006.
- [160] G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, and A. Mirizzi, “Collective neutrino flavor transitions in supernovae and the role of trajectory averaging”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 0712, p. 010, 2007.
- [161] W. Cottingham, D. Greenwood, and D. Greenwood, *An Introduction to Nuclear Physics*. Cambridge University Press, 2001.
- [162] L. Wolfenstein, “Neutrino oscillations in matter”, *Phys. Rev. D*, vol. 17, pp. 2369–2374, May 1978.
- [163] A. Meregaglia and Double Chooz Collaboration, “Double Chooz and recent results”, *Nuovo Cimento C Geophysics Space Physics C*, vol. 38, p. 123, 2016.
- [164] H. Minakata, H. Nunokawa, W. J. C. Teves, and R. Zukanovich Funchal, “Reactor measurement of $\theta(12)$: Principles, accuracies and physics potentials”, *Physical Review*, vol. D71, p. 013005, 2005.
- [165] E. Pllumbi, I. Tamborra, S. Wanajo, H.-T. Janka, and L. Hüpdepohl, “Impact of neutrino flavor oscillations on the neutrino-driven wind nucleosynthesis of an electron-capture supernova”, *Astronomical Journal*, vol. 808, p. 188, 2015.
- [166] B. Dasgupta, G. G. Raffelt, and I. Tamborra, “Triggering collective oscillations by three-flavor effects”, *Physical Review D*, vol. 81, p. 073004, 2010.
- [167] H. Nunokawa, J. T. Peltoniemi, A. Rossi, and J. W. F. Valle, “Supernova bounds on resonant active sterile neutrino conversions”, *Physical Review D*, vol. 56, pp. 1704–1713, 1997.
- [168] G. H. Collin *et al.*, “First Constraints on the Complete Neutrino Mixing Matrix with a Sterile Neutrino”, *Physical Review Letters*, vol. 117, p. 221801, 2016.
- [169] M. R. Wu, T. Fischer, L. Huther, G. Martínez-Pinedo, and Y.-Z. Qian, “Impact of active-sterile neutrino mixing on supernova explosion and nucleosynthesis”, *Physical Review D*, vol. 89, p. 061303, 2014.
- [170] D. Clayton, *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis: with a new preface*. University of Chicago Press, 1968.
- [171] Z. Shand, R. Ouyed, N. Koning, I. Dillmann, R. Krücken, and P. Jaikumar, “Critical assessment of nuclear sensitivity metrics for the r-process”, *arXiv e-prints*, p. arXiv:1705.00099, 2017.
- [172] M. Mumpower, J. Cass, G. Passucci, R. Surman, and A. Aprahamian, “Sensitivity studies for the main r process: beta-decay rates”, *AIP Advances*, vol. 4, p. 041009, 2014.
- [173] C. Patrignani *et al.*, “Review of Particle Physics”, *Chin. Phys.*, vol. C40, p. 100001, 2016.
- [174] R. E. Marshak, Riaduzzin, and C. P. Ryan, *Theory of weak interactions in particle physics*. New York, NY (USA): Wiley-Interscience, 1969.

BIBLIOGRAFÍA

- [175] R. Blin-Stoyle, *Fundamental Interactions and the Nucleus [By] R.J. Blin-Stoyle*. North-Holland Publishing Company; New York: American Elsevier Publishing Company, 1973.
- [176] W. Yao *et al.*, “Review of Particle Physics”, *Journal of Physics G*, vol. 33, pp. 1–1232, 2006.
- [177] A. N. Ivanov, R. Reda, and P. Kienle, “On the time-modulation of the K-shell electron capture decay of H-like $^{140}\text{Pr}^{58+}$ ions produced by neutrino-flavour mixing”, *arXiv e-prints*, p. arXiv:0801.2121, 2008.
- [178] L. Accardi and A. Boukas, “The emergence of the Virasoro and w_∞ algebras through the renormalized powers of quantum white noise”, *ArXiv Mathematical Physics e-prints*, *math-ph/0607062*, 2006.
- [179] P. Greiner, W. Greiner, B. Müller, and D. Bromley, *Gauge Theory of Weak Interactions*. Physics and Astronomy Online Library, Springer, 2000.
- [180] K. A. Olive *et al.*, “Review of Particle Physics”, *Chin. Phys.*, vol. C38, p. 090001, 2014.
- [181] P. Moller, J. Nix, W. Myers, and W. Swiatecki, “Nuclear ground-state masses and deformations”, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 59, pp. 185 – 381, 1995.
- [182] P. Möller, B. Pfeiffer, and K.-L. Kratz, “New calculations of gross β -decay properties for astrophysical applications: Speeding-up the classical r process”, *Physical Review C*, vol. 67, p. 055802, 2003.
- [183] C. Charignon, M. Kostka, N. Koning, P. Jaikumar, and R. Ouyed, “r-Java : An r-process Code and Graphical User Interface for Heavy-Element Nucleosynthesis”, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 531, p. A79, 2011.
- [184] M. Kostka, N. Koning, Z. Shand, R. Ouyed, and P. Jaikumar, “The r-Java 2.0 code: nuclear physics”, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 568, p. A97, 2014.
- [185] M. Kostka, N. Koning, Z. Shand, R. Ouyed, and P. Jaikumar, “r-Java 2.0: the astrophysics”, *arXiv e-prints*, p. arXiv:1402.3824, 2014.
- [186] S. Arzumanov, L. Bondarenko, S. Chernyavsky, P. Geltenbort, V. Morozov, V. Nesvizhevsky, Y. Panin, and A. Strepetov, “A measurement of the neutron lifetime using the method of storage of ultracold neutrons and detection of inelastically up-scattered neutrons”, *Phys. Lett. B*, vol. 745, pp. 79–89, 2015.
- [187] A. T. Yue, M. S. Dewey, D. M. Gilliam, G. L. Greene, A. B. Laptev, J. S. Nico, W. M. Snow, and F. E. Wietfeldt, “Improved Determination of the Neutron Lifetime”, , vol. 111, p. 222501, Nov. 2013.
- [188] A. Steyerl, J. Pendlebury, C. Kaufman, S. Malik, and A. Desai, “Quasielastic scattering in the interaction of ultracold neutrons with a liquid wall and application in a reanalysis of the Mambo I neutron-lifetime experiment”, *Phys. Rev. C*, vol. 85, p. 065503, 2012.
- [189] A. Pichlmaier, V. Varlamov, K. Schreckenbach, and P. Geltenbort, “Neutron lifetime measurement with the ucn trap-in-trap mambo ii”, *Physics Letters B*, vol. 693, no. 3, pp. 221 – 226, 2010.

-
- [190] A. Serebrov, V. Varlamov, A. Kharitonov, A. Fomin, Y. Pokotilovski, P. Geltenbort, J. Butterworth, I. Krasnoschekova, M. Lasakov, R. Tal'daev, A. Vassiljev, and O. Zhe-rebtsov, "Measurement of the neutron lifetime using a gravitational trap and a low-temperature Fomblin coating", *Physics Letters B*, vol. 605, pp. 72–78, Jan. 2005.
- [191] J. Byrne, P. G. Dawber, C. G. Habeck, S. J. Smidt, J. A. Spain, and A. P. Williams, "A revised value for the neutron lifetime measured using a penning trap", *Europhysics Letters (EPL)*, vol. 33, pp. 187–192, jan 1996.
- [192] W. Mampe, L. Bondarenko, V. Morozov, Y. Panin, and A. Fomin, "Measuring neutron lifetime by storing ultracold neutrons and detecting inelastically scattered neutrons", *JETP Lett.*, vol. 57, pp. 82–87, 1993.
- [193] S. S. Arzumanov, L. N. Bondarenko, V. I. Morozov, Y. N. Panin, and S. M. Chernyavsky, "Analysis and correction of the measurement of the neutron lifetime", *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, vol. 95, pp. 224–228, May 2012.
- [194] J. S. Nico, M. S. Dewey, D. M. Gilliam, F. E. Wietfeldt, X. Fei, W. M. Snow, G. L. Greene, J. Pauwels, R. Eykens, A. Lamberty, J. van Gestel, and R. D. Scott, "Measurement of the neutron lifetime by counting trapped protons in a cold neutron beam", , vol. 71, p. 055502, May 2005.
- [195] M. Dewey *et al.*, "Measurement of the neutron lifetime using a proton trap", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, p. 152302, 2003.
- [196] S. Arzumanov, L. Bondarenko, S. Chernyavsky, W. Drexel, A. Fomin, P. Geltenbort, V. Morozov, Y. Panin, J. Pendlebury, and K. Schreckenbach, "Neutron life time value measured by storing ultracold neutrons with detection of inelastically scattered neutrons", *Physics Letters B*, vol. 483, no. 1, pp. 15 – 22, 2000.
- [197] V. Nesvizhevsky, A. Serebrov, R. Taldaev, A. Kharitonov, V. Alfimenkov, A. Strelkov, and V. Shvetsov, "Measurement of the neutron lifetime in a gravitational trap and analysis of experimental errors", *Sov. Phys. JETP*, vol. 75, pp. 405–412, 1992.
- [198] V. Alfimenkov *et al.*, "Results of neutron lifetime measurements with gravitational UCN trap", *JETP Lett.*, vol. 52, pp. 373–378, 1990.
- [199] J. Byrne, P. G. Dawber, J. A. Spain, A. P. Williams, M. S. Dewey, D. M. Gilliam, G. L. Greene, G. P. Lamaze, R. D. Scott, J. Pauwels, R. Eykens, and A. Lamberty, "Measurement of the neutron lifetime by counting trapped protons", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, pp. 289–292, Jul 1990.
- [200] R. Kossakowski, P. Grivot, P. Liaud, K. Schreckenbach, and G. Azuelos, "Neutron lifetime measurement with a helium-filled time projection chamber", *Nuclear Physics A*, vol. 503, no. 2, pp. 473 – 500, 1989.
- [201] W. Mampe, P. Ageron, C. Bates, J. M. Pendlebury, and A. Steyerl, "Neutron lifetime measured with stored ultracold neutrons", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 63, pp. 593–596, Aug 1989.
- [202] W. Paul, F. Anton, W. Mampe, L. Paul, and S. Paul, "Measurement of the Neutron Lifetime in a Magnetic Storage Ring", *Z. Phys. C*, vol. 45, p. 25, 1989.

- [203] J. Last, M. Arnold, J. Döhner, D. Dubbers, and S. J. Freedman, “Pulsed-beam neutron-lifetime measurement”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 60, pp. 995–998, Mar 1988.
- [204] P. Spivak, “Neutron Lifetime from Atomic-Energy-Institute experiment”, *Sov. Phys. JETP*, vol. 67, pp. 1735–1740, 1988.
- [205] Y. Y. Kosvintsev, Morozov, V. I., and G. I. Terekhov, “Measurement of neutron lifetime through storage of ultracold neutrons”, *Sov. Phys. JETP Lett.*, vol. 44, pp. 444–446, 1986.
- [206] J. Byrne, J. Morse, K. Smith, F. Shaikh, K. Green, and G. Greene, “A new measurement of the neutron lifetime”, *Physics Letters B*, vol. 92, no. 3, pp. 274 – 278, 1980.
- [207] K. Y.Y., Y. Kushnir, V. Morozov, and G. Terekhov, “APPLICATION OF ULTRACOLD NEUTRONS FOR NEUTRON LIFETIME MEASUREMENT. (IN RUSSIAN)”, *JETP Lett.*, vol. 31, p. 236, 1980.
- [208] L. N. Bondarenko *et al.*, “Measurement of the neutron half life”, *JETP Lett.*, vol. 28, p. 303, 1978.
- [209] C. J. Christensen, A. Nielsen, A. Bahnsen, W. K. Brown, and B. M. Rustad, “Free-neutron beta-decay half-life”, *Phys. Rev. D*, vol. 5, pp. 1628–1640, Apr 1972.
- [210] K. R. Lang, *Astrophysical Formulae. A Compendium for the Physicist and Astrophysicist*. Astrophysical Formulae. A Compendium for the Physicist and Astrophysicist, XXIX, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also Springer Study Edition, 1980.
- [211] S. Goriely, S. Hilaire, and A. J. Koning, “Improved predictions of nuclear reaction rates with the TALYS reaction code for astrophysical applications”, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 487, p. 767, 2008.
- [212] T. Kodama and K. Takahashi, “R-process nucleosynthesis and nuclei far from the region of beta-stability”, *Nuclear Physics A*, vol. 239, pp. 489 – 510, 1975.
- [213] I. V. Panov, E. Kolbe, B. Pfeiffer, T. Rauscher, K. L. Kratz, and F. K. Thielemann, “Calculations of fission rates for r-process nucleosynthesis”, *Nucl. Phys.*, vol. A747, pp. 633–654, 2005.
- [214] S. Goriely, S. Hilaire, A. J. Koning, M. Sin, and R. Capote, “Towards a prediction of fission cross sections on the basis of microscopic nuclear inputs”, *Physical Review C*, vol. 79, p. 024612, 2009.
- [215] K. Farouqi, K.-L. Kratz, B. Pfeiffer, T. Rauscher, F.-K. Thielemann, and J. W. Truran, “Charged-particle and Neutron-capture Processes in the High-entropy Wind of Core-collapse Supernovae”, *Astrophysical Journal*, vol. 712, pp. 1359–1377, 2010.
- [216] B. S. Meyer, “Decompression of Initially Cold Neutron Star Matter: A Mechanism for the r-Process?”, *Astrophysical Journal*, vol. 343, p. 254, 1989.
- [217] J. Benlliure, K. H. Schmidt, A. Grewe, M. de Jong, and S. Zhdanov, “Calculated nuclide production yields in relativistic collisions of fissile nuclei”, *Nucl. Phys.*, vol. A628, pp. 458–478, 1998.
- [218] B. Jurado and K.-H. Schmidt, “Influence of complete energy sorting on the characteristics of the odd–even effect in fission-fragment element distributions”, *J. Phys.*, vol. G42, p. 055101, 2015.

-
- [219] M. Chadwick, P. Obložinský, *et al.*, “Endf/b-vii.0: Next generation evaluated nuclear data library for nuclear science and technology”, *Nuclear Data Sheets*, vol. 107, pp. 2931 – 3060, 2006. Evaluated Nuclear Data File ENDF/B-VII.0.
- [220] I. Petermann, K. Langanke, G. Martinez-Pinedo, P. v. Neumann-Cosel, F. Nowacki, and A. Richter, “R-process nucleosynthesis calculations with complete nuclear physics input”, *Physical Review*, vol. C81, p. 014308, 2010.
- [221] J.-J. Gaimard and K.-H. Schmidt, “A reexamination of the abrasion-ablation model for the description of the nuclear fragmentation reaction”, *Nuclear Physics A*, vol. 531, pp. 709 – 745, 1991.
- [222] M. Peskin and D. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*. Advanced book classics, Addison-Wesley Publishing Company, 1995.
- [223] M. Samyn, S. Goriely, P.-H. Heenen, J. M. Pearson, and F. Tondeur, “A Hartree-Fock-Bogoliubov mass formula”, *Nuclear Physics A*, vol. 700, pp. 142–156, 2002.
- [224] S. Goriely, N. Chamel, and J. M. Pearson, “Further explorations of skyrme-hartree-fock-bogoliubov mass formulas. xii. stiffness and stability of neutron-star matter”, *Physical Review C*, vol. 82, p. 035804, 2010.
- [225] S. Goriely, A. Bauswein, and H. T. Janka, “R-Process Nucleosynthesis in Dynamically Ejected Matter of Neutron Star Mergers”, *Astrophysical Journal*, vol. 738, p. L32, 2011.