

Núcleos en el Universo

Dolores Cortina Gil y Gabriel Martínez Pinedo

Introducción

La astrofísica nuclear es una rama relativamente joven de la física entre cuyos objetivos destaca la descripción de las reacciones mediante las cuales tiene lugar la generación de energía y la síntesis de elementos químicos en el Universo. Se trata de un campo multidisciplinar que combina observaciones astronómicas, el análisis de la composición de meteoritos, la modelización astrofísica y la física nuclear tanto experimental como teórica.

En 1957, E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler and F. Hoyle y de manera independiente A. G. W. Cameron publicaron sendos artículos clave [1,2], donde se definen los principales procesos que explican la transformación de unos núcleos en otros, asentando las bases de la astrofísica nuclear.

A lo largo de la segunda mitad del siglo XX, la Astrofísica nuclear ha conseguido importantes logros que sin duda están íntimamente conectados al impresionante avance experimentado por las técnicas instrumentales y de medida asociadas y por la capacidad de cálculo numérico.

Los diferentes procesos de nucleosíntesis que tienen lugar durante la vida de una estrella dan lugar a la creación de nuevos elementos químicos que son expulsados al medio interestelar. Estos elementos pasan a formar parte de una nueva generación de estrellas, y pueden ser detectados mediante estudios espectroscópicos. La mejora de las técnicas utilizadas en instrumentación observacional y de los métodos de detección espectroscópicos, la construcción de grandes telescopios como el VLT y el Keck a los que pronto se añadirá el GranTeCan, y la posibilidad de hacer observaciones desde el espacio sin la interferencia de la atmósfera terrestre (telescopios Hubble, Chandra, XMM Newton e Integral), ha permitido obtener toda una nueva visión del universo que nos rodea.

La física nuclear experimental tampoco ha sido ajena a todos estos avances tecnológicos, desarrollando haces de núcleos estables e inestables y la instrumentación necesaria para realizar experimentos de precisión. Las reacciones nucleares que intervienen en los procesos astrofísicos son reacciones de fusión; reacciones de captura de protones, de neutrones y de partículas alfa y sus inversas; y procesos mediados por la interacción débil tales como desintegraciones beta, capturas de electrones y de neutrinos. En algunos casos se miden reacciones inducidas por núcleos estables a energías próximas a las que se dan en las estrellas, con secciones eficaces muy pequeñas, que necesitan el uso de instalaciones subterráneas (LUNA) capaces de blindar los equipos de detección a la radiación de origen cósmico. En otros casos, se estudian reacciones inducidas por núcleos inestables (también llamados núcleos exóticos), con una vida media muy corta, y difíciles de sintetizar en el laboratorio con la tecnología actual. No obstante, en las últimas décadas, numerosas instalaciones de haces de núcleos exóticos

(Louvain la Neuve, GANIL, GSI, ISOLDE) han desarrollado programas experimentales en los que se han determinado las propiedades fundamentales (masas y vidas medias) y propiedades de la estructura de núcleos claves en reacciones de interés astrofísico. Igualmente se han medido un número importante de secciones eficaces asociadas a los diferentes procesos de nucleosíntesis. Por otro lado la construcción de instalaciones de tiempo de vuelo de neutrones (n_{ToF} @CERN) ha permitido el desarrollo de programas dedicados al estudio de la captura neutrónica. Así mismo, las nuevas instalaciones que se construirán en los próximos años (FAIR, SPIRAL 2) incluyen en sus programas científicos el estudio de reacciones nucleares de interés astrofísico.

En la mayor parte de los modelos astrofísicos la física nuclear teórica es necesaria para convertir un dato experimental en el ritmo de reacción que es necesario en la aplicación astrofísica concreta. Ahora mismo nos encontramos al comienzo de una nueva era de desarrollo de modelos teóricos basados en primeros principios (*ab-initio*). Esto permitirá reducir las incertidumbres asociadas con extrapolaciones a regiones de la carta de núcleos que no han sido exploradas experimentalmente, pero que son relevantes para diferentes procesos astrofísicos como es el caso de núcleos muy ricos en neutrones para el proceso r .

De forma complementaria, se han producido grandes avances en la modelización astrofísica de las diferentes etapas de evolución estelar. Los desafíos actuales se centran en la realización de simulaciones en tres dimensiones espaciales de los diferentes fenómenos astrofísicos y en particular de las espectaculares explosiones de supernova tanto termonucleares como debidas al colapso gravitatorio.

En las siguientes secciones se describen los diferentes procesos que explican la generación de energía y síntesis de los elementos que forman nuestro Universo. La Figura 1 representa una carta de núcleos en la que se muestran de forma esquemática las diferentes rutas por las que transcurren cada uno de los procesos de nucleosíntesis y las abundancias con que los diferentes elementos aparecen en el Sistema Solar.

Nucleosíntesis primordial

El modelo cosmológico del Big Bang parte de la hipótesis de que nuestro universo actual es el resultado de la expansión desde un estado inicial extremadamente denso y caliente. Al expandirse la temperatura decrece, lo que permite la formación de neutrones y protones a partir de una “sopa” inicial de gluones y quarks. En este momento comienza la época de nucleosíntesis primordial que dura aproximadamente 3 minutos [3] y que comúnmente se denota como BBN por sus siglas en inglés (“Big Bang Nucleosynthesis”). Debido a la gran cantidad de fotones presentes (altas temperaturas), la rápida expansión y al hecho de que no existen núcleos

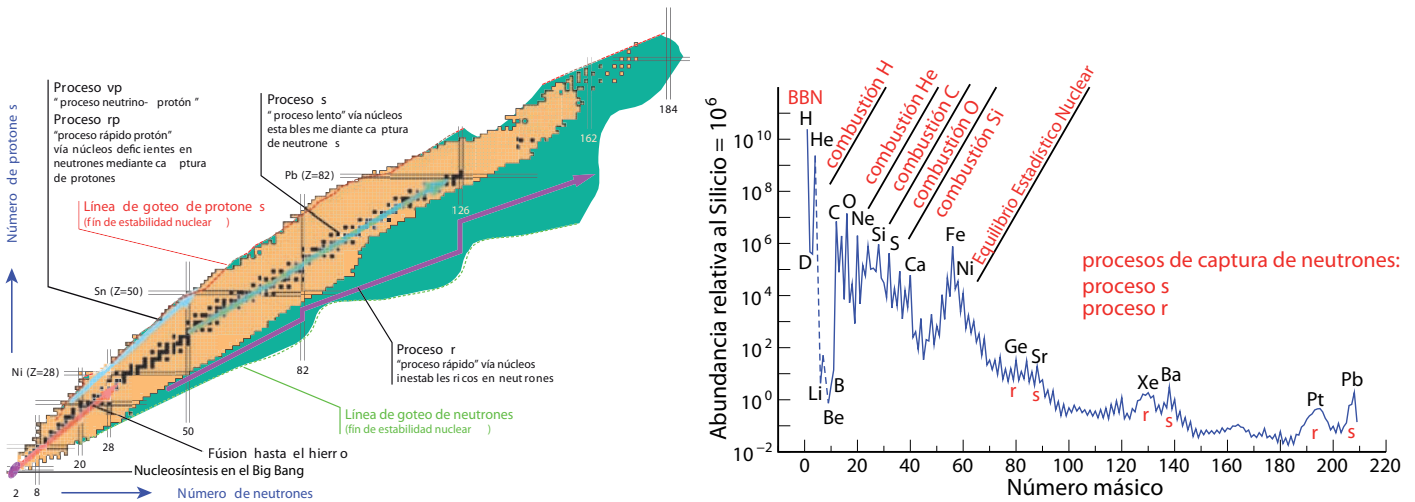


Figura 1. Principales procesos responsables de la generación de energía en las estrellas y la nucleosíntesis asociada. El panel izquierdo (adaptado del material informativo de FAIR disponible en www.gsi.de/fair/overview/info/index_e.html) muestra la localización de los diferentes procesos en la carta de núcleos. El panel derecho muestra las abundancias de los diferentes isótopos observadas en el sistema solar y los diferentes procesos que contribuyen a la creación de estos isótopos. Las abundancias están arbitrariamente normalizadas de manera que la abundancia del silicio es 10^6 .

estables con un número de nucleones (protones y neutrones) igual a 5 y 8, los únicos elementos producidos son principalmente hidrógeno y helio (^3He y ^4He) con abundancias residuales de deuterio y litio (^6Li y ^7Li).

Las predicciones para las abundancias de elementos ligeros producidas durante el Big Bang están de acuerdo con las observaciones de abundancias de deuterio y helio (^4He), para un valor de la razón de fotones a bariones que es consistente con observaciones recientes del fondo de microondas [4]. Es importante resaltar que BBN nos permite “observar” el universo cuando éste tenía solamente unos pocos minutos de edad, mientras que el fondo de microondas corresponde a una edad de unos 300 mil años. A pesar del buen acuerdo en la predicción de los elementos más ligeros, la teoría predice una abundancia de litio (^7Li) superior en un factor 2–3 a la observada. Este hecho ha desencadenado toda una serie de estudios observacionales con el objetivo de determinar las abundancias primordiales de ^6Li and ^7Li [5,6] junto con nuevas medidas experimentales de las reacciones $^7\text{Be}(d,p)^6\text{Li}$ [7] y $d(\alpha,\gamma)^6\text{Li}$ [8].

Evolución de las Estrellas

Dado que en el Big Bang solamente se produjo hidrógeno y helio, el resto de los elementos tienen que sintetizarse en otro lugar. Actualmente, está bien establecido que la producción de elementos ligeros ocurre mediante las reacciones de fusión que tienen lugar en el interior de las estrellas.

Procesos nucleares y nucleosíntesis durante la combustión hidrostática

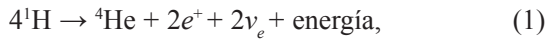
Las estrellas se forman a partir de la contracción de grandes nubes moleculares por su propia gravedad. Estas nubes están constituidas principalmente por hidrógeno y helio, junto con pequeñas trazas de otros elementos más pesados que en astrofísica se denominan metales y que han sido formados en anteriores explosiones de supernova. Podemos decir que una estrella nace en el momento en que

la temperatura en su centro es lo suficientemente elevada para desencadenar los primeros procesos de combustión nuclear. Una estrella puede definirse como una esfera de gas autoluminosa. Dado que el Sol es la estrella que mejor conocemos es conveniente tomarlo como referencia a la hora de definir propiedades estelares. El Sol posee un radio de unos 700 mil kilómetros, lo que equivale a 109 veces el radio de la Tierra. Su masa es 330 mil veces la masa de la Tierra. La temperatura en su superficie es de 6000 grados, mientras que en el centro es de 15 millones de grados. Allí la densidad es 160 veces la densidad del agua. El Sol emite cada segundo la misma energía que consumiríamos en la Tierra durante 4 millones de años al ritmo actual de consumo de energía.

Las estrellas emiten luz (energía) por sí mismas, lo que significa que existe en su interior algún proceso generador de energía. Por otro lado sabemos que la vida de las estrellas es muy larga. La edad de la Tierra se ha estimado en unos 4.500 millones de años, por lo que el Sol debe tener, al menos, esa edad. El único proceso que conocemos actualmente capaz de generar la energía liberada por una estrella a lo largo de su vida es la conversión de masa en energía mediante procesos de fusión nuclear. La existencia de reacciones nucleares en estrellas pudo confirmarse de manera directa con la observación de tecnecio en 1952 en el espectro de una estrella. El tecnecio no posee ningún isótopo estable, por lo que su observación indica que se ha producido mediante alguna reacción nuclear, de la misma manera en que se produce comercialmente en la Tierra.

Dado que cuando nacen las estrellas están constituidas principalmente por hidrógeno, un mecanismo natural para explicar la generación de energía es la fusión de 4 núcleos de hidrógeno (protones) para dar un núcleo de helio (partícula alfa, α). Hans Bethe propuso una explicación a este proceso en 1939 [9, 10], al sugerir la existencia de dos posibles mecanismos hoy denominados cadena *pp* y ciclo CNO. El resultado neto de ambos procesos es la conversión de cuatro protones en

un núcleo de helio que puede escribirse de manera simbólica por la relación



en la que además de un núcleo de helio (^4He , partícula α) se producen dos positrones (e^+) y dos neutrinos electrónicos (ν_e). La energía liberada en el proceso equivale a un 0.7% de la masa inicial de los 4 núcleos de hidrógeno. La diferencia de masa se convierte en energía. Para poder mantener su ritmo de emisión de energía, el Sol necesita convertir 600 millones de toneladas de hidrógeno en 596 millones de toneladas de helio cada segundo, lo que significa que el Sol continuará quemando hidrógeno a este ritmo durante aproximadamente 5.000 millones de años.

Los modelos teóricos del Sol predicen que la mayor parte de su energía se obtiene mediante reacciones de la cadena pp y que para estrellas ligeramente más masivas, con masas mayores de dos masas solares, la combustión tiene lugar mediante el ciclo CNO. Para comprobar estas predicciones teóricas necesitaríamos ser capaces de “ver” lo que ocurre en el centro del Sol. La radiación electromagnética (luz) que nos llega del Sol proviene de su superficie, y por lo tanto no nos permite obtener información de su interior. No obstante, tanto en las cadenas pp como el ciclo CNO se producen neutrinos. Los neutrinos son unas partículas fundamentales que solamente interactúan con la materia mediante la interacción débil. Debido a ello son capaces de recorrer grandes distancias sin sufrir ninguna interacción. Cada segundo unos 65.000 millones de neutrinos atraviesan cada centímetro cuadrado de la Tierra. En 1964, Ray Davis (premio Nobel de Física en el año 2002) propuso medir los neutrinos procedentes del Sol y así verificar la generación de energía en las estrellas mediante procesos de fusión. En 1967, se instaló un detector de 615 toneladas de percloroetileno en la mina de oro de Homestake en Dakota del Sur (EEUU) a una profundidad de unos 1.500 m. Los primeros resultados de este experimento anunciados en 1968 indicaban la medida de un flujo de neutrinos 3 veces inferior al predicho por los modelos teóricos. Estos resultados se confirmaron en otros experimentos como SuperKamionkande (Japón). Al mismo tiempo, modelos cada vez más refinados de evolución solar continuaban prediciendo un flujo superior al observado. Tras más de 30 años intentando resolver el problema, en el año 2002 el detector de neutrinos SNO (Observatorio de Neutrinos de Sudbury, Canada) confirmó la existencia de un fenómeno conocido como oscilaciones de neutrinos. Estas oscilaciones son responsables de que parte de los neutrinos producidos en el Sol cambien su identidad y por lo tanto no se observen en los detectores terrestres. Este fenómeno requiere que los neutrinos posean masa, lo que está en conflicto con el modelo estándar de partículas fundamentales.

Pero, ¿qué ocurre en una estrella cuando se agota el hidrógeno en su centro?. En ese momento, al carecer de una fuente de energía que compense la fuerza de la gravedad, la estrella comienza a contraerse aumentando la temperatura en su centro. Por otro lado, la combustión de hidrógeno continúa en una zona concéntrica alrededor del núcleo de la estrella. Conforme la estrella se contrae la temperatura tanto en el centro de la estrella como en la capa donde tiene lugar la

combustión de hidrógeno aumenta. Esto produce un aumento del ritmo de combustión y libera una mayor cantidad de energía, que se traduce en un aumento de la presión sobre las capas exteriores de la estrella que, como resultado, se expanden. En este momento, la estrella se convierte en una gigante roja. El Sol pasará por esa fase dentro de aproximadamente unos 7.000 millones de años. En ese momento su tamaño será aproximadamente el de la órbita actual de la Tierra.

Conforme la temperatura en el centro de la estrella aumenta llega un momento en que la combustión de helio comienza a ser posible. Podría pensarse que la combustión de helio procede mediante la fusión de dos núcleos de helio para dar un núcleo de ^8Be . Sin embargo, esto no es posible dado que el ^8Be no es estable y se desintegra nada más formarse. No obstante, su tiempo de vida es lo suficientemente largo (10^{-16} segundos) como para capturar otro núcleo de helio y dar lugar a ^{12}C mediante el proceso que es comúnmente denominado reacción triple alfa.

Parte del carbono formado reacciona con los núcleos de helio presentes y produce oxígeno mediante la reacción $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$. Esta última reacción es probablemente la más importante en astrofísica nuclear [11] dado que su ritmo determina la proporción de carbono y oxígeno resultante de la combustión de helio. Esta proporción tiene importantes consecuencias en la determinación de la composición de las enanas blancas y la evolución de estrellas con masas mayores de 8 masas solares.

La reacción triple alfa ha sido objeto de un estudio experimental reciente [12] donde los estados relevantes del ^{12}C han sido poblados mediante las desintegraciones beta del ^{12}N y ^{12}B . El mismo equipo experimental ha completado el estudio anterior mediante la reacción $^{10}\text{B}(^3\text{He}, p\alpha\alpha)$ [13]. Este último experimento se ha realizado en el recientemente inaugurado acelerador Tandem del Centro de Micro-análisis de Materiales (CMAM) de la Universidad Autónoma de Madrid (UAM).

Las etapas siguientes de la vida de una estrella dependen de su masa. Estrellas con masas menores a aproximadamente 8 masas solares no alcanzan en su centro temperaturas suficientes para iniciar la combustión del carbono. Estas estrellas terminan su vida expulsando sus capas exteriores, dando así lugar a la formación de una nebulosa planetaria que contiene aproximadamente la mitad de la masa inicial de la estrella. En el centro de la nebulosa queda una pequeña estrella que se contrae paulatinamente originando una enana blanca [14]. En 1930, Subrahmanyam Chandrasekhar demostró la existencia de un valor máximo para la masa de una enana blanca, conocido como masa límite de Chandrasekhar. Una estrella con una masa mayor que la masa de Chandrasekhar (~ 1.44 masas solares) no es estable y colapsa.

Las estrellas con masas mayores de 8 masas solares pasan por sucesivas etapas de combustión y contracción quemando cada vez elementos más pesados. Las diferentes etapas de combustión son: combustión de carbono, neón, oxígeno, y finalmente silicio. Cada uno de estos procesos de combustión ocurre a temperaturas cada vez más elevadas como puede comprobarse en la tabla 1 que muestra la duración, densidad y temperatura en el centro de una estrella de 25 masas solares durante sus diferentes etapas de combustión nuclear [15].

Etapas de combustión	Duración	Temperatura (10 ⁶ K)	Densidad (g cm ⁻³)
Hidrógeno	6,7 × 10 ⁶ años	38,1	3,81
Helio	839.000 años	196	762
Carbono	522 años	841	129.000
Neón	10,7 meses	1.570	3,95 × 10 ⁶
Oxígeno	4,8 meses	2.090	3,6 × 10 ⁶
Silicio	1 día	3.650	30 × 10 ⁶

Tabla 1. Duración de las diferentes etapas de combustión para una estrella de unas 25 masas solares. Se muestran también las temperaturas y densidades en el centro de la estrella.

La última etapa de combustión nuclear da lugar a la formación de un núcleo de hierro. En este momento no son posibles más reacciones de fusión dado que éstas no liberan energía sino que la absorben. La estrella posee una estructura de capas de cebolla. El núcleo está formado por hierro rodeado por una capa de silicio y azufre, y más hacia afuera capas de oxígeno, carbono y helio. Finalmente la envoltura de la estrella está constituida principalmente por hidrógeno.

Similarmente a lo que ocurre con una enana blanca, la estabilidad del núcleo de hierro de la estrella depende de su masa. Conforme va teniendo lugar la combustión de silicio la masa del núcleo de hierro aumenta hasta que su masa se hace mayor que la masa de Chandrasekhar. Este hecho junto con la existencia de procesos de captura de electrones en protones (libres y ligados en núcleos), que reducen el número de electrones presentes en el medio, hace que el núcleo de la estrella sea inestable y colapse [16]. El colapso dura menos de un segundo y durante el mismo se libera una cantidad ingente de energía, equivalente a la energía de ligadura de una estrella de neutrones con una masa de una masa solar y un radio de unos 10 km, es decir unos 10⁵³ ergios. El colapso se detiene cuando se alcanzan densidades en el centro de la estrella equivalentes a las presentes en el núcleo atómico. En ese momento, la acción de la fuerza nuclear fuerte detiene el colapso y se forma una onda de choque que se propaga hacia el exterior de la estrella. Inicialmente se pensó que esta onda de choque era responsable de la explosión de la estrella, pero simulaciones numéricas realizadas en grandes superordenadores muestran que la onda de choque se detiene a unos 100–200 km de su centro. En ese momento, la protoestrella de neutrones recién formada emite grandes cantidades de neutrinos. La mayor parte de la energía gravitacional liberada se emite en forma de neutrinos. Si un 1% de esa energía se deposita en la zona donde se detuvo la onda de choque, ésta puede continuar su camino hacia las capas exteriores de la estrella, dando lugar a la explosión de supernova [17]. Las capas exteriores de la estrella son expulsadas con velocidades típicas de unos 50.000 km/s. Durante la explosión se expulsan al medio interestelar los elementos que la estrella ha sintetizado durante millones de años. Parte de estos elementos contribuirán a la composición de otras estrellas. Algunas de ellas albergarán sistemas planetarios, con planetas como la Tierra capaces de dar lugar a la vida. En el centro de la explosión queda un objeto muy compacto y bastante caliente que se enfría emitiendo neutrinos [18]. Al enfriarse se contrae y da lugar a la formación de una estrella

de neutrones con un radio típico de unos 10 km [19, 20]. La figura 2 muestra la fascinante nebulosa del Cangrejo que es el resultado de una explosión de supernova que tuvo lugar en el año 1054 y fue observada por astrónomos Chinos.

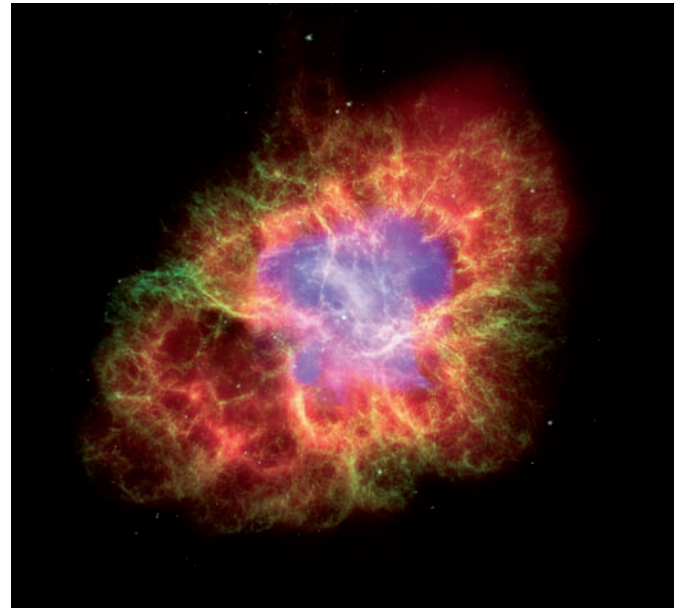


Figura 2. La nebulosa del Cangrejo, remanente de una supernova que explotó en el año 1054, tiene una extensión de unos 12 años luz y está situada a unos 6.500 años luz. Esta fascinante imagen en falso color combina datos de varios observatorios en el Espacio: Chandra, Hubble, y Spitzer, que exploraron la nebulosa en las bandas de rayos X (azul-violeta), óptica (verde) e infrarroja (rojo). El punto brillante cerca del centro de la imagen es el denominado pulsar del cangrejo: una estrella de neutrones que gira 30 veces por segundo. Créditos NASA/CXC/ASU/J. Hester et al. (rayos X); NASA/ESA/ASU/J. Hester y A. Loll (óptico); NASA/JPL-Caltech/Univ. Minn./R. Gehrz (Infrarrojo).

Síntesis de elementos pesados: el proceso *s*

Las reacciones de fusión solamente permiten sintetizar núcleos hasta el grupo del hierro. La síntesis de elementos más pesados tiene lugar mediante una secuencia de capturas de neutrones y desintegraciones beta. Dependiendo de la densidad de neutrones, el tiempo necesario para capturar un neutrón puede ser mayor o menor que el tiempo de desintegración beta, y por lo tanto se distinguen dos procesos: proceso *s* (*s* de “slow”, lento) y proceso *r* (*r* de “rapid”, rápido). En el proceso *s* las capturas de neutrones comienzan en núcleos “semilla” con masas alrededor del grupo del hierro y alcanzan hasta el plomo y el bismuto. Dado que los tiempos promedio de captura de un neutrón son superiores a los tiempos de desintegración beta, el proceso *s* ocurre en una zona de la carta de núcleos relativamente cercana al valle de estabilidad nuclear. El hecho de trabajar con núcleos estables facilita la medida de las secciones eficaces de captura neutrónica y la determinación de sus vidas medias, lo que contribuye sin duda a que sea éste el proceso astrofísico mejor comprendido desde el punto de vista de la física nuclear [21].

De cualquier forma, algunas secciones eficaces de captura de neutrones, en particular aquellas en las que participan núcleos inestables, no se conocen todavía con la precisión que los modelos astrofísicos requieren. La reciente cons-

trucción de la instalación de tiempo de vuelo de neutrones n_TOF en el CERN, capaz de producir un importante flujo de neutrones, ha supuesto un impulso importante en la determinación de secciones eficaces de captura radiactiva de neutrones. Entre las numerosas secciones eficaces de captura neutrónica medidas por n_TOF en estos últimos años se encuentra el estudio de las secciones eficaces de captura neutrónica de ^{207}Pb y ^{209}Bi [22], que ha contribuido a reducir la incertidumbre asociada a estas reacciones para $A \geq 204$, zona en la que termina el proceso s .

Las principales incertidumbres asociadas con el proceso s están relacionadas con los escenarios astrofísicos en los que ocurre este proceso. Se necesitan al menos dos componentes (lo que implica dos escenarios astrofísicos distintos) para poder explicar las abundancias solares. La reacción $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, que ocurre durante las fases de combustión de helio en el núcleo de estrellas masivas, proporciona los neutrones necesarios para la denominada componente débil del proceso s que sintetiza núcleos con $A < 90$.

Se piensa que la componente principal del proceso s ocurre en estrellas de masa intermedia durante la fase AGB (“Asymptotic Giant Branch”) [23], siendo la reacción $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ la principal fuente de neutrones.

Nucleosíntesis explosiva

Como ya se ha mencionado en los párrafos anteriores cuando tiene lugar una explosión de supernova gravitacional se produce la formación de una onda de choque en el centro de la estrella que es responsable de la expulsión del manto de la misma. Conforme esta onda de choque atraviesa la estrella, calienta las diferentes zonas por las que pasa y da lugar a lo que se denomina combustión explosiva [15]. A distancias del centro de la estrella menores de unos 3.700 km se alcanzan temperaturas de unos 5.000 millones de grados con lo que esta materia se convierte al equilibrio estadístico nuclear dando lugar a la producción del hierro. A distancias de unos 7.000 km las temperaturas son del orden de unos 3.000 millones de grados lo que permite la foto disociación de muchos de los núcleos producidos durante el proceso s en lo que se denomina proceso p que se discute a continuación.

El proceso p y νp

La producción de núcleos estables deficientes en neutrones con $Z \geq 34$ no puede explicarse con el proceso s . Por lo tanto debe existir un método alternativo para su producción. En el artículo clásico de Burbidge y colaboradores [1] se sugirió que estos núcleos se producían en condiciones de densidades de protones del orden de 100 g cm^{-3} y temperaturas de 2.000–3.000 millones de grados. Sin embargo, durante mucho tiempo no ha sido posible encontrar un escenario astrofísico con densidades de protones tan elevadas. Por ello se sugirió que estos núcleos deficientes en neutrones se producen en las capas de oxígeno y neón de estrellas masivas evolucionadas cuando la onda de choque las calienta a temperaturas del orden de 2.000–3.000 millones de grados. A estas temperaturas, la materia que antes ha participado en el proceso s experimenta reacciones (γ, n) seguidas de casca-

das (γ, p) y/o (γ, α) dando lugar a la producción de los núcleos estables deficientes en neutrones [24].

No obstante este proceso tiene problemas para explicar las grandes abundancias observadas de núcleos como el ^{92}Mo , ^{94}Mo , ^{96}Ru y ^{98}Ru . Recientemente, se ha propuesto un nuevo proceso denominado proceso νp [25] que puede explicar las abundancias de estos elementos. Como ya hemos discutido anteriormente durante una explosión de supernova gravitacional se produce una ingente emisión de neutrinos. Estos hacen que las capas de la estrella más próximas, alcancen unas temperaturas enormes de tal manera que los núcleos presentes se desintegran en un gas de neutrones y protones. Los neutrinos y antineutrinos electrónicos emitidos interactúan con el gas de neutrones y protones. Durante los primeros segundos de la explosión las propiedades de los neutrinos emitidos son tales que la materia es rica en protones. Cuando esta materia se enfría se forman núcleos con igual número de neutrones que de protones, quedando una gran cantidad de protones disponible. Cuando las temperaturas son del orden de 2 millones de grados, las densidades de protones corresponden a las sugeridas por Burbidge y colaboradores. Además, dado que la materia se encuentra todavía bajo un intenso flujo de antineutrinos parte de los protones pueden convertirse en neutrones que inmediatamente inducen reacciones (n, p) en los núcleos presentes permitiendo acelerar la síntesis de elementos pesados mediante sucesivas capturas de protones. De este modo pueden sintetizarse núcleos como $^{92,94}\text{Mo}$ y $^{96,98}\text{Ru}$.

El proceso r

Alrededor de la mitad de los elementos más pesados que el hierro se producen a partir de captura de neutrones en ambientes extremadamente ricos en neutrones, conocido como proceso r . Las abundancias isotópicas mostradas en la Figura 1 presentan una estructura de dobles picos para núcleos con número másico mayor que 60 debidas a la existencia de capas cerradas con un número de neutrones $N = 50, 82$ y 126 . Cuando el flujo de capturas de neutrones llega a un núcleo con una capa cerrada de neutrones, la posibilidad de que se produzca una nueva captura de neutrones se reduce drásticamente, con lo que la síntesis de elementos más pesados tiene que esperar a que este núcleo sufra una desintegración beta. Esto produce una acumulación de materia en estos núcleos que se denominan puntos de espera que se observan como picos en las abundancias. Dado que el proceso r ocurre con unas densidades de neutrones mucho mayores que el s las capas cerradas corresponden a núcleos con una cantidad de protones mucho menor (ver el panel izquierdo de la figura 1) y por lo tanto los picos debidos al proceso r aparecen siempre a la izquierda de los del proceso s .

Se han observado núcleos producidos por el proceso r en estrellas muy pobres en metales que probablemente se formaron en una etapa temprana de la Galaxia. Estas estrellas nos proporcionan información de las abundancias esperadas en una única ocurrencia del proceso r [26], las abundancias observadas en el Sistema Solar son el resultado de una complicada mezcla de diferentes contribuciones nucleosintéticas. Estas observaciones muestran que las abundancias relativas de núcleos con número másico mayor de 130 son

prácticamente idénticas a las observadas en el sistema solar e iguales en todas las estrellas observadas. Esto significa que el proceso r responsable de la producción de estos elementos opera siempre de la misma manera. Al mismo tiempo los elementos con número másico menor de 130 tienen abundancias mucho menores de las observadas en el sistema solar, sugiriendo la existencia de un segundo proceso r responsable de la producción de estos elementos más ligeros.

Desde el punto de vista astrofísico estas observaciones constituyen un gran desafío dado que todavía no se ha podido determinar el escenario astrofísico donde el proceso r ocurre. Un posible escenario lo constituye el denominado viento de neutrinos que tiene lugar durante las últimas fases de la explosión de supernovas gravitacionales. En este escenario la protoestrella de neutrones recientemente formada se enfría emitiendo neutrinos. Estos neutrinos “arrastran” consigo materia de la estrella produciendo un viento similar al viento solar (debido a los fotones emitidos por el Sol). La evolución de este viento de neutrinos durante los primeros 10 segundos de vida de la protoestrella de neutrones ha podido ser calculada recientemente mediante un estudio hidrodinámico [27].

Inicialmente, la materia eyectada por el viento de neutrinos es muy caliente y está constituida por neutrones y protones con una predominancia clara de los primeros. Esta materia se expande y enfría muy rápidamente hasta alcanzar temperaturas de unos 2.000 millones de grados. Dado que la expansión es muy rápida, solamente se pueden formar unos pocos núcleos, mientras que la mayor parte de los neutrones permanece libre. Estos neutrones son capturados por los núcleos presentes dando lugar al proceso r .

La mayor parte de los núcleos que participan en el proceso r son tan ricos en neutrones que todavía no han podido ser estudiados experimentalmente (zona verde en la Figura 1). Es importante mencionar que los estudios del proceso r necesitan del conocimiento de las masas, secciones eficaces de captura de neutrones y vidas medias de la desintegración beta de todos estos núcleos. Solamente en unos pocos casos ha sido posible, para ciertos núcleos próximos a las puntas de espera con números de neutrones $N = 50, 82$ y 126 , obtener información experimental relevante para el proceso r .

Los grandes hitos experimentales alcanzados en estos últimos años en esta región tan difícilmente accesible se deben en gran medida al desarrollo del programa de medida de masas en núcleos alejados de la estabilidad desarrollado en el GSI (Darmstadt). De la misma forma se ha realizado un gran esfuerzo en ISOLDE por medir las vidas medias de núcleos cercanos al punto de espera $N = 82$ [28]. Cabe destacar la medida reciente de la desintegración isomérica del ^{130}Cd [29] realizada en el GSI, y que representa el caso de desintegración γ más exótico con $N = 82$ observado hasta hoy. El acceso experimental a la región próxima a $N = 126$, donde se observa la existencia del tercer pico en la curva de abundancias del proceso r , ha sido recientemente posible de nuevo en el GSI [30] en un experimento donde se han medido las vidas medias frente a desintegración beta de núcleos próximos a esta zona.

Nucleosíntesis en sistemas binarios

Al menos 50% de las estrellas presentes en nuestra galaxia forman sistemas binarios. En algunos de estos, uno de los componentes es un objeto compacto (enana blanca o estrella de neutrones) y el otro una estrella masiva. Cuando la estrella masiva se expande durante la combustión del helio se produce una transferencia de materia de la envoltura de hidrógeno a la superficie de la estrella compacta (véase la figura 3). Si la transferencia de materia es relativamente baja (10^{-8} – 10^{-10} masas solares por año), el hidrógeno acumulado en la superficie del objeto compacto se quema de manera explosiva bajo condiciones degeneradas dando lugar a una nova (si el objeto compacto es una enana blanca) o a un “x-ray burst” (si se trata de una estrella de neutrones).

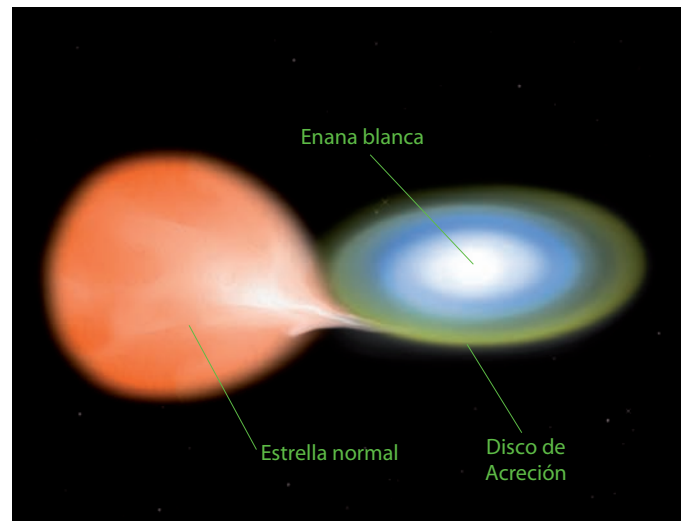


Figura 3. Vista artística del proceso de acreción de materia desde una estrella normal a una enana blanca. Dependiendo del ritmo de acreción podemos tener una Nova o una Supernova termonuclear. Crédito: NASA/CXC/M. Weiss.

Novas

En novas, el hidrógeno incorporado de la compañera se quema mediante el ciclo CNO caliente y los ciclos NeNa y MgAl. Los productos resultantes se eyectan al medio interestelar donde pueden detectarse mediante observaciones astronómicas. Los productos sintetizados más interesantes son los núcleos radiactivos ^7Be , ^{18}F , ^{22}Na y ^{26}Al [31]. Éstos se desintegran emitiendo rayos gamma que pueden detectarse con satélites como INTEGRAL si la nova ocurre suficientemente cerca [32]. Diferentes reacciones nucleares determinan la producción de estos núcleos lo que ha resultado en un ingente trabajo experimental con el objetivo de medir las secciones eficaces a las energías relevantes. Cabe destacar las medidas de las reacciones $^{26}\text{Al}(p,\gamma)^{27}\text{Si}$ [33], $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ [34], y $^{22}\text{Na}(p,\gamma)^{23}\text{Mg}$ [35].

X-ray bursts

Dado que el potencial gravitatorio es mucho mayor en la superficie de una estrella de neutrones que en la de una enana blanca, la materia incorporada puede alcanzar densidades y temperaturas mucho mayores. En estas condiciones, la combustión del hidrógeno está acompañada de la ignición de la reacción triple alfa y de reacciones de escape del ciclo

CNO, principalmente captura α en ^{15}O y ^{18}Ne . Las reacciones nucleares dominantes son primero reacciones (α, p) y (p, γ) , denominándose esta fase proceso ap , que transforma la materia desde el ciclo CNO hasta la zona de argón y calcio. A continuación, ocurren una serie de capturas rápidas de protones [36], denominadas proceso rp , a lo largo de la línea de goteo de protones seguidas de desintegraciones beta que continúan hasta el ^{100}Sn [37].

Desde el punto de vista observacional el proceso rp se asocia con la observación de fuentes intensas de rayos X que se denominan “X-rays Burst”, que han sido detectadas por numerosos satélites (RXTE, Chandra, XMM-Newton...). Una de las principales fuentes de incertidumbre en la interpretación de estas observaciones es de origen nuclear y se relaciona con el limitado conocimiento de las masas de los núcleos que participan en el proceso rp . La determinación de esta magnitud con suficiente precisión es particularmente necesaria alrededor de los puntos de espera que ocurren cuando la secuencia de captura de protones se aproxima a la línea de goteo de protones.

La física nuclear, consciente de las importantes implicaciones que este tipo de medidas tiene en el campo de la astrofísica ha desarrollado en diferentes aceleradores programas de medidas de masas nucleares. Entre ellos destaca el desarrollado en el GSI y en particular en su anillo de almacenamiento ESR. Otro caso muy interesante, es la medida de masas con trampas de iones. Estas trampas de iones son excelentes espectrómetros de masas que permiten alcanzar resoluciones extraordinarias [38]. ISOLTRAP es una trampa de tipo Penning instalada en ISOLDE, con la que se ha determinado, entre otras, la masa del ^{72}Kr [39] (uno de los mayores puntos de espera del proceso rp), cuya vida media es de 17,2 s. Las vidas medias frente a desintegraciones beta de los núcleos que participan en el proceso rp juegan también un importante papel a la hora de determinar las curvas de luz y han sido objeto de numerosos estudios tanto experimentales [40] como teóricos [41].

Supernovas termonucleares

En una supernova termonuclear o tipo Ia, el gran ritmo de acreción a la enana blanca (probablemente constituida por carbono y oxígeno y con una masa menor que la masa de Chandrasekhar, $\sim 0,7$ masas solares) [42] da lugar a la combustión estacionaria de hidrógeno y más tarde de helio. Una vez que la masa de la estrella excede la masa de Chandrasekhar la estrella se contrae y se produce la ignición del carbono. Dado que el medio es altamente degenerado la combustión es explosiva y da lugar a la destrucción completa de la estrella. Debido a las grandes temperaturas alcanzadas durante la explosión la composición resultante está determinada por el denominado equilibrio estadístico nuclear que favorece la producción de los núcleos con mayor energía de ligadura (núcleos del grupo del hierro) [43]. Posteriormente, el níquel producido (principalmente ^{56}Ni) se desintegra a ^{56}Co y posteriormente a ^{56}Fe durante un periodo de varios meses, explicando la gradual reducción de la luz emitida por supernovas de tipo Ia. Las supernovas de tipo Ia son muy brillantes y su luz puede observarse a grandes distancias. Esto ha permitido su utilización para medir distancias cosmológicas cuyo principal resultado ha sido la demostración

de que la expansión del universo se está acelerando debido a la presencia de energía oscura.

Contribución de España

La actividad desarrollada en astrofísica nuclear es un reflejo del interés que el campo despierta en la comunidad científica. La participación española en el campo incluye tanto físicos nucleares experimentales y teóricos como astrofísicos dedicados al estudio observacional y la modelización.

La comunidad española de física nuclear experimental participa en diferentes colaboraciones internacionales interesadas en el estudio de reacciones nucleares de interés astrofísico, desde los grupos de investigación que ejercen su actividad en el CIEMAT, CSIC (Instituto de Estructura de la Materia, IEM e Instituto de Física corpuscular, IFIC) y en varias Universidades (Complutense y Autónoma de Madrid, Politécnica de Catalunya, Sevilla, Huelva y Santiago de Compostela). La actividad experimental de todos estos grupos se desarrolla básicamente en centros internacionales de investigación (p.ej. Louvain la Neuve, ISOLDE, n_TOF, GSI...) y en algunos casos se ve complementada con experimentos realizados en los pequeños aceleradores existentes en nuestro país (p.ej. CMAM y CNA). El interés de estos grupos aborda entre otros la síntesis de elementos ligeros y en particular el estudio de las abundancias primordiales en el Universo, y de los ciclos de combustión. En lo que a nucleosíntesis de elementos pesados se refiere cabe destacar la participación activa al diseño y construcción de la instalación de tiempo de vuelo de neutrones n_TOF en el CERN, así como en el desarrollo de su programa experimental de captura neutrónica. Igualmente destacan los trabajos realizados en el GSI en la zona de núcleos ricos en neutrones próximos a los números mágicos $N = 82$ y $N = 126$ de gran interés en la interpretación del proceso r . En paralelo, algunos grupos de física nuclear teórica (Universidad Complutense e IEM) colaboran en campos afines, en particular en el cálculo de vidas medias de interés para el proceso rp y en estudios de la ecuación de estado de estrellas de neutrones (Universidad de Barcelona y IFIC).

En el campo observacional, existe una importante actividad de observación de abundancias de los elementos producidos por el proceso s en estrellas de masa intermedia dentro del grupo de Evolución Estelar y Nucleosíntesis de la Universidad de Granada. La actividad en el campo de la modelización de procesos astrofísicos incluye temas de evolución estelar de estrellas de masa intermedia (Universitat Politècnica de Catalunya y Universidad de Granada), estudios de novas, enanas blancas y supernovas de tipo Ia (Universidad de Granada, Barcelona, Politécnica de Catalunya e Instituto de Ciencias del Espacio, CSIC) así como trabajos en astrofísica relativista, incluyendo “gamma-ray bursts”, colapso gravitatorio y evolución de estrellas de neutrones (Universidad de Valencia y Alicante).

Conclusiones

La astrofísica nuclear ha vivido estos últimos años un renacimiento propiciado en gran medida por el progreso experimentado en las últimas décadas en los campos de

la observación astronómica, la modelización astrofísica y la física nuclear. La utilización de aceleradores de haces de iones radiactivos, dedicados a la medida de reacciones nucleares de interés astrofísico, ha abierto una nueva etapa en la astrofísica nuclear que tendrá continuidad en la nueva instalación FAIR donde se prevee realizar un importante programa experimental dedicado a este fin.

Referencias

- [1] E. M. BURBIDGE, G. R. BURBIDGE, W. A. FOWLER, AND F. HOYLE, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547 (1957).
- [2] A. G. W. CAMERON, *Report CRL-41*, Chalk River (1957).
- [3] S. WEINBERG, *Los tres primeros minutos del universo* (Alianza Ensayo, Madrid, 1999).
- [4] D. N. SPERGER, R. BEAN, O. DORÉ, M. R. NOLTA, C. L. BENNETT, J. DUNKLEY, G. HINSHAW, N. JAROSIK, E. KOMATSU, L. PAGE, ET AL., *Astrophys. J. Suppl.* **170**, 377 (2007).
- [5] M. ASPLUND, D. L. LAMBERT, P. E. NISSEN, F. PRIMAS, AND V. V. SMITH, *Astrophys. J.* **644**, 229 (2006).
- [6] R. CAYREL, M. STEFFEN, H. CHAND, P. BONIFACIO, M. SPITE, F. SPITE, P. PETITJEAN, H.-G. LUDWIG, AND E. CAFFAU, *Astron. & Astrophys.* **473**, L37 (2007).
- [7] C. ANGULO, E. CASAREJOS, M. COUDER, P. DEMARET, P. LELEUX, F. VANDERBIST, A. COC, J. KIENER, V. TATISCHEFF, T. DAVINSON, ET AL., *Astrophys. J.* **630**, L105 (2005).
- [8] F. HAMMACHE ET AL., Comunicación privada.
- [9] H. A. BETHE, *Phys. Rev.* **55**, 103 (1939).
- [10] J. N. BAHCALL, *How the sun shines* (2000), URL http://nobel-prize.org/nobel_prizes/physics/articles/fusion/index.html.
- [11] L. R. BUCHMANN AND C.A. BARNES, *Nucl. Phys. A* **777**, 254 (2006).
- [12] H. O. U. FYNBO, C. A. DIGET, U. C. BERGMANN, M. J. G. BORGE, J. CEDERKALL, P. DENDOOVEN, L. M. FRAILE, S. FRANCHO, V. N. FEDOSSEEV, B. R. FULTON, ET AL. (ISOLDE), *Nature* **433**, 136 (2005).
- [13] O. TENGBLAD ET AL., in *Proceedings de la International Nuclear Physics Conference 2007* (Tokyo, 2007).
- [14] J. ISERN, E. GARCÍA-BERRO, M. HERNANZ, AND R. MOCHKOVITCH, *J. Phys. Cond. Matt.* **10**, 11263 (1998).
- [15] S. E. WOOSLEY, A. HEGER, AND T. A. WEAVER, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1015 (2002).
- [16] K. LANGANKE AND G. MARTÍNEZ-PINEDO, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 819 (2003).
- [17] H.-T. JANKA, K. LANGANKE, A. MAREK, G. MARTÍNEZ-PINEDO, AND B. MÜLLER, *Phys. Repts.* **442**, 38 (2007).
- [18] J. A. PONS, S. REDDY, M. PRAKASH, J. M. LATTIMER, AND J. A. MIRALLES, *Astrophys. J.* **513**, 780 (1999).
- [19] J. MARGUERON, J. NAVARRO, AND P. BLOTTIAU, *Phys. Rev. C* **70**, 028801 (2004).
- [20] A. RIOS, A. POLLS, A. RAMOS, AND I. VIDAÑA, *The Hispalensis Lectures on Nuclear Physics* (Springer, 2004), vol. 2 of *Lecture Notes in Physics*, chap. Equation of State of Hypernuclear Matter and Neutron Stars, pp. 217-244.
- [21] F. KÄPPELER AND A. MENGONI, *Nucl. Phys. A* **777**, 291 (2006).
- [22] C. DOMINGO-PARDO, U. ABBONDANNO, G. AERTS, H. ÁLVAREZ POL, F. ALVAREZ-VELARDE, S. ANDRIAMONJE, J. ANDRZEJEWSKI, P. ASSIMAKOPOULOS, L. AUDOUIN, G. BADUREK, ET AL. (n_TOF Collaboration), *Phys. Rev. C* **74**, 055802 (pages 6) (2006).
- [23] O. STRANIERO, R. GALLINO, AND S. CRISTALLO, *Nucl. Phys. A* **777**, 311 (2006).
- [24] M. ARNOULD AND S. GORIELY, *Phys. Rep.* **384**, 1 (2003).
- [25] C. FRÖHLICH, G. MARTÍNEZ-PINEDO, M. LIEBENDÖRFER, F.-K. THIELEMANN, E. BRAVO, W. R. HIX, K. LANGANKE, AND N. T. ZINNER, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 142502 (2006).
- [26] J. J. COWAN AND C. SNEDEN, *Nature* **440**, 1151 (2006).
- [27] A. ARCONES, H.-T. JANKA, AND L. SCHECK, *Astron. & Astrophys.* **467**, 1227 (2007).
- [28] I. DILLMANN, K.-L. KRATZ, A. WÖHR, O. ARNDT, B. A. BROWN, P. HOFF, M. HJORTH-JENSEN, U. KÖSTER, A. N. OSTROWSKI, B. PFEIFFER, ET AL., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 162503 (2003).
- [29] A. JUNGCLAUS, L. CÁCERES, M. GÓRSKA, M. PFÜTZNER, S. PIETRI, E. WERNER-MALENTO, H. GRAWE, K. LANGANKE, G. MARTÍNEZ-PINEDO, F. NOWACKI, ET AL., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 132501 (2007).
- [30] T. KURTUKIAN-NIETO, J. BENLIURE, L. AUDOUIN, F. BECKER, B. BLANK, I. N. BORZOV, E. CASAREJOS, M. FERNÁNDEZ-ORDOÑEZ, J. GIOVINAZZO, D. HENZLOVA, ET AL., *Phys. Rev. Lett.* (2008), submitted, arXiv:0711.0101.
- [31] J. JOSÉ, M. HERNANZ, AND C. ILIADIS, *Nucl. Phys. A* **777**, 550 (2006).
- [32] M. HERNANZ AND J. JOSÉ, *New Astronomy Review* **50**, 504 (2006).
- [33] C. RUIZ, A. PARIKH, J. JOSÉ, J. BUCHMANN, J. A. CAGGIANO, A. A. CHEN, J. A. CLARK, H. CRAWFORD, B. DAVIDS, J. M. D'AURIA, ET AL., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 252501 (2006).
- [34] A. CHAFA, V. TATISCHEFF, P. AGUER, S. BARHOUMI, A. COC, F. GARRIDO, M. HERNANZ, J. JOSÉ, J. KIENER, A. LEFEBVRE-SCHUHL, ET AL., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 031101 (2005).
- [35] D. G. JENKINS, C. J. LISTER, R. V. F. JANSSENS, T. L. KHOO, E. F. MOORE, K. E. REHM, B. TRUETT, A. H. WUOSMAA, M. FREER, B. R. FULTON, ET AL., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 031101 (2004).
- [36] H. SCHATZ, A. APRAHAMIAN, J. GÖRRES, M. WIESCHER, T. RAUSCHER, J. F. REMBGES, F.-K. THIELEMANN, B. PFEIFFER, P. MÖLLER, K.-L. KRATZ, ET AL., *Phys. Rep.* **294**, 167 (1998).
- [37] H. SCHATZ, A. APRAHAMIAN, V. BARNARD, L. BILDSTEN, A. CUMMING, M. OUELLETTE, T. RAUSCHER, F.-K. THIELEMANN, AND M. WIESCHER, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3471 (2001).
- [38] H. SCHATZ AND K. BLAUM, *Europhysics News* **37**, 16 (2006).
- [39] D. RODRÍGUEZ, V. S. KOLHINEN, G. AUDI, J. ÄYSTÖ, D. BECK, K. BLAUM, G. BOLLEN, F. HERFURTH, A. JOKINEN, A. KELLERBAUER, ET AL., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 161104 (2004).
- [40] P. KIENLE, T. FAESTERMANN, J. FRIESE, H.-J. KÖRNER, M. MÜNCH, R. SCHNEIDER, A. STOLZ, E. WEFERS, H. GEISSEL, G. MÜNZENBERG, ET AL., *Prog. Part. Nucl. Phys.* **46**, 73 (2001).
- [41] P. SARRIGUREN, R. ÁLVAREZ-RODRIGUEZ, AND E. MOYA DE GUERRA, *Eur. Phys. J. A* **24**, 193 (2005).
- [42] P. RUIZ-LAPUENTE, R. CANAL, AND J. ISERN, eds., *Thermonuclear supernovae*, vol. 486 of *NATO ASI Series C: Mathematical and Physical Sciences* (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Netherlands, 1997).
- [43] D. GARCÍA-SENZ, E. BRAVO, R. M. CABEZÓN, AND S. E. WOOSLEY, *Astrophys. J.* **660**, 509 (2007).

Dolores Cortina Gil

Universidad de Santiago de Compostela

Gabriel Martínez Pinedo

Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt,
Darmstadt, Alemania