



2019

Nucleosíntesis por R-Process

Fuentes de producción y Abundancias de elementos pesados en el espacio In-terestelar

Muchos de los elementos pesados y sus isotopos tienen un lugar astrofísico de creación. Dichos lugares presentan ciertas características permitiendo que algunos sean más propicios que otros para la formación de ciertos núcleos y no de todos a la vez. Así, las abundancias dependerán del ambiente astrofísico en cuestión.

Natalia Llana
Materia Optativa de Lic. en Física: Introducción a la Física Nuclear
01/03/2019



Temario

1	Presentación.....	3
2	Introducción.....	4
2.1	Estabilidad Nuclear.....	4
2.2	Decaimientos Alfa, Beta y Gamma.....	7
2.3	Energía de Enlace.....	8
2.4	Reacciones Nucleares. Fusión y Fisión.....	10
2.5	Captura Neutrónica.....	12
2.6	Energía de Separación Neutrónica.....	13
3	R-Process.....	14
3.1	Camino de los R-Process y Núcleos Semillas.....	15
3.2	Abundancias de los Isotopos para distintas fuentes.....	18
3.2.1	Abundancias en el Sistema Solar.....	21
3.2.2	Abundancias en Supernovas de Estrellas Masivas: Supernovas de Captura Electrónica. Supernovas Magneto-Rotacionales con Eyecciones Polares (Magnetares). Hipernovas. Collapsar.....	22
3.2.3	Sistemas Binarios: Neutron Star-Neutron Star. Neutron Star-Black Hole.....	25
3.3	Evolución Química Galáctica.....	28
4	Conclusiones.....	31
5	Referencia Bibliográfica.....	34

1. Presentación

Cuando observamos la Tabla Periódica de los Elementos encontramos que cada elemento tiene asignado un número en el margen superior izquierdo que corresponde a su número atómico o número de protones en el núcleo (Z). Siguiendo éste número, la totalidad en todo el universo de los tres primeros elementos de dicha tabla (hidrógeno, helio y litio) fue creada durante los primeros tres minutos después del Big Bang [1]. Los dos siguientes elementos livianos, berilio y boro, fueron sintetizados¹ en el medio interestelar por rayos cósmicos y núcleos de gas mientras que el resto de los elementos (metales y elementos pesados²) de la tabla periódica fueron creados en ambientes de alta densidad neutrónica a través de reacciones nucleares de fusión. Un ambiente de alta densidad neutrónica puede encontrarse en fenómenos astrofísicos como Supernovas de estrellas supermasivas y fusión de Sistemas Binarios³. Pero algunos ambientes son más capaces que otros para crear estos elementos.

Este trabajo consiste en estudiar un tipo particular de reacción nuclear de fusión llamado Procesos Rápidos (r-process) en los cuáles los elementos pesados y sus isótopos pueden ser creados.

Es de gran interés el estudio de estos procesos ya que sus productos aportan datos para el entendimiento de la evolución química galáctica y para encontrar las fuentes que son capaces de generar una mayor cantidad de elementos de procesos r.

¹ Síntesis: químicamente, es el proceso de obtención de un compuesto a partir de sustancias más sencillas. (Real Academia Española. <http://dle.rae.es/?id=Xzp9ksD>)

² Elementos pesados: se refiere a aquellos núcleos que son más masivos que el grupo de los metales.

³ Un Sistema Binario puede estar formado por una estrella de neutrones y algún “compañero” que puede ser otra estrella de neutrones o un agujero negro.[1]

2. Introducción

Antes de entrar en la descripción de los r-process es conveniente introducir algunos conceptos de utilidad.

2.1 Estabilidad Nuclear

Cuando se quiere tener idea de cuán estable es un núcleo, se puede acudir a estudiar la relación que existe entre el número de protones y el número de neutrones. Si se grafica el número de protones vs. el número de neutrones se obtiene la gráfica de Segrè (Fig. 1), donde cada fila contiene a un elemento químico de la tabla periódica y todos sus isotopos conocidos [3]. Pueden definirse como

- *Isótopos* a aquellos núcleos con igual número de protones (Z) y distinto número de neutrones (N).
- *Isótonos* a los núcleos con igual número de neutrones y distinto número de protones.
- *Isobaras* a todos los núcleos que poseen igual número de masa, A^4 .

Los puntos negros en la gráfica de Segrè representan a los isotopos estables de cada elemento y juntos forman el *Cinturón de Estabilidad*.

Los núcleos ricos en neutrones se encuentran por debajo del Cinturón de Estabilidad y se extienden hasta la *Neutron Dripline*, línea más allá de la cual no hay más posibilidad de ligar neutrones a los núcleos [3]. Para alcanzar la estabilidad, estos núcleos deben perder neutrones y ganar protones. Por lo tanto, para regiones donde $N/Z \gg 1$ el camino a la estabilidad es mediante Decaimientos β^{-} que se verán más adelante.

⁴ Si N es el *número neutrónico* (número de neutrones en el núcleo) y Z el *número atómico* (número de protones en el núcleo), entonces se define el *número de masa* A como la suma del número atómico y del número neutrónico. Es decir, $A=Z+N$.

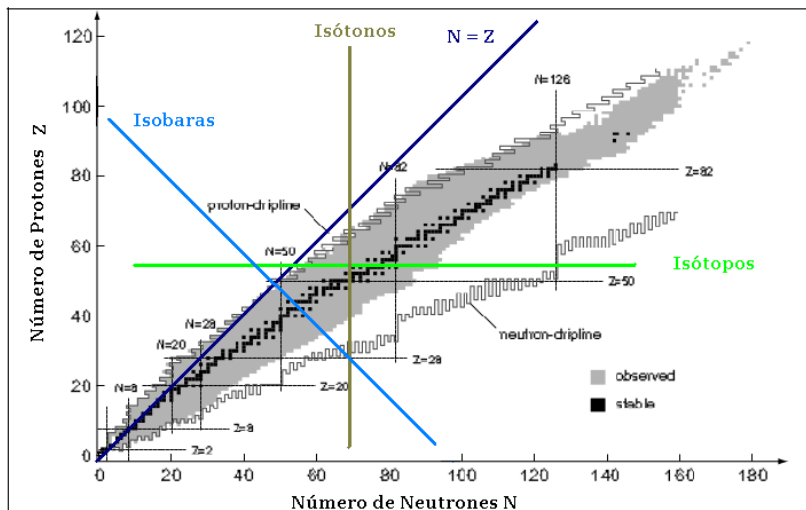


Figura 1. Gráfica de Segrè. Fuente: Adaptación de *Nuclear Reactions for Astrophysics*. Nunes F. and Thompson I. 2009.

Por encima del Cinturón de estabilidad se encuentran los núcleos ricos en protones, éstos se extienden hasta la *Proton Dri-*

pline, que al igual que los neutrones, representa una línea límite por encima de la cual no es posible agregar más protones al núcleo. Estos nucleídos⁵ son inestables y para lograr estabilidad deben perder protones y ganar neutrones. Así, cuando $N/Z \ll 1$ la estabilidad se logra mediante Decaimientos β^{+} .

La relación N/Z , junto a la Energía de Enlace que se describirá más adelante, conforman los dos factores más importantes para estudiar la *Estabilidad Nuclear*. Cuando N es chico, la relación $N/Z \approx 1$ (ver Fig. 1 para $N < 20$) pero a medida que crece el número de neutrones la relación lineal desaparece y N/Z alcanza un valor entre 1.5 y 1.6.

Existen reglas empíricas para estimar la estabilidad nuclear, éstas se llaman *Reglas de Estabilidad* y son:

1. Todos los núcleos compuestos de una cantidad par de protones y neutrones son más estables⁶.
2. Los núcleos con $Z \ll 20$ de relación $N/Z \approx 1$, son estables.
3. Los núcleos con $20 \ll Z \ll 84$ de relación $1 < N/Z \leq 1.6$, son estables.

⁵ Los *nucleídos* son los núcleos atómicos con número másico y número atómico determinado. Todos ellos se encuentran en la gráfica de Segrè (Fig. 1)

⁶ Acá se pone de manifiesto el peso que tiene el término de paridad en el Modelo de la Gota Líquida propuesto por George Gamow en 1930 para la Fuerza Nuclear Fuerte.

4. No hay nucleídos estables con $Z \geq 84$. Los existentes están por encima del Cinturón de Estabilidad y son todos inestables.
5. Los nucleídos cuyos números de protones o neutrones son 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 (líneas negras verticales y horizontales de la Fig. 1) son muy estables y reciben el nombre particular de *Números Mágicos*.

Resultados experimentales muestran que nucleídos pertenecientes al grupo de los Números Mágicos son mucho más estables que sus isótopos vecinos que poseen un número más o un número menos de protones. Lo mismo pasa con sus Isótonos.

La Fig. 2 es una representación 3-D de la gráfica de Segrè en donde pueden apreciarse aquellos isótopos que poseen un tiempo de vida mayor (los más estables) que yacen sobre la llamada *Isla de Estabilidad*.

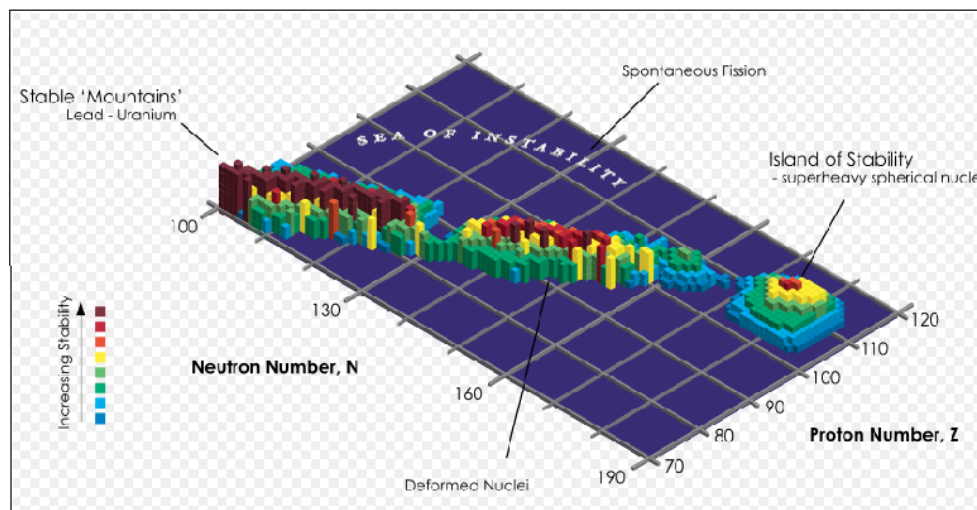


Figura 2. Gráfica de Segrè tridimensional. Fuente: Wikipedia

Un núcleo es estable cuando hay equilibrio entre las fuerzas que actúan dentro de él, de lo contrario sufrirá transformaciones hasta encontrar estabilidad.

2.2 Decaimientos Alfa, Beta y Gamma.

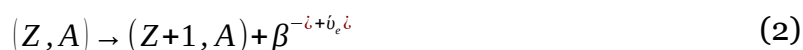
Una *partícula Alfa* (α) es un núcleo de helio que posee dos protones y dos neutrones y que además su espín es cero. Su número de masa es 4 y su notación es

$${}^4_2\text{He} = \alpha \quad (1)$$

El *decaimiento Alfa* es la emisión de una partícula α de un núcleo atómico inestable, por lo tanto un decaimiento de este tipo implica la pérdida de dos protones y dos neutrones. Gracias a ésta característica es que la emisión de éstas partículas sirven para encontrar el camino a la estabilidad a aquellos núcleos que están excedidos en protones y neutrones ($Z > 84$). Éstos bajarán por un camino diagonal descendente sobre la gráfica de Segrè hasta encontrar su estado más estable.

Una vez que ésta partícula sea emitida podrá alcanzar una velocidad de hasta el 5% de la velocidad de la luz, por lo tanto no poseerá características relativistas y su energía cinética estará bien definida. [2]

La *partícula Beta Menos* (β^{-}) es un electrón. El *decaimiento Beta menos* (β^{-}) es la emisión de un electrón desde el núcleo atómico. Parece extraño que un núcleo pueda emitir electrones ya que no existen electrones en él. La emisión de una partícula β^{-} es en realidad una *transformación* de un neutrón en un protón, una partícula β^{-} y un antineutrino ($\bar{\nu}_e$). El proceso es el siguiente



El tiempo promedio de este proceso depende de cómo es cada núcleo padre. Se ha observado que este tipo de decaimientos suele presentarse en nucleídos donde la relación N/Z es muy grande -por debajo del Cinturón de Estabilidad de la Fig. 1- es decir, ocurren principalmente en la región donde es necesario convertir neutrones en protones para alcanzar la estabilidad.

Como las partículas β^{-} pueden identificarse, se encontró que pueden alcanzar velocidades de hasta 0.9995 la velocidad de la luz, por lo tanto sus movimientos son muy relativistas.

Por otro lado, la *partícula* β^{+} es un positrón. Una partícula idéntica al electrón pero con carga positiva. Y el *decaimiento* β^{+} es la *transformación* de un protón en un neutrón, una partícula β^{+} y un neutrino (ν_e). Se caracteriza de la siguiente manera



Cuando la relación N/Z es muy pequeña, la estabilidad nuclear se pierde y ocurre un decaimiento β^{+} . Este tipo de decaimientos se da en la zona superior al Cinturón de Estabilidad de la gráfica de Segrè para alcanzar la estabilidad.

Por último, está la emisión Gamma. Un núcleo excitado puede empezar a decaer hacia su estado fundamental emitiendo fotones gamma, también llamados *Rayos Gamma* (γ). Cuando una transformación nuclear emite rayos gamma se dice que sufre un *decaimiento* γ . Puede observarse que cuando ocurre este tipo de decaimientos el elemento no cambia ya que el número de protones es el mismo, sólo cambia a un estado menos excitado. La energía de estos estados excitados es del orden de 1 Mev.

2.3 Energía de Enlace

Los protones y neutrones que componen el núcleo tienen energías propias (E_0) cuando están libres y en reposo y lo suficientemente separados como para no sentir la fuerza nuclear. Por otro lado, cuando dichas partículas se unen para formar el núcleo, éste pasa a tener una energía E_A . Hay que tener en cuenta que los protones dentro del núcleo se repelen eléctricamente, por lo tanto para que puedan unirse y mantenerse unidos dentro del mismo, debe haber una fuerza superior a la coulombiana, la denominada *Fuerza Nuclear Fuerte*. Es de

corto alcance ($\sim 10^{-15} m$) y es muy superior a la fuerza de repulsión eléctrica en estas dimensiones.

Siempre se ha observado que $E_0 > E_A$ cuando los núcleos están ligados, por lo tanto se define la *Energía de Enlace* de un núcleo en reposo como la diferencia entre ambas

$$E_B = E_0 - E_A \quad (4)$$

Siguiendo la relación $E = mc^2$, esta energía de enlace puede ser calculada por

$$E_B = (Z m_p + N m_n - m_{A,Z}) c^2 \quad (5)$$

donde $Z m_p$ y $N m_n$ es la masa de todos los protones y neutrones libres respectivamente, y $m_{A,Z}$ es la masa del núcleo ya formado. Ésta es la energía que se necesitaría para poder dividir un núcleo en sus componentes, y es también la misma que se liberaría al unir los nucleones que conforman dicho núcleo.

Una medida que informa acerca de lo fuertemente ligado que está un núcleo es la *Energía*

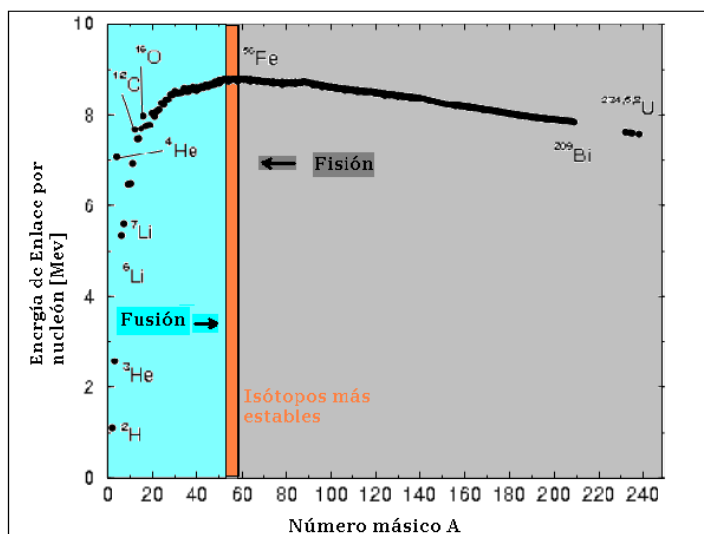
de Enlace por Nucleón $\frac{E_B}{A}$. Comparando estas energías para todos los isotopos estables de

la gráfica de Segrè de la Fig. 1, se observa que el isotopo más estable es el ${}^{56}_{26}Fe$ (Punto máximo de la Fig. 3). Desde el deuterio (2_1H) hasta el ‘grupo del hierro’⁷ las masas nucleares se van incrementando (por Fusión) sin que sean relevantes las fuerzas electrostáticas ante la incorporación de un nuevo protón. En el grupo del hierro se encuentran los núcleos más estables ya que éstos están más fuertemente ligados. En el máximo (${}^{56}_{26}Fe$) la fuerza coulombiana es tan alta que para que pueda haber fusión se requiere de muy altas temperaturas [4]. A partir de allí, los núcleos son tan masivos que un nuevo protón hace que empiece a ganar la

⁷ *Grupo del Hierro* son los núcleos que están alrededor del máximo en la Fig. 3 centrado en el ${}^{56}_{26}Fe$, algunos son Cr, Mn, Co y Ni.

fuerza electrostática de repulsión. Los núcleos se vuelven inestables ante la suma de un nuevo protón y por lo tanto se fisionan en busca de estabilidad (Fig. 3). Por esta razón es que los elementos más allá del Fe prefieren capturar neutrones, ya que al no tener carga no hay ninguna fuerza coulombiana que vencer. La energía de enlace por nucleón de casi todos los nucleídos estables está entre 7 y 9 Mev. Ocurre que la captura de neutrones para elementos pesados puede darse a muy bajas energías ya que la sección eficaz de los neutrones aumenta ante decrecimientos de energía. Es de esperar, entonces, que los elementos pesados puedan ser sintetizados a temperaturas moderadas bajo un flujo de neutrones libres.

Figura 3. Energía de Enlace por nucleón. Tomando los nucleídos que yacen sobre cada isobara de la Figura 1 se pueden establecer sus estabilidades nucleares según sus números másicos A. Fuente: Adaptación de *Nuclear Reactions for Astrophysics*. Nunes F. and Thompson I. 2009.



Sin embargo, un alto flujo de neutrones libres se da (en el caso de estrellas supermasivas) en etapas avanzadas de la evolución estelar. Por lo tanto, se supone que los elementos de menor sección eficaz puedan existir en mayor abundancia que los de mayor sección eficaz, ya que estos serán rápidamente destruidos [4].

2.4 Reacciones Nucleares. Fusión y Fisión

La desintegración de los núcleos inestables ocurre de manera espontánea. Estas desintegraciones no pueden ser controladas externamente, simplemente ocurren. Pero una manera de generar un núcleo inestable es mediante el bombardeo de partículas subatómicas al núcleo, llamadas 'proyectil'. Una *Reacción Nuclear* es el proceso de conversión de un núcleo 'padre'

(B) -que se ha transformado en inestable por un proyectil (A)- en sus productos llamados 'hijos' (C y D). [2] El esquema es



No debe confundirse lo que es una Reacción Nuclear y un Decaimiento, ya que éste último es un proceso consecuente e inevitable por haber convertido un núcleo estable en inestable. Una vez que el núcleo está en estado inestable, decaerá naturalmente hasta hallar un estado de estabilidad mediante los procesos β^{+} , β^{-} , α o γ dependiendo en qué sector de la gráfica de Segrè se encuentre.

La energía requerida para que tenga lugar una reacción nuclear se denomina *Energía de Reacción*, que según la relación $E=mc^2$, hace referencia a la diferencia de masas antes y después de la reacción [3]. Su expresión es

$$Q = [M_A + M_B - (M_C + M_D)] C^2 \quad (7)$$

donde $M_A + M_B$ es la masa total de las partículas iniciales (proyectil y núcleo padre) y $M_C + M_D$ es la masa total de las partículas finales (hijos).

- ▶ Si $Q > 0$ la reacción es exotérmica. Esa diferencia de energía es utilizada para poner en movimiento a los 'hijos' de la reacción; quiere decir esto que se transforma en Energía Cinética.
- ▶ Si $Q < 0$ la reacción es endotérmica, y es $|Q|$ la energía cinética mínima requerida por los proyectiles para poder iniciar una reacción endotérmica⁸. Se la llama *Energía de Umbral*.

⁸ Si el proyectil es una partícula cargada (protón o α) su energía cinética debe ser suficiente como para atravesar la barrera de potencial causada por las fuerzas electrostáticas de repulsión.

Si dos átomos chocan uno contra otro con gran velocidad podría suceder que los dos núcleos llegaran a chocar entre sí y entonces o bien se rompen en trozos, o se funden liberando en el proceso partículas subnucleares. Si se funden para formar un núcleo mayor se dice que hubo una *Fusión Nuclear*. Si los núcleos que se quieren unir poseen cada uno $A > 56$ entonces la reacción será endotérmica, y si ambos núcleos poseen $A < 56$ la reacción será exotérmica [3]. Los ambientes donde se producen este tipo de uniones son de temperaturas muy altas, es por esto que a este tipo de reacciones se las llama *Reacciones Termonucleares*. La energía producida por las estrellas tiene este origen. Los átomos de hidrogeno son sometidos a enormes presiones en el núcleo estelar, éstos se fusionan dando lugar a sus isotopos: deuterio y tritio⁹. La reacción es exotérmica y la energía liberada compensa la presión gravitatoria permitiendo la estabilidad de la estrella.

La *Fisión Nuclear* implica la división de un núcleo inestable en sus productos hijos. Algunos nucleídos sufren fisión espontanea sin absorción inicial de un neutrón, éstos se denominan *Actínidos* y corresponden a $Z \geq 90$. Los fragmentos de la fisión suelen ser muy inestables y empiezan a sufrir decaimientos β^{-} hasta alcanzar un valor estable de N/Z.

Tanto la Fisión como la Fusión son reacciones nucleares que liberan energía.

2.5 Captura Neutrónica

Cuando un neutrón libre colisiona con un núcleo y queda atrapado en él significa que ha ocurrido una *Captura Neutrónica*. El exceso de energía se libera mediante un Rayo γ , y si el núcleo resultante es inestable se fisiónará espontáneamente mediante decaimientos beta

⁹ El deuterio es un núcleo de hidrogeno con un neutrón y un protón 2_1H . El tritio posee dos neutrones y un protón 3_1H .

hasta lograr la mayor estabilidad posible. La captura neutrónica es probabilística y esa probabilidad depende de la sección eficaz de absorción¹⁰.

Existen dos tipos de captura neutrónica, los de procesos rápidos o *r-process* y los de procesos lentos o *s-process*, por sus siglas en ingles. La diferencia entre ambos radica en el tiempo que tardan en capturar un segundo neutrón antes de empezar a decaer; los núcleos provenientes de los s-process se convierten en estables antes de incorporar un segundo neutrón, mientras que los de r-process lo hacen después. Cuando un núcleo capturó un neutrón, comienza la competencia entre el tiempo que tarda en capturar un segundo neutrón (τ_n) y el tiempo para caer por decaimiento β (τ_β). El proceso será rápido o lento según τ_n sea mayor o menor que τ_β . Es importante remarcar que mientras τ_β depende sólo del tipo de núcleo (elemento), τ_n depende exclusivamente del ambiente del flujo de neutrones [1].

2.6 Energía de Separación Neutrónica

La *Energía de Separación Neutrónica* es la energía que se requiere para arrancar un neutrón de un núcleo. Se la puede calcular como la diferencia entre las Energías de Enlace (Ecuación 5) antes y después de haber perdido un neutrón

$$S_n = \left[E_B \left({}^A_Z X_N \right) - E_B \left({}^{A-1}_Z X_{N-1} \right) \right] \quad (8)$$

En los r-process $0 \leq S_n \leq 4$ Mev, correspondiendo $S_n = 0$ a la neutron-dripline (Fig. 1).

3 R-Process

El r-process es un proceso de rápida captura neutrónica que tiene lugar en ambientes que aportan un gran flujo de neutrones libres que, para quedar retenidos en el núcleo, éste debe

¹⁰ Para un estudio más detallado de las secciones eficaces de las capturas neutrónicas puede verse el libro *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis* de Donald Clayton, sección 7.3, 1968.

ser capaz de volver a capturar otro neutrón antes de decaer espontáneamente por decaimiento β^{-} . Los isótopos producto de la rápida captura neutrónica son extremadamente inestables y decaen en tiempos $\sim (0.01 - 10)$ segundos [5]. Puede verse este mecanismo en la Fig. 4. En la naturaleza, uno de los ambientes propuestos para aportar tan alto flujo neutrónico son -pero en menor medida- los colapsos de cierto tipo de estrellas previas a explotar. El flujo de neutrones libres en esta etapa estelar es del orden de $4 \cdot 10^{32}$ neutrones por cm^3 por segundo y las temperaturas son del orden de 10^9 K [5]. Pero se podrá ver más adelante que el principal proveedor es el material emitido durante la fusión de un sistema binario.

La captura de neutrones se da porque no es posible sintetizar elementos pesados incorporando protones. Cada neutrón estable (puntos negros de la Fig. 5) que captura neutrones se convierte en inestable alejándose del Cinturón de estabilidad hacia la región denominada *Región Beta Menos* (puntos de colores de la Fig. 5). Luego, cuando el alto flujo de neutrones acabe, emprenderá un camino de decaimientos y finalmente se convertirá en un isótopo estable. Todos los elementos que se generen por esta vía se llaman *Elementos de Procesos Rápidos*. Se estima que los dos isótopos más estables de cada elemento fueron sintetizados por procesos rápidos.

Figura 4. Mecanismo de r process: dada una temperatura y una densidad de neutrones, los núcleos incorporarán neutrones hasta alcanzar el mínimo valor de S_n . Después del decaimiento β , el nuevo núcleo tendrá una nueva Neutron drip line. Fuente: *Burcher S. r-Process. Nucleosynthesis of the Heavy Elements.*

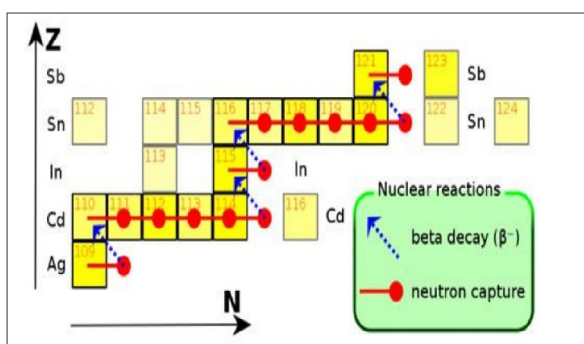
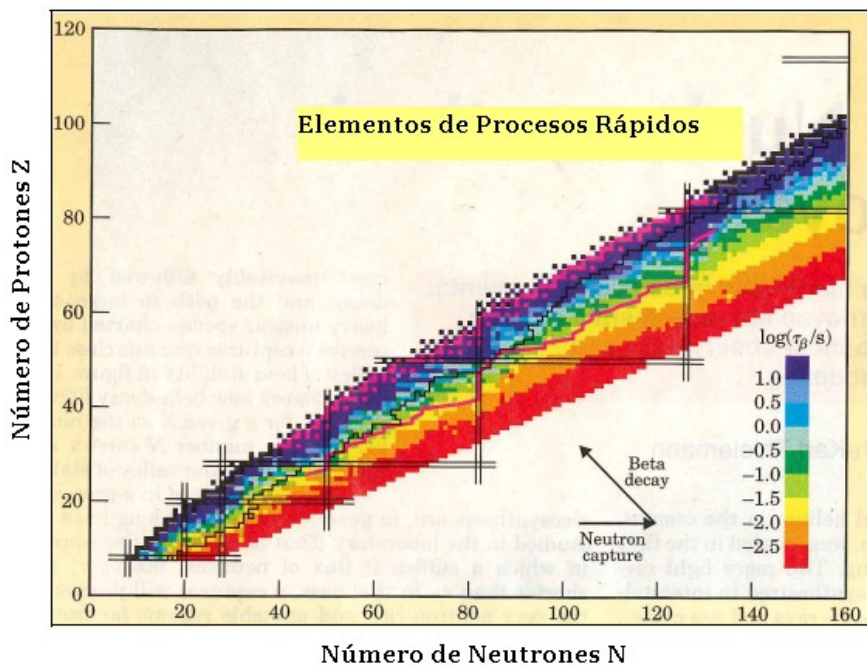


Figura 5. Isótopos estables e inestables ricos en neutrones. Cada color representa el tiempo de vida medio del decaimiento β^{-} , excepto los puntos negros (estables) y los magenta, que muestran todos los elementos creados por Procesos Rápidos. La línea negra continua que yace por debajo y a la par del Cinturón de Estabilidad, es el límite experimental logrado en laboratorio. Por debajo de esta línea nada se ha podido reproducir experimentalmente. Las dobles líneas verticales y horizontales representan a los Números Mágicos, las horizontales corresponden a las capas protónicas cerradas y las verticales corresponden a las neutrónicas. La línea continua color magenta es un camino de r-process con una energía de separación neutrónica S_n entre 2 y 3 Mev. Fuente: Cowan and Thielemann. *R-Process Nucleosynthesis in Supernovae*.



La captura rápida de neutrones tiene lugar exitosamente si $\tau_n \ll \tau_\beta$ y la velocidad de formación isotópica es elevadísima teniendo en cuenta los tiempos de vida medio de los decaimientos β^{-} . Debido a que τ_β disminuye a medida que se incrementan los neutrones (ver la escala logarítmica de la Fig. 5), la captura rápida de neutrones se hace cada vez más difícil cuanto más masivo es el isótopo. Para $Z > 56$ cada elemento puede poseer entre 6 y 10 isótopos estables.

cleosynthesis in Supernovae.

La captura rápida de neutrones tiene lugar exitosamente si $\tau_n \ll \tau_\beta$ y la velocidad de formación isotópica es elevadísima teniendo en cuenta los tiempos de vida medio de los decaimientos β^{-} . Debido a que τ_β disminuye a medida que se incrementan los neutrones (ver la escala logarítmica de la Fig. 5), la captura rápida de neutrones se hace cada vez más difícil cuanto más masivo es el isótopo. Para $Z > 56$ cada elemento puede poseer entre 6 y 10 isótopos estables.

3.1 Caminos de los R-Process y Núcleos Semillas

El conjunto de reacciones nucleares por r-process es el responsable de la abundancia de casi la mitad de los núcleos atómicos más pesados que el hierro en todo el universo ya que sintetizan a los núcleos de los cuatro isótopos más pesados de cada elemento. Hay que tener en cuenta que si bien las fuerzas nucleares son las responsables de la unión de los nucleones en una estructura estable, son los r-process quienes generan la abundancia de cada núcleo es-

table [6]. Cada isótopo estable, producto de un r-process, tuvo un comienzo en un isótopo inicial llamado *Núcleo Semilla*. Éstos se definen como los isótopos capaces de poder inicial cualquier reacción de síntesis y suelen ser los que están alrededor del $^{22}_{10}\text{Ne}$ y $^{56}_{26}\text{Fe}$ (Fig. 6)

Cuando un núcleo está ante un flujo intenso de neutrones, empieza a incorporarlos pero no puede hacerlo de manera indefinida. El límite máximo de incorporación de neutrones depende de la temperatura y de la densidad neutrónica del ambiente, que como se explicará más adelante, reciben el nombre de *Puntos de Espera*. A una dada temperatura y densidad neutrónica todos los isótopos de mayor abundancia poseen la misma energía de separación neutrónica S_n . Un *Camino de R-Process* es aquel que conecta todos los isótopos de mayor abundancia de todas las cadenas isotópicas, por lo tanto, cada camino posee igual S_n para

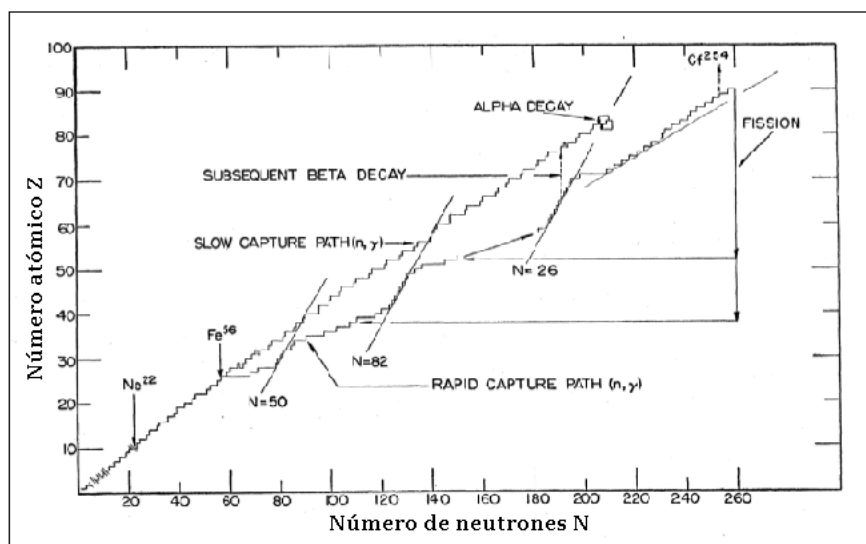


Figura 6. $^{22}_{10}\text{Ne}$ y $^{56}_{26}\text{Fe}$, dos núcleos semillas para la iniciación de caminos de captura neutrónica por s-process y r-process. El camino de s-process ocurre cercano a la línea de estabilidad y termina con un decaimiento Alfa por encima del bismuto. Para los r-process, a una temperatura de 10^9 K, la captura de neutrones se dará hasta que la energía de separación neutrónica decaiga hasta 2 Mev. En este Punto de Espera ocurrirá un decaimiento β^{-} antes de que se pueda unir otro neutrón. Fuente: Clayton, D. Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis.

thesis.

distintos valores de Z, y cada S_n marca un camino diferente de proceso r. [1]

La energía de enlace va disminuyendo ante la incorporación de cada neutrón, hasta desvanecerse hacia cero. Así, el valor mínimo que toma S_n es cero. Un balance estadístico de la ecuación (8) nos conduce a una nueva expresión de la misma, pero ahora en función de la temperatura T y la densidad de neutrones libres n_n

$$\log_{10}\left(\frac{n(A+1,Z)}{n(A,Z)}\right) = a \frac{S_n}{T} - \frac{3}{2} \log_{10}(T) + \log_{10}(n_n) - b \quad (9)$$

a y b son constantes positivas y n es la densidad numérica de cada núcleo.[5]

Cuando $\frac{n(A+1,Z)}{n(A,Z)} \leq 1$ no hay posibilidad de capturar neutrones, por lo tanto se requiere que

$\frac{n(A+1,Z)}{n(A,Z)} > 1$ para que un neutrón pueda ser añadido. Reordenando la ecuación (9) para

este último caso, se tiene

$$S_n \geq \frac{T}{a} \left(b + \frac{3}{2} \log_{10}(T) - \log_{10}(n_n) \right) \quad (10)$$

Si $T = 10^9 K$ y $n_n = 10^{24}$, se encuentra que $S_n \geq 2 \text{ Mev}$ [5]. Quiere decir que en estos ambientes de temperatura y densidad de neutrones libres, 2 Mev es la mínima energía requerida para que un núcleo pueda capturar neutrones. Mayores valores de S_n sugieren que la temperatura debe ser mayor, ó que la densidad de neutrones libres debe ser menor.

A pesar de que S_n se hace cada vez menor ante la captura de más y más neutrones, hay que añadir que debido al efecto de paridad, para un Z fijo, el decrecimiento de S_n se divide en dos: es mayor para N impar que para N par.

En la Fig. 5 se muestra uno de los posibles caminos de r process para $2 < S_n < 3 \text{ Mev}$. Allí mismo se puede observar que estos caminos son verticales para los Números Mágicos, esto es debido a que los tiempos de vida medio $T_{1/2}$ de dichos núcleos son muy largos (explicados por el Modelo de Capas Llenas), lo que implica que la abundancia de estos isótopos aumenta cuando -a una dada temperatura y densidad de neutrones libres- algunos Z consecutivos alcancen esa cantidad de neutrones. En estos valores de N se registra la abundancia máxima de cada isótopo, por lo tanto cada camino de r process pasará por dichos puntos en la gráfi-

ca de Segrè ya que S_n lo hará. Lo mágico de estos números radica en que para cada S_n existen grupos de sucesivos Z que poseen sus máximos de abundancia en estos N , haciendo que cada camino de r process se torne vertical allí.

3.2 Abundancias de los Isótopos para Distintas Fuentes

Hasta el presente se conocen 118 elementos de los cuales 80 poseen al menos un isótopo estable. También se sabe que toda la abundancia de 1_1H , 2_1H , 3_2He , 4_2He y 7_3Li que existe en el universo fue creada en el Big Bang. Pero conocer la abundancia del resto de los elementos y sus isótopos es un tema aún en investigación. La observación de abundancia estelar fue siempre la proveedora de la evidencia de elementos pesados, y a partir del descubrimiento de las ondas gravitacionales en el año 2017 una nueva fuente se incorporó: la fusión de dos estrellas de neutrones¹¹.

Los nucleídos generados por s -process pueden observarse directamente en el entorno estelar ya que sus caminos (ceranos a la estabilidad) poseen tiempos de vida medio del orden de los cientos de miles de años. Los generados por los r -process, en cambio, involucran tiempos en escalas del segundo y su observación implicaría poder observarlos mientras se van creando. Así que se asume que los creados por r -process son aquellos que quedan luego de descartar los que se crearon por s -process. [7]

En cuanto a los modelos nucleares, lo más importante a la hora de estudiar los r -process, es la masa de los núcleos involucrados. Existen diferentes modelos para describir la distribución de dichas masas y cada uno de ellos tendrá la capacidad de aproximar en mejor o peor medida las características que se quiera estudiar de los isótopos. Algunos de los modelos conocidos son: FRDM (Finite-Range Droplet Model), HFB21 (Hartree-Fock-Bogoliubov versión 21), WS3 (Weizsäcker-Skyrme), DZ31 (Duflo-Zucker versión 31) [7]. Al estudiar las

¹¹ Como se verá más adelante, la fusión de una estrella de neutrones y un agujero negro aún no ha sido comprobada como fuente de elementos pesados.

abundancias de los isótopos es muy importante quedarse con el modelo de masas que mejor aproxime a lo observado, ya sea en el rango de masas estudiado y/o en las fuentes generadoras.

Cuando las partículas involucradas pueden ser descritas por la distribución de Boltzmann, la *Abundancia* Y_i de un núcleo i puede ser expresada en función de ciertas propiedades nucleares como la energía de enlace nuclear B_i y la abundancia de protones y neutrones libres

$Y_n^{N_i}$ y $Y_p^{Z_i}$

$$Y_i = Y_n^{N_i} Y_p^{Z_i} \frac{G_i(T) A_i^{3/2}}{2^{A_i}} \left(\frac{\rho}{m_\mu} \right)^{A_i-1} \left(\frac{2\pi \hbar^2}{m_\mu KT} \right)^{\frac{3(A_i-1)}{2}} \exp\left(\frac{B_i}{KT} \right) \quad (11)$$

También involucra variables medioambientales como temperatura T y densidad ρ . G_i corresponde a la función de partición del núcleo i ya que la población, tanto del estado fundamental como del estado excitado, están en equilibrio térmico. [7]

En entornos donde existe un elevado flujo de neutrones libres – como puede ser el núcleo de una estrella por colapsar- existe simultáneamente una elevadísima temperatura. Ésta temperatura tan alta induce a los núcleos a la fotodesintegración¹², proceso que genera una gran emisión de neutrones desde el núcleo cuando éste decae (Fig. 8). Existe, de esta manera, una competencia entre la captura de neutrones y la pérdida de éstos; la primera por la lluvia de neutrones y la segunda por la fotodesintegración. La abundancia de un isótopo depende de ésta competencia y el máximo de abundancia ocurre a una determinada energía de separación neutrónica S_n (es decir, a una determinada temperatura y densidad de neutrones libres). Todo este proceso simultaneo se da en tiempos muchos menores que τ_β . Por lo tanto, si el valor de S_n define el camino del r process entonces el valor de τ_β determina la forma

¹² La Fotodesintegración es el proceso donde un núcleo absorbe un fotón gamma de muy alta energía convirtiéndolo en inestable debido al estado excitado en el cual lo colocó. Inmediatamente después el núcleo empezará a decaer.

de la curva de abundancia de los isotopos (Fig. 7).

Cuando un núcleo alcanza el equilibrio entre la captura y la fotodesintegración se dice que dicho núcleo es un *Punto de Espera*. A partir de acá –manteniendo la

misma densidad de neutrones y de temperatura- el núcleo no incrementa más su número másico. En lugar de eso, emprende un camino de

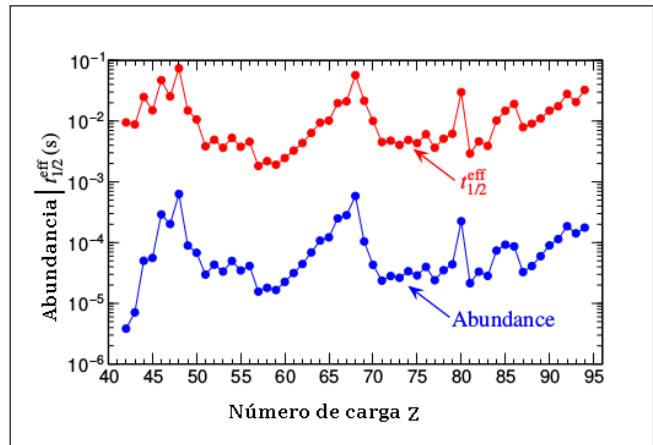
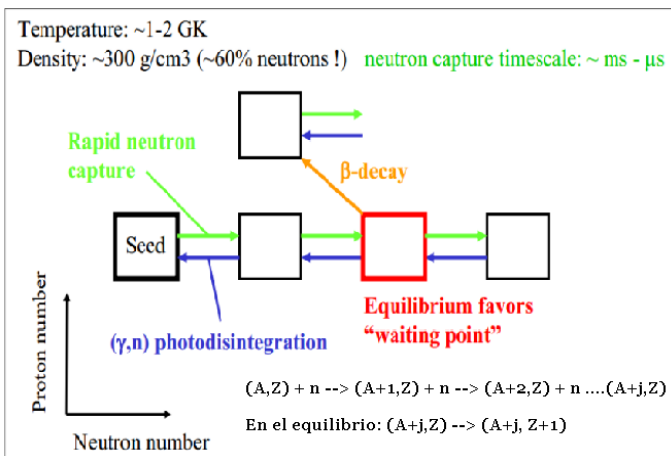


Figura 7. Abundancia de elementos por r -process comparado con el Tiempo de Vida Medio Efectivo $t_{1/2}^{eff}$ del decaimiento β^{-} de una cadena isotópica.

La abundancia de un elemento es proporcional a $t_{1/2}^{eff}$ pues alcanzado este tiempo los elementos empiezan a acumularse en cantidad y tardarán mucho tiempo en decaer. Fuente: [7]

decaimientos β^{-} hasta que llegue a un isotopo en donde $\tau_n < \tau_\beta$ y pueda volver a cap-

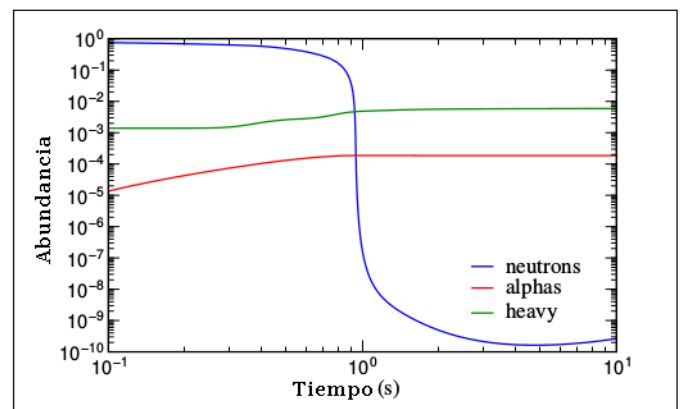


turar neutrones y volver a alcanzar otro Punto Espera. El proceso se esquematiza en la Fig.

8.

Figura 8. Proceso de captura y emisión de neutrones hasta lograr el equilibrio. Allí se encuentra el Punto de Espera. Fuente: <https://www.physics.ohio-state.edu/~ntg/6805/slides/rprocess>

Resumidamente, el r-process se da normalmente en dos fases; la primera que involucra la captura de neutrones y la fotodesintegración, y la segunda en donde el decaimiento β^{-} y captura de neutrones operan en escalas de

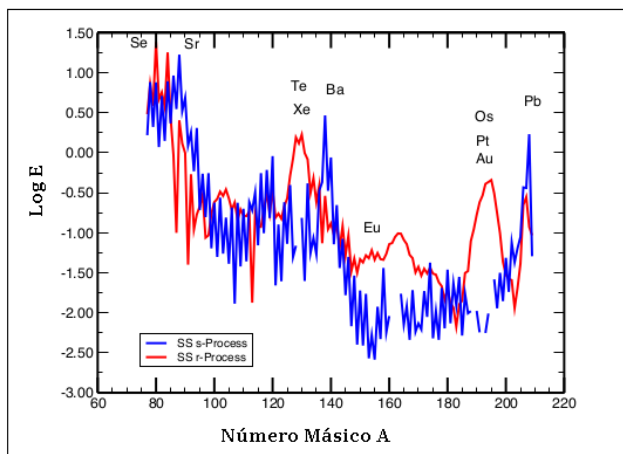


tiempo similares. En la Fig. 9 se observa el cambio de las abundancias en las dos etapas según el tiempo.

Figura 9. Evolución temporal de las abundancias de neutrones libres, partículas alfas y producción de núcleos pesados durante un r process. *Fuente:* [7]

Se detallarán a continuación las abundancias de los núcleos creados por procesos rápidos en

las posibles fuentes encontradas hasta el momento:



3.2.1 Abundancias en el Sistema Solar

Las abundancias nucleosintéticas más detalladas que se tienen hasta el momento son las del sistema solar. Algunos de los elementos encontrados fueron creados en el Big Bang, otros

en el interior de estrellas primogénitas en colapso y otros también en la unificación de un sistema binario. Luego fueron esparcidos al espacio interestelar.

Figura 10. Abundancia en el sistema solar. Elementos más pesados que el Fe formados por los mecanismos de nucleosíntesis de s-process y r-process. *Fuente:* [7]

Pertenecer a una región del universo que presenta evidencias de un evento astrofísico violento debido a la cantidad de elementos pesados que nos rodean, permite conocer más fácilmente sus abundancias y sirve como base de referencia.

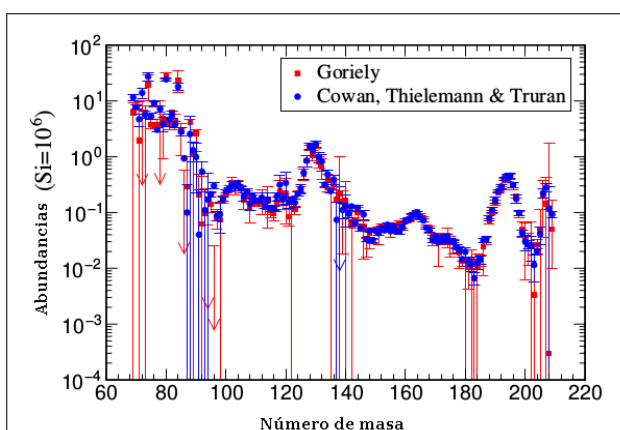
Haciendo mediciones de la atmosfera solar se obtienen estimaciones muy precisas de las abundancias debidas a nucleosíntesis.

Figura 11. Abundancias solares debidas exclusivamente a r-process. Se observa mayor incerteza para $A < 100$.
Fuente: [7]

Una vez identificados los elementos creados por s-process, el resto de ellos se deben a contribuciones de los r-process. Elementos como el Xe, Eu, Au son formados exclusivamente por r-process (Figs. 10 y 11).

Estos elementos también han sido encontrados en estrellas muy viejas y pobres en metales que pertenecen al halo exterior galáctico, dejando en evidencia que este proceso neutrónico -generador de elementos pesados- data de procesos astrofísicos violentos en la historia de nuestra galaxia y del universo. Se encontró que las abundancias en estas estrellas, mayormente para las tierras raras, eran menores que las encontradas en el Sol pero con la misma proporción relativa.

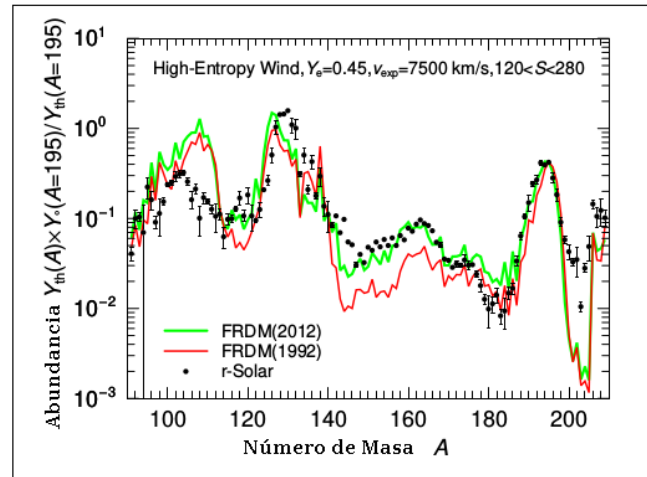
3.2.2 Supernovas de estrellas masivas



Los escenarios más esperados para una fuerte producción de elementos por procesos rápidos son los colapsos nucleares de estrellas masivas, sin embargo las observaciones no aportaban la cantidad de isótopos esperados por los modelos utilizados hasta el momento. La ecuación de estado nuclear es de gran im-

portancia para modelar estos sitios proveyendo, entre otras, a la presión que es la responsable de la parte dinámica y la composición nuclear. Una nueva simulación basada en el lla-

mado “*Viento de Neutrinos*” predice que luego de la explosión de supernova, la protoestrella entra en una fase de enfriamiento. Este modelo relaciona las condiciones relevantes de la nucleosíntesis con ciertas propiedades fundamentales como la energía promedio, masa y radio de la estrella



proto-neutrónica. Estas simulaciones aportan excelentes resultados excepto en la entropía y en la relación global ‘protón a neutrón’ Y_e . [7]

La Fig. 12 muestra un muy buen ajuste a las abundancias de r-process solares, especialmente cuando se usan los nuevos modelos de masas nucleares FRDM. Sin embargo, simulaciones hidrodinámicas indican que estas altas entropías están fuera de alcance pero aun así serían capaces de aportar picos más débiles en las abundancias. [7]

Figura 12. Resultados de un cálculo de r process asumiendo $Y_e=0.45$, velocidad de expansión de materia por viento de neutrinos $v_{exp}=7500$ km/seg y una superposición de entropías entre 120 y 280 $\frac{k_B}{barion}$. Fuente: [7]

Estudios posteriores indican que la mayoría del material eyectado es rico en protones más que en neutrones. Una solución a este problema sería suponer que la materia eyectada está en poco contacto con el viento de neutrinos dando lugar a las llamadas *Supernovas de captura Electrónica* (cuyas masas rondan entre las 8 y 10 M_\odot) y que producirán elementos cuyas abundancias no superarán el tercer pico de la Fig. 12.

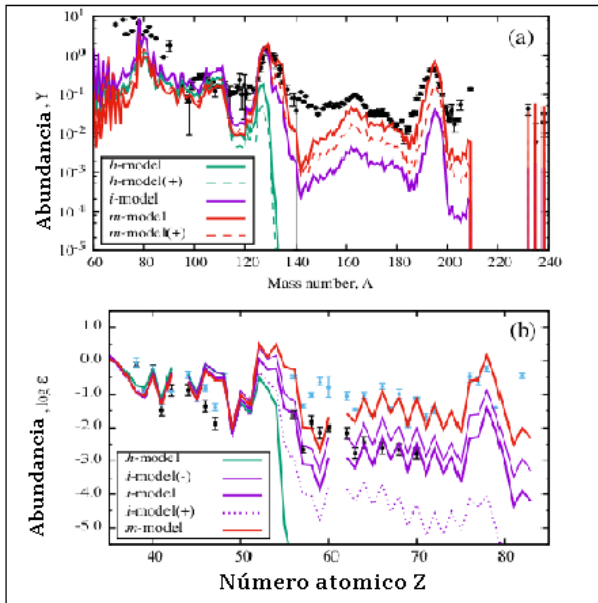
Uno de los requerimientos necesarios para que ocurran r-process es que el medioambiente aporte una alta proporción de semillas, pero cuando el viento neutrónico es de alta entropía

sólo puede alcanzarse una muy baja abundancia de ellas. Las Supernovas de colapso nuclear de masas en rangos entre 11 y 15 M_{\odot} son de baja metalicidad y baja abundancia de semillas, y se puede mostrar que éstas son capaces de producir núcleos con $A > 200$. Las abundancias solares por r-process concuerdan muy bien con las encontradas en estrellas de muy baja metalicidad.

Las *Supernovas Magneto-Rotacionales con Eyecciones Polares* (ó *Magneto-Hydrodynamic Supernovae MHD-SNe* en inglés), también llamadas *Magnetares* son otras fuentes astronómicas para la creación de elementos por r-process. Estas estrellas, cuyos núcleos en colapso giran muy rápido y generan fuertes campos magnéticos ($\sim 10^{15} G$), se convertirán en

Figura 13. Abundancias del cálculo de nucleosíntesis variando la relación entre el campo magnético y el mecanismo de calentamiento de neutrinos en supernovas para distintos modelos MHD. (a) Abundancias nucleosintéticas incluidas las solares por r-process (puntos negros). (b) Abundancias de estrellas pobres en metales. Fuente: [7]

estrellas de neutrones luego de la explosión. Simulaciones de MHD para las estrellas progenitoras de esta remanente estrella de neutrones, con masas $\sim 15 M_{\odot}$, confirman la eyección de materia por sus polos. Las últimas simulaciones analizan distintas condiciones como Tasas de Rotación y Campos Magnéticos Iniciales, entre otras. Si los campos magnéticos son los suficientemente fuertes como para evitar torceduras en las eyecciones polares, las distintas simulaciones de explosiones MHD, basadas en la relatividad especial, muestran distintos resultados de nucleosíntesis por r-process (Fig. 13). [7]



Otra de las fuentes astronómicas para los r-process son las mega-energéticas supernovas llamadas *Hipernovas*, cuya energía cinética es diez veces mayor a las SNe ($\sim 10^{52}$ erg). La más luminosa y potente hasta ahora conocida es la Supernova Tipo Ic 1998bw (SN Ic), que fue capaz de sintetizar y eyectar $0.5 M_{\odot}$ de ${}^{56}_{28}\text{Ni}$ con una energía de explosión de $\sim 3 \times 10^{52}$ erg. [7]

En el caso de las estrellas supermasivas ‘no rotantes’ que luego de explotar se convierten en estrellas de neutrones, pueden eventualmente incrementar su masa para luego convertirse en un Agujero Negro (BH) sin emisión de rayos gamma. Pero si éste BH rotase, y si su disco de acreción creciese en $0.1 M_{\odot} \text{seg}^{-1}$ en presencia de un elevado campo magnético, se convertiría en una Hipernova con emisión de ráfagas de rayos gamma (Jets) de larga duración llamadas *Collapsar*. Para entender estas eyecciones se han hecho simulaciones hidrodinámicas inyectando artificialmente altas energía de explosión ($>10^{52}$ erg) y a pesar de los muchos intentos de modelizar estos acontecimientos, se encontró que un medio ambiente rico en neutrones propicio para la formación de elementos pesados por medio de r-process depende del radio del disco de acreción. Y si el flujo de salida ocurre en regiones exteriores al disco (Fig. 14), se encuentra una consistencia con la cantidad de ${}^{56}_{28}\text{Ni}$ observado. Aunque en el caso de campos magnéticos enormemente intensos, pueden considerarse radios menores (más cercanos al centro del Collapsar). Simulaciones muy recientes de modelos MHD para la efusión en el disco de acreción indican que pueden ser eyectadas más de $1 M_{\odot}$ de material de r-process. En este caso, sería suficiente un evento entre diez mil para explicar las abundancias solares por r-process.[7]

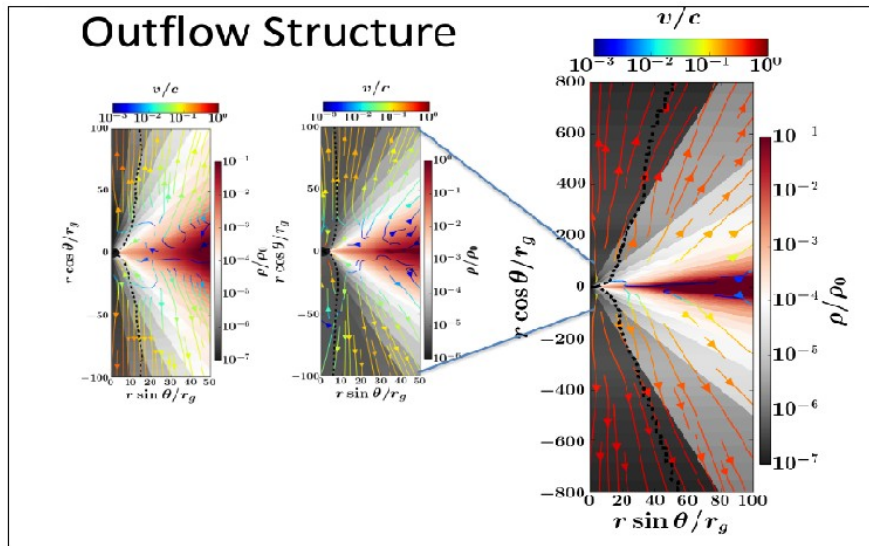


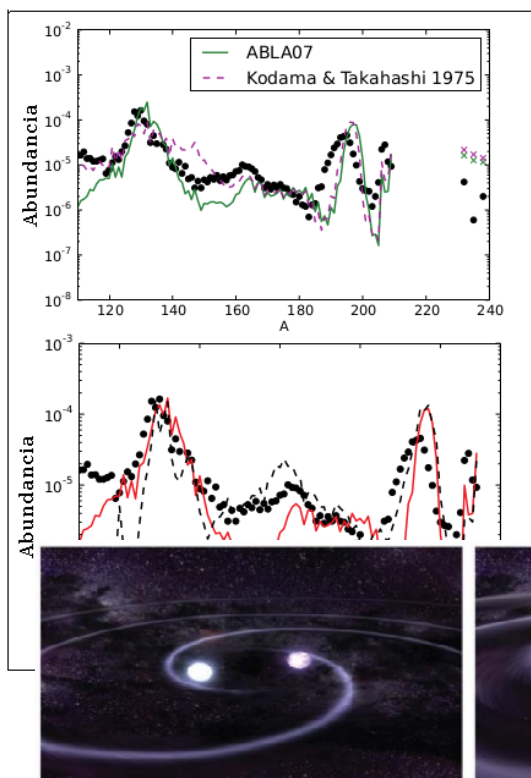
Figura 14. Estructura del flujo de salida de un Collapsar. La velocidad del flujo de salida $\sim 0.1-0.3 c$. Fuente: *Shane D. et al. Simulations of Accretion disks and outflows.*

3.2.3 Sistemas Binarios

Los sistemas binarios de fusión predichos por las ondas gravitacionales de la relatividad general han sido otras de las fuentes postuladas a ser creadoras de elementos pesados por r-process. Se han realizado extensas investigaciones con respecto a las predicciones de nucleosíntesis, que junto a un tratamiento puramente relativista –con la incorporación de campos magnéticos en interacción con neutrinos- fueron capaces de dar un modelo para investigar las fusiones de dos estrellas de neutrones (NS-NS) (ver Imagen 1) o de una estrella de neutrones y un agujero negro (NS-BH). Ambos modelos de fusión (NS-NS y NS-BH) están acompañados por un disco de acreción masivo alrededor de un objeto central compacto. En el proceso de fusión de los dos cuerpos (Coalescencia) la materia es eyectada debido a la conservación del momento angular, en tiempos del milisegundo y a velocidades $v \sim 0.2-0.4 c$. [7]

Para el caso de NS-NS, la cantidad de materia eyectada y sus propiedades dependen de la compacidad de las estrellas de neutrones y sus relaciones de masa. Se estima que dicha cantidad está en el rango de $10^{-4} - 10^{-2} M_{\odot}$ obedeciendo a una ley de aproximación para la distribución de masa angular $F(\theta) = \text{sen}^2(\theta)$.

Imagen 1. Esquematzación de la fusión de dos estrellas de neutrones. Durante la fusión se forman grandes cantidades de elementos pesados. Fuente: *Frebes A. and Beers T., The Formation of the Heaviest Elements.*



Los remanentes centrales compactos de esta fusión pueden ser –según la Masa Total M_t del sistema binario - una estrella de neutrones estable (NS), una estrella de neutrones masiva (MNS), una estrella de neutrones híper-masiva (HMNS) o un agujero negro (BH). En el caso que la Masa Total M_t supere un va-

lor de Masa Critica M_c , el remanente central será un BH. Esto ocurre en tiempos del orden de los milisegundos. Por otro lado, si $M_t < M_c$, el resultado será cualquiera de los otros casos dependiendo de la masa inicial del sistema binario M_t . [7]

Las abundancias de nucleídos resultantes de los modelos de simulaciones para los r-process mediante una eyección dinámica en una fusión NS-NS, pueden verse en la Fig. 15. En ambas gráficas se usan las vidas medias de desintegración $\beta^{-\dot{i}\dot{i}}$ y un conjunto de distribuciones de fragmentos de núcleos en fisión. Las desintegraciones $\beta^{-\dot{i}\dot{i}}$ –que son más rápidas para núcleos pesados - causan una aceleración en la producción de elementos por r-process y libe-

ran (en las fases finales) aquellos núcleos que, en las etapas anteriores, eran propensos a la fisión. [7]

Figura 15. Abundancias de elementos por r-process en una fusión NS-NS en comparación con las abundancias solares (puntos negros). *Arriba:* Utilizando predicciones relativamente viejas (1975) de tiempos de vida medios de decaimientos $\beta^{-\beta\beta}$ para la fisión de núcleos. *Abajo:* Utilizando predicciones relativamente nuevas (2008) de tiempos de vida medios de decaimientos $\beta^{-\beta\beta}$ para la fisión de núcleos (línea negra discontinua) en comparación con la de 1975 (línea roja que es idéntica a la línea verde de la gráfica superior). Como se puede ver en ambas gráficas, el tercer pico de abundancia ocurre en etapas finales impulsadas por los neutrones liberados en las fisiones de núcleos. *Fuente:* [7]

En el caso de las fusiones NS-BH, la expulsión de materia requiere que previamente la NS esté disrumpida, esto significa que la fuerza de las mareas de las ondas gravitacionales del BH sea mayor que la de la propia gravedad de la NS. La materia eyectada es mucho más anisotrópica que en el caso de fusiones NS-NS y pueden alcanzar $\sim 0.1 M_{\odot}$, con una velocidad de eyección anisotrópica de $0.2-0.3c$. [7]

Se ha observado que este material es muy rico en neutrones y no está afectado por la irradiación de neutrinos. Finalmente, el remanente de esta fusión es un BH central con un disco de acreción alrededor del mismo.

Este es un resultado común a ambos sistemas de fusiones binarias compactas, donde un disco de materia gira en torno al objeto central compacto recién formado.

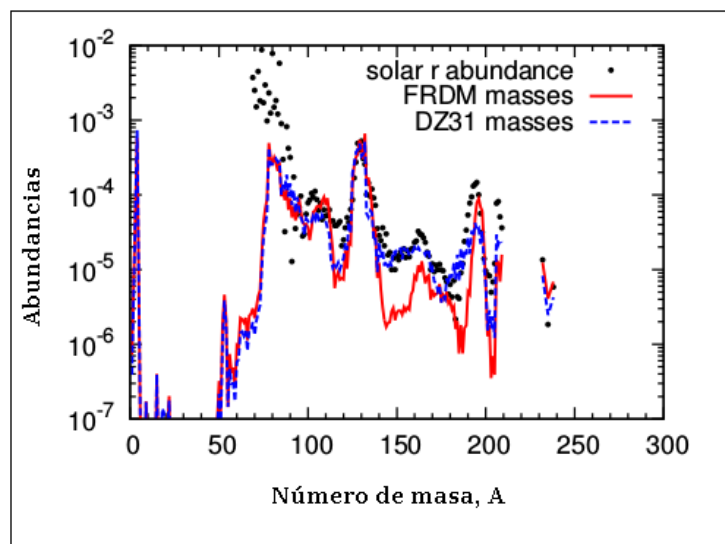
Más del 40 % de la materia total se eyecta desde los discos de acreción y los elementos creados por r-process provienen de esta región. En la Fig. 16 pueden verse los picos de abundancias obtenidos por simulaciones de un disco de acreción de un agujero negro. En las tres simulaciones la abundancia de núcleos pesados aparece como un tercer pico, coincidentes las tres en torno a $A=195$. Los detalles de estos resultados dependen de la viscosidad del dis-

co, la masa inicial del sistema binario, el spin del agujero negro y del aporte de la física nuclear afectando así a la creación de núcleos pesados más allá de $A=195$. [7]

Figura 16. Abundancias de núcleos por r-process en las simulaciones del BH y su disco de acreción resultante de una fusión NS-BH. Se supuso que la masa del BH remanente era de $3 M_{\odot}$ y la masa del disco de $0.03 M_{\odot}$ y un spin de BH desvaneciente. Se comparan los dos modelos de masa FRDM y DZ31 (Duflo -Zuker) con las abundancias solares (puntos negros). Fuente: [7]

3.3 Evolución Química Galáctica

La distribución y transporte de elementos en el disco galáctico nos indica la historia de la



nucleosíntesis a través del medio interestelar (ISM) a lo largo del tiempo. Investigar sobre la distribución de la materia interestelar permite entender la retroalimentación y la turbulencia durante la conducción y difusión de elementos pesados en el ISM y evaluar estadísticamente el papel del entorno de las galaxias y la dinámica de su disco. El estudio

de regiones enriquecidas –y también las pobremente enriquecidas- permiten abordar hasta qué punto la formación de estrellas es activada por el flujo de gas interestelar de estrellas de generaciones anteriores.

El estudio a través de simulaciones y observaciones indican que las abundancias químicas galácticas provienen de la producción y construcción de elementos pesados por nucleosíntesis estelar que generalmente se rastrean a través de las abundancias de oxígeno y nitrógeno en las regiones HII¹³. Dando el tiempo de vida medio de las estrellas supermasivas (< 10 millones de años) que se forman en estas regiones, las regiones HII indican las abundancias químicas instantáneas en el ISM. [8]

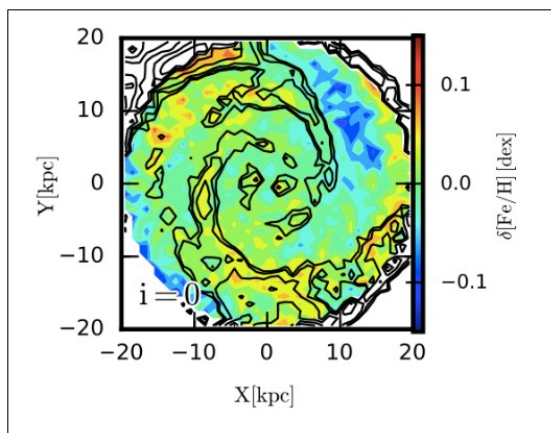
Existen distintos modelos para representar la *Evolución Química Galáctica*, uno de ellos es la Aproximación de Mezcla Instantánea (IMA) que simplifica el movimiento de masa dentro de la misma. Supone que toda la materia eyectada por explosiones se enfría y se mezcla instantáneamente en el medio interestelar, pero estas aproximaciones (Homogéneas) dan como resultado el valor promedio de las relaciones entre elementos y no muestran una dispersión que pueda observarse. Por lo tanto, para un estudio detallado esta aproximación no es suficiente. [7]

Es de esperar, entonces, que sean las inhomogeneidades las responsables de la evolución química galáctica. Para que haya una inhomogeneidad local en algún lugar de la galaxia es necesario que una cantidad limitada de IMA esté contaminada y mezclada con material que haya sido eyectado en algún evento. Esta mezcla no homogénea podría producir mayor proporción de elementos en aéreas fuertemente contaminadas, y menor proporción en aéreas menos contaminadas. Esto significa que la dispersión para una proporción $\left[\frac{X}{Fe} \right]$ (a bajas metalicidades) puede ser un activo útil en el origen del elemento X . [7]

¹³ Las regiones HII son nebulosas (nubes de gas y plasma) de emisión en la cual se forman estrellas muy masivas capaces de emitir, principalmente, luz ultravioleta que ioniza el gas circundante. Contienen gran cantidad de Hidrogeno atómico ionizado (por eso su nombre) y pueden ser vistas, gracias a su emisión, por telescopios a pesar de las grandes distancias que nos separan de ellas. El estudio de estos objetos es importante para determinar distancias y composición química de galaxias. *Fuente: Wikipedia.*

En una etapa temprana de la evolución galáctica, solo algunas estrellas han de haber explotado y han impregnado toda la vecindad con el material expulsado enriqueciéndolo con gran cantidad del elemento X producido antes de la explosión.

Figura 17. Simulación de alta resolución del tamaño del halo de la Vía Láctea. La distribución de masa traza el patrón de espiral. El mapa de colores muestra una densidad de partículas ricas en metales en el lado externo del brazo espiral impulsados por movimientos de transmisión sistemáticos de los brazos. *Fuente:* [8]



La gran producción de estos elementos causará una gran dispersión cuando se observe esa región. Así, especialmente para el estudio de los elementos creados por r-process como el Eu, es que este modelo inhomogeneo IMA es el más utilizado para el estudio de la evolución química galáctica.

La distribución morfológica de las inhomogeneidades dentro del disco puede verse en la Fig. 17. En contraste con las observaciones, estas distribuciones de masa no son las mismas para todas las galaxias, por eso deben estudiarse individualmente. En la Fig. 18 puede verse la distribución de la Gran Galaxia Espiral Barrada catalogada como NGC 1365 que dista a 56 millones de años luz de la Tierra y en donde se han registrado las supernovas 2012fr, 2001du y 1983v entre otras.

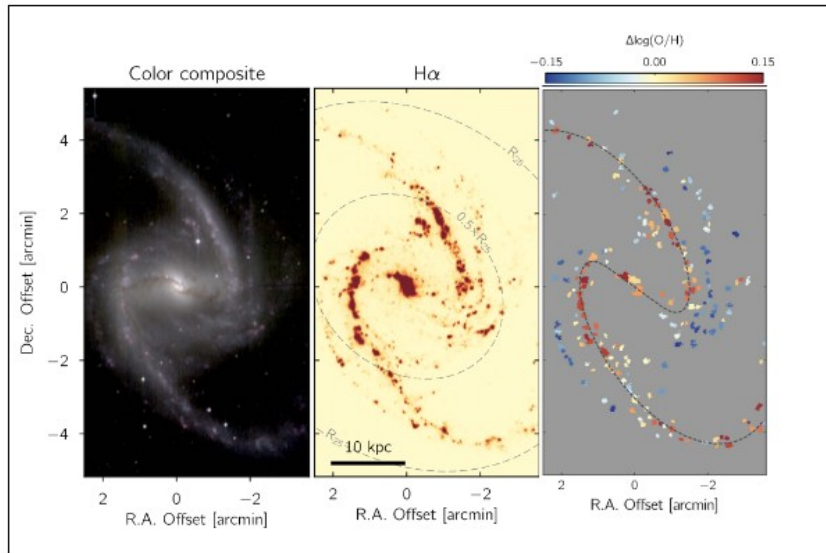


Figura 18. NGC 1365. Imagen compuesta (izquierda), emisión H_{α} (centro) y abundancia en Oxígeno (derecha). Fuente: [8]

4 Conclusiones

La primera conclusión que se debe hacer es que la Captura Neutrónica es el proceso más importante en los r-process. En las etapas finales de estos procesos, los núcleos emprenden sus caminos hacia la estabilidad. Así, las propiedades de los Decaimientos β son los responsables en la formación de los núcleos pesados influyendo en la altura de los picos y subpicos de abundancia. La producción de energía por estos decaimientos es importante para entender las emisiones electromagnéticas detectables por observación astronómica. Los Decaimientos alfa también son de gran importancia en las etapas finales ya que desde los actínidos empiezan las cadenas de decaimientos haciendo posibles, con su emisión, la observación astronómica. Estos también explican las abundancias de Pb.

Las Fisiones, también de las etapas finales de los r-process, son importantes ya que pueden darle una forma al patrón de abundancia final. Las fisiones dividen los núcleos dando lugar a ‘hijos’ de masas intermedias o, incluso, a núcleos superpesados.

Respecto a los modelos que simulan las fuentes, a los resultados que éstos arrojan y a las observaciones astronómicas, se tienen las siguientes conclusiones:

- Los modelos de fusión de objetos compactos de sistemas binarios indican que son sitios prolíferos para la nucleosíntesis por r-process eyectando alrededor de $10^{-2} M_{\odot}$ y otra cantidad similar desde los discos de acreción. Estos eventos producen los núcleos pesados y cantidades significativas de las abundancias solares para $A < 130$. La fusión NS-NS denominada como GW170187, fue la primer observación de las Ondas Gravitacionales que probó (y confirmó) a este evento astronómico como un sitio de producción de elementos pesados por r-process. La fusión NS-BH requiere de mayor estudio para ser confirmada como productora de elementos por r-process a pesar de que las predicciones por simulación indiquen que la materia eyectada sea $\sim 0.1 M_{\odot}$. [7]
- Existen algunas observaciones que indican que los Magnetares serían propicios para la formación de elementos por r-process. Sin embargo, para poder explicar mejor el rol de los altos campos magnéticos se requiere de complejísimas simulaciones que luego deberán corresponderse con las observaciones. Se espera para el futuro un estudio más detallado que aporte resultados para confirmar que este sea un sitio de producción de núcleos pesados por r-process (y en qué cantidad).[7]
- Simulaciones muy recientes de Collapsars indican que una gran cantidad de material ($> 1 M_{\odot}$) se ha producido por r-process. Se necesitan más simulaciones para entender si el grupo completo de estrellas masivas que conducen a Hipernovas, Collapsars, y Emisores de Rayos Gamma (GRBs) de larga duración, concuerdan con los resultados predichos y éstos, además, con los datos obtenidos por observación. [7]
- Las observaciones indican la presencia de elementos de captura neutrónica en las estrellas de bajas metalicidades del Halo Galáctico. En algunos casos, lo detectado in-

dica un patrón completo de abundancias de elementos por r-process, y en otros casos parcial o incompleto. Pero todas las estrellas tempranas tienen algún nivel de enriquecimiento por r-process. La detección de esta abundancia indica la nucleosíntesis temprana en la historia de la galaxia y provee importantes pistas acerca de la naturaleza de sus primeras estrellas. Las observaciones en las estrellas de bajas metalicidades de nuestra galaxia y en galaxias pequeñas, muestran sustanciales variaciones en elementos por r-process indicando que son sitios de producción con bajas tasas de eventos y altas cantidades de eyección de material. [7]

Debido a la disponibilidad de datos atómicos experimentales y a la precisión de las observaciones, la determinación de las abundancias por r-process ha permitido ‘datar’ a las estrellas gracias a la detección de elementos de largos tiempos de vida medios como ser el Torio y Uranio.

Las observaciones de las evoluciones de los elementos pesados por r-process en comparación al Fe, requieren de simulaciones inhomogeneas para explicar la evolución galáctica. La abundancia estelar de Fe provee una línea de tiempo aproximada de la edad de las estrellas; las más pobres en Fe son muy viejas y las ricas en Fe (como el Sol) son mucho más jóvenes.

Aún no está claro si las fusiones de objetos compactos de sistemas binarios pueden, por sí solas, explicar las observaciones de baja metalicidad. Sin embargo, son las responsables de la cantidad de elementos por r-process en nuestro sistema solar (y nuestra galaxia).

La primera observación de un sitio de producción de elementos por r-process fue el evento GW170817 del año 2017, confirmando que las fusiones de estrellas de neutrones son los eventos más probables para la producción de núcleos de elementos pesados. [7]

5 Referencia Bibliográfica

- [1] Cowan, John J. and Thielemann, Friedrich-Karl. *R-Process Nucleosynthesis in Supernovae*. Physics Today. <http://www.physicstoday.org>
- [2] Sears, Zemansk et. al. *Física Universitaria con Física Moderna*. Vol II, Undécima edición.
- [3] Nunes, Filomena M. and Thompson, Ian J. *Nuclear Reactions for Astrophysics*.
- [4] Clayton, Donald D. *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*. 2009
- [5] Burbidge, M. and Burbidge, G., et. al. *Synthesis of the Elements in Stars*. Reviews of Modern Physics. Vol. 29. Número 4.
- [6] Wikipedia, free encyclopedia.
- [7] Cowan, J., Sneden, C., et al. *Making the Heaviest Elements in the Universe: A Review of the Rapid Neutron Capture Process*. arXiv Enero 2019.
- [8] Kreckel, Kathryn et al. *Mapping Gas Phase Abundances and Enrichment Patterns Across Galaxy Disk*. arXiv Marzo 2019.