

Tesis de Posgrado

Medición de la reacción $^{25}\text{Mg}(\text{p}, \gamma)$

Arazi, Andrés

2003

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Arazi, Andrés. (2003). Medición de la reacción $^{25}\text{Mg}(\text{p}, \gamma)$. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3622_Arazi.pdf

Cita tipo Chicago:

Arazi, Andrés. "Medición de la reacción $^{25}\text{Mg}(\text{p}, \gamma)$ ". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2003.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3622_Arazi.pdf

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física

MEDICIÓN DE LA REACCIÓN $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}^g$
A ENERGÍAS ESTELARES MEDIANTE
ESPECTROMETRÍA DE MASAS CON
ACELERADORES

por Andrés Arazi



Director de Tesis: Dr. Jorge O. Fernández Niello *Jorge O. Fernández Niello*
Lugar de Trabajo: Laboratorio TANDAR, Comisión Nacional de Energía Atómica

Trabajo de Tesis para optar por el título de Doctor de la Universidad de Buenos Aires

Septiembre de 2003

3622

A Luciana

Resumen

La reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)$ es el principal mecanismo de producción estelar del radioisótopo ^{26}Al . Dada la vida media del ^{26}Al ($\tau \sim 10^6$ a), este radioisótopo puede escapar de la estrella que lo origina y decaer en el medio interestelar. La detección de la radiación gamma generada en este decaimiento permite rastrear los sitios de producción de ^{26}Al en la Vía Láctea y ajustar así los modelos de nucleosíntesis. Para esto último es necesario, además, precisar la tasa de producción de la reacción resonante $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ en el rango de energías estelares.

Previo a este estudio, las intensidades de las resonancias de esta reacción se determinaron mediante la detección en línea de rayos gamma de desexcitación del núcleo compuesto ^{26}Al . Sin embargo, a las energías estelares, muy por debajo de la barrera coulombiana, la reacción tiene una producción en extremo baja y su medición se dificulta por causa del fondo gamma ambiental y el fondo producido por reacciones en elementos contaminantes.

Para eludir estos inconvenientes, en este trabajo se desarrolló un método de medición alternativo, basado en la alta sensibilidad de la espectrometría de masas con aceleradores (AMS). En este método, se bombardean blancos de MgO con un gran número de protones (del orden de 10^{19}) a las energías de resonancia. A continuación, estos blancos son tratados químicamente, agregando y homogeneizando una cantidad bien determinada del isótopo estable ^{27}Al y eliminando el Mg que lo componía originalmente. Las muestras así generadas contienen el ^{26}Al producido en la reacción $p + ^{25}\text{Mg}$ y la cantidad de los mismos se determina midiendo la concentración $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ mediante la técnica AMS.

La pequeña cantidad de ^{26}Al presente en las muestras (del orden de $10^6 - 10^7$ átomos) hizo necesario optimizar la eficiencia de detección. A estos efectos, las mediciones de concentración de las muestras se realizaron extrayendo estas el ion molecular $^{26}\text{AlO}^-$ de la fuente de iones. Dado que el ion molecular es hasta 25 veces más prolífico que el ion atómico Al^- utilizado usualmente, su empleo permitió incrementar la eficiencia de detección hasta un valor de 4×10^{-5} .

Como contrapartida, el ion molecular $^{26}\text{AlO}^-$ sufre la interferencia del ion isobárico $^{26}\text{MgO}^-$. Por lo tanto, la aplicación de este método requirió la supresión del ^{26}Mg , la cual se efectuó mediante la técnica de imán con gas y una separación química muy selectiva. A este fin se desarrolló un procedimiento químico que redujo la presencia de ^{26}Mg a niveles del orden de 5 ppm en muestras de 500 μg de Al. Esta supresión de la interferencia isobárica, conjuntamente con la eficiencia de detección lograda, permite detectar la presencia de ^{26}Al en muestras conteniendo tan sólo 10^5 átomos de este isótopo.

Mediante este nuevo método se determinó la intensidad de tres resonancias de la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)$. Estas resonancias, con energías $E_p^{\text{lab}} = 316,1; 389,0$ y $434,5$ keV dominan la producción estelar de ^{26}Al en novas y presupernovas ($0,1 \text{ GK} \lesssim T \lesssim 1,5 \text{ GK}$). Los resultados obtenidos en este trabajo coinciden con las mediciones más recientes de estas resonancias.

Palabras claves: $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$, intensidad de resonancia, espectrometría de masas con aceleradores

English Summary

MEASUREMENT OF THE $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ REACTION AT STELLAR ENERGIES VIA ACCELERATOR MASS SPECTROMETRY

The $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)$ reaction is the main mechanism for the stellar production of the radioisotope ^{26}Al . Due to its long mean life ($\tau(^{26}\text{Al})\sim 10^6$ a) this radioisotope may escape from its originating star and decay in the interstellar medium. The detection of the radiation generated by its decay allows to trace the ^{26}Al -producing spots within the Milky Way, and hence to impose constraints on nucleosynthesis models. For this purpose, it is also necessary to have an accurate knowledge of the production rate of the $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ resonant reaction at the stellar energy range.

Previous to this work, the resonance strengths of this reaction were determined by on-line detection of the prompt gamma-ray from the deexcitation of the compound nucleus ^{26}Al . However, at stellar energies, far below the Coulomb barrier, the reaction has an extremely low production rate and its measurement is hindered by room gamma background and background produced by reactions on contaminating elements.

To overcome this hindrance, in this work an alternative method based on the high sensitivity of the accelerator mass spectrometry (AMS) was developed. In this method, MgO targets are proton-bombarded (in amounts of 10^{19}) at each resonance energy. Subsequently, these targets are chemically treated, adding and homogenizing a well-determined amount of the stable ^{27}Al isotope and eliminating the original Mg from the sample. The samples generated in this way contain the ^{26}Al produced in the $p + ^{25}\text{Mg}$ reaction, and their amount is determined measuring the $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ concentration by means of the AMS technique.

The small amount of ^{26}Al contained in the samples (in the order of $10^6 - 10^7$ atoms) required an optimization of the detection efficiency. To this end, concentration measurements on samples were done extracting molecular $^{26}\text{AlO}^-$ from them. The use of the molecular ion, about 25 times more prolific than the commonly-used atomic Al^- ion, yielded an improvement in the detection efficiency up to a value of 4×10^{-5} .

However, the molecular ion $^{26}\text{AlO}^-$ suffers the drawback of $^{26}\text{MgO}^-$ interference. Therefore, this method requires the suppression of the ^{26}Mg isobar, which was achieved by means of a gas-filled magnet and a highly selective chemical separation. To this end, a chemical procedure was developed which is capable of suppressing ^{26}Mg down to contamination levels of about 5 ppm from small (500 μg) Al samples. This background suppression, combined with the achieved detection efficiency, allows to trace ^{26}Al nuclei in samples containing amounts down to 10^5 atoms of this isotope.

By means of this new method, the strength of three resonances of the reaction $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)$ were determined. These resonances, with energies of $E_p^{\text{lab}} = 316.1, 389.0$ and 434.5 keV, dominate the stellar production of ^{26}Al in novae and presupernovae ($0.1 \text{ GK} \lesssim T \lesssim 1.5 \text{ GK}$). Results obtained in this work agree with most recently obtained values for these resonances.

Key words: $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$, resonance strength, accelerator mass spectrometry

Índice

1. Introducción

- 1.1. Radioisótopos en el cosmos .
- 1.2. ^{26}Al en astrofísica
- 1.3. ^{26}Al en el medio interestelar
- 1.4. Posibles fuentes de ^{26}Al .
- 1.5. Disposición del trabajo

2. Nucleosíntesis Estelar

- 2.1. Reacciones nucleares
 - 2.1.1. Tasa de reacción estelar
 - 2.1.2. Reacciones no resonantes .
 - 2.1.3. Reacciones con resonancias delgadas y aisladas .
 - 2.1.4. Reacciones con resonancias anchas
 - 2.1.5. Reacciones con resonancias por debajo del umbral .
 - 2.1.6. Reacción inversa
 - 2.1.7. Apantallamiento electrónico
- 2.2. Combustión de hidrógeno
 - 2.2.1. Cadenas protón-protón
 - 2.2.2. Ciclos CNO
 - 2.2.3. Ciclo Ne-Na
- 2.3. Combustión avanzada y explosiva
 - 2.3.1. Combustión de helio
 - 2.3.2. Combustión de iones pesados
 - 2.3.3. Presupernova
 - 2.3.4. Supernova

3. Producción y Observación de ^{26}Al Cosmogénico	31
3.1. Propiedades nucleares del Al y del Mg	31
3.1.1. Radioisótopos del Al	31
3.1.2. Isótopos del Mg .	33
3.1.3. Decaimiento del ^{26}Al	33
3.2. La reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$	35
3.3. Cadena Mg-Al .	36
3.4. Fuentes astrofísicas de ^{26}Al	38
3.4.1. Estrellas de Wolf-Rayet .	39
3.4.2. Estrellas AGB .	40
3.4.3. Novas	41
3.4.4. Presupernovas .	41
3.4.5. Supernovas	42
3.4.6. Producción de ^{26}Al por rayos cósmicos	42
3.5. Estimación de la cantidad de ^{26}Al en la galaxia	43
3.6. Observación de ^{26}Al galáctico	44
3.6.1. Astronomía gamma	44
3.6.2. Detección de la radiación γ de 1,809 MeV	45
3.6.3. Distribución de ^{26}Al en la Vía Láctea .	46
4. Previas Determinaciones de la Reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$	51
4.1. Medición experimental de una resonancia .	51
4.2. Detección en línea de los rayos γ	53
4.3. El “caballo de Troya” $^{25}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{26}\text{Al}$	54
4.4. Resonancias de la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$	55
5. Medición de la Reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ mediante AMS	59
5.1. La técnica AMS	60
5.1.1. Métodos de detección de isótopos previos a AMS	60
5.1.2. Principios de AMS	61
5.1.3. Interferencias en AMS	63
5.2. Detección de ^{26}Al mediante la técnica AMS .	65
5.2.1. Aplicaciones usuales	65
5.2.2. Supresión de ^{26}Mg en la fuente de iones negativos	66
5.2.3. Supresión de ^{26}Mg por ionización total	66

5.3. Métodos de supresión de ^{26}Mg utilizados en este trabajo	67
5.3.1. Supresión de ^{26}Mg mediante un imán con gas (GFM) .	67
5.3.2. Discriminación de ^{26}Mg por medición de pérdidas parciales de energía	69
5.3.3. Separación química de Mg	71
6. Construcción de los Blancos y su Irradiación	73
6.1. Blancos de MgO	73
6.2. Construcción	74
6.3. Irradiación de los blancos .	74
6.4. Proceso de sputtering	75
6.4.1. Simulación	75
6.4.2. Determinación experimental	75
6.5. Cálculo de la energía del haz .	77
7. Procesamiento Químico de las Muestras	81
7.1. Principios de la separación de Aly Mg	81
7.2. Análisis de la contaminación de Mg . . .	82
7.2.1. Cátodo portamuestra . .	84
7.2.2. Portador ^{27}Al	84
7.3. Procedimiento de separación y preparado de las muestras	85
7.4. Resultados del proceso químico	86
7.4.1. Eficiencia del proceso químico y de extracción de iones	86
7.4.2. Nivel de supresión de ^{26}Mg alcanzado	87
8. Medición de la Concentración $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ mediante AMS	89
8.1. Dispositivos experimentales utilizados . . .	89
8.1.1. La fuente de iones . . .	89
8.1.2. Sistema de inyección y acelerador tándem	90
8.1.3. El imán con gas .	91
8.1.4. La cámara de ionización	94
8.2. Procedimiento de una medición	96
8.2.1. Sintonización del haz piloto de ^{27}Al	96
8.2.2. Caracterización de las señales de ^{26}Al	98
8.2.3. Determinación de la eficiencia de aceptación del detector	102
8.2.4. Determinación del nivel del fondo	102

8.2.5. Medición de la concentración $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ en las muestras	103
8.2.6. Cálculo de errores .	104
8.3. Mediciones realizadas	105
8.4. Eficiencia de detección y sensibilidad del método .	105
9. Resultados y su implicancia astrofísica	109
9.1. Intensidad de las resonancias medidas . .	109
9.2. Cálculo de la tasa reacción estelar . .	110
9.3. Tasa de reacción a partir de las resonancias medidas .	112
Conclusiones	117
A. Método de Detección de Partícula de Retroceso	119
B. Sintonización de un haz microscópico	123
Bibliografía	125
Agradecimientos	133

Capítulo 1

Introducción

La observación del cielo estrellado fascinó e intrigó a la humanidad por siglos. La astronomía, nacida de esta curiosidad ya en los comienzos de la civilización, exploró la naturaleza en la mayor de sus escalas, explicando el movimiento de planetas y estrellas y expandiendo el límite del universo conocido al dominio de las galaxias y cúmulos de galaxias. Sin embargo, para comprender los procesos estelares debió esperarse hasta mediados del siglo XX cuando, con el advenimiento de la física nuclear, fue posible comprender el mundo microscópico de las partículas elementales.

De esta conjunción entre la astronomía y la física nuclear nació la astrofísica, cuyos propósitos principales fueron explicar la generación de energía en las distintas fases de la evolución estelar y el origen de los elementos químicos y sus isótopos en el universo.

La idea de que la energía del Sol y de las estrellas proviene de reacciones nucleares en su interior es debida a Eddington, quien mostró que una enorme cantidad de energía puede ser almacenada en un núcleo atómico, y a Rutherford, quien mostró que esta energía puede ser liberada en una reacción nuclear. De la idea de que las estrellas generan su energía mediante reacciones nucleares se siguió que, a su vez, los elementos químicos eran transmutados y sintetizados allí. Cuando, en la década de los 40, se conocieron secciones eficaces de captura neutrónica para muchos núcleos pesados, Hughes, Alpher, Bethe y Gamow notaron la relación inversa existente entre la sección eficaz y la abundancia relativa de estos elementos en el Sistema Solar. Se establecía así un primer vínculo entre propiedades nucleares y la composición de cuerpos celestes. En 1957, contando con más datos sobre abundancias de elementos en el Sistema Solar, Burbidge, Burbidge, Fowler y Hoyle [1] formularon la teoría de la nucleosíntesis estelar, estableciendo que todos los elementos desde el carbono hasta el uranio se forman en interiores estelares.

Este esquema de la nucleosíntesis estelar fue corroborado por numerosos datos experimentales sobre la abundancia de los elementos químicos en el Sistema Solar, en estrellas de distintas edades, en el medio interestelar de nuestra galaxia e incluso en otras galaxias (ver fig.

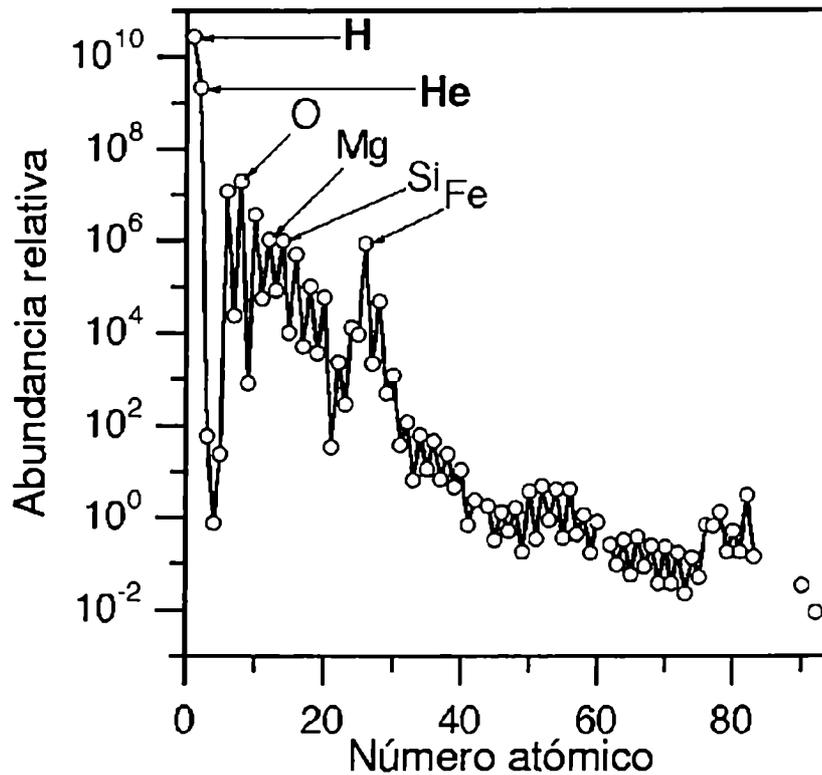


Figura 1.1: Abundancia relativa de los elementos en el cosmos. La normalización es tomando la abundancia del Si como 10^6 [2].

1.1). Estos datos, observados a través de emisiones electromagnéticas de las capas electrónicas de los átomos, revelan sólo abundancias de elementos y no discriminan los distintos isótopos de un elemento, pues éstos tienen espectros indistinguibles. Sin embargo, las propiedades nucleares de los isótopos pueden ser muy distintas y es necesario conocer la abundancia individual de cada uno de ellos para poder corroborar experimentalmente los cálculos de nucleosíntesis.

1.1. Radioisótopos en el cosmos

Los radioisótopos, a diferencia de los núcleos estables, pueden ser identificados individualmente a través de su radiación gamma característica. La posibilidad de detectar radioisótopos en el cosmos fue propuesta por primera vez por Clayton y Craddock en 1965 [3] y concretada en 1982 [19]. En esa oportunidad se identificó la transición $E_\gamma = 1,809$ MeV, proveniente del decaimiento de ^{26}Al ($T_{1/2} = 0,716$ Ma). Dicha transición, originada en el centro de la Vía Láctea, fue la primera detección de radiación gamma de origen extra-solar. Este hallazgo demostró claramente que la nucleosíntesis está activa en la actualidad y ofreció una oportunidad única de identificar los sitios de esta actividad¹.

Para que un radioisótopo sea detectable debe alcanzar el medio interestelar. Este medio es transparente a los rayos gammas y permite que la totalidad de la galaxia sea observable (ver 3.6.1). La vida media del radioisótopo debe ser corta de modo que su actividad sea apreciable pero, a su vez, suficientemente larga como para poder escapar de la estrella que lo produce, pues esta es opaca para los rayos gamma.

En general, un radioisótopo, ya sea detectado en el medio interestelar o encontrado en material terrestre o en meteoritos, restringe el fenómeno que lo produce a una escala tiempo dada por su vida media.

1.2. ^{26}Al en astrofísica

El interés astrofísico en el radioisótopo ^{26}Al es en realidad anterior al descubrimiento de su radiación gamma cósmica. Fue introducido por primera vez por Urey [4] como una fuente de calor capaz de derretir asteroides con radios $10^2 \text{ km} < r < 10^3 \text{ km}$. El ^{26}Al puede explicar fácilmente el calentamiento radiactivo de estos asteroides pues su vida media cumple con dos requisitos. Es suficientemente larga (más de 10^5 a) como para que el ^{26}Al , luego de ser producido en una estrella, alcance el medio interestelar, colapse en un asteroide y recién luego decaiga (decaimiento *in situ*). La vida media es, a su vez, menor a $\sim 10^8$ a, de modo que el decaimiento pueda calentar el asteroide más rápido de lo que este se enfría por radiación. Para derretir un asteroide de 100 km es necesario una fuente térmica de $10^{-4} \text{ cal g}^{-1}\text{a}^{-1}$ [7], lo que implicaría una concentración inicial de $^{26}\text{Al}/\text{Si} \geq 2 \times 10^{-7}$, o $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} \gtrsim 2 \times 10^{-6}$. El tamaño del asteroide, a su vez, debe ser mayor a 100 km para que llegue a derretirse, pero menor a 1000 km para que se haya enfriado hace aprox. 4,5 Ga, tal como lo indican experimentos radiocronométricos. Dado que otros radioisótopos resultan inadecuados para

¹En rigor, la primera evidencia de nucleosíntesis activa se obtuvo en 1952 con la detección de líneas de transiciones electrónicas de Tc provenientes de superficies estelares. Todos los isótopos del Tc son radiactivos, con vidas medias inferiores a 6×10^6 a, y por lo tanto su formación es necesariamente reciente. Sin embargo, la galaxia no es transparente para los fotones de transiciones electrónicas y no es posible obtener espectros de toda la Vía Láctea.

explicar la fusión de un asteroide, se infirió que en la formación del Sistema Solar debió haber ^{26}Al con una abundancia relativa al ^{27}Al del orden de 2×10^{-6} . Sin embargo, no es bien sabido si las nubes protoestelares contenían concentraciones tan altas de ^{26}Al o si los asteroides pueden condensarse en los 10^6 años siguientes al colapso de dichas nubes. También fue cuestionado si un decaimiento radiactivo es el único mecanismo de calentamiento y se había propuesto como alternativa que el calor de reacciones químicas podrían derretir la superficie de asteroides más pequeños [10, 11]. Esto último sólo sería posible si el colapso del polvo interestelar a la superficie del asteroide fuera más rápido que la disipación de calor por radiación. Más allá de la corrección de estos argumentos, se generó una gran expectativa por encontrar rastros del decaimiento de ^{26}Al en meteoritos. Un indicio del decaimiento de ^{26}Al sería un exceso isotópico de ^{26}Mg (producto de decaimiento del ^{26}Al) en meteoritos ricos en Al [8, 9]. En 1977 se encontró este exceso en inclusiones ricas en aluminio del meteorito Allende [12]. Se observó además que el exceso de ^{26}Mg estaba correlacionado con la cantidad de ^{27}Al de las inclusiones. La sobreabundancia de ^{26}Mg fue interpretada como proveniente de ^{26}Al que decayó en el interior del meteorito. Asumiendo que la relación isotópica del Mg era homogénea en el meteorito al momento de la solidificación, la relación isotópica en el presente puede expresarse como

$$\frac{{}^{26}\text{Mg}}{{}^{24}\text{Mg}} = \frac{{}^{26}\text{Mg}_0 + {}^{26}\text{Al}_0}{{}^{24}\text{Mg}} = \left(\frac{{}^{26}\text{Mg}}{{}^{24}\text{Mg}}\right)_0 + \left(\frac{{}^{26}\text{Al}}{{}^{27}\text{Al}}\right)_0 \frac{{}^{27}\text{Al}}{{}^{24}\text{Mg}} \quad (1.1)$$

donde el subíndice $_0$ indica la abundancia del elemento en el momento de la solidificación de la inclusión. La relación lineal entre la abundancia isotópica de ^{26}Mg y la concentración de ^{26}Al (ec. [1.1]) reproduce los datos obtenidos en [12] para una pendiente $(^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al})_0 = (5,1 \pm 0,6) \times 10^{-5}$, en concordancia con la concentración inferida a partir de la fusión de asteroides. Esto puede interpretarse como si una considerable cantidad de material recientemente producido con tal concentración se hubiese agregado al Sistema Solar antes de su condensación. Se ha sugerido también que la fuente de ese ^{26}Al , por ejemplo una supernova cercana, pudo haber incluso disparado la formación del Sistema Solar, pues no pudo haber ocurrido más de unas pocas vidas medias $\tau(^{26}\text{Al})$ atrás [14].

La hipótesis del decaimiento *in situ* del ^{26}Al tiene importantes objeciones [13]. Si una concentración de $(^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al})_0 = 5 \times 10^{-5}$ hubiera sido representativa del Sistema Solar primitivo la mayoría de sus asteroides debieron haberse derretido. Por otro lado, el exceso de ^{26}Mg no fue encontrado en meteoritos que se hayan derretido sino en pequeñas inclusiones ricas en Al dentro de meteoritos que nunca se calentaron.

Una explicación alternativa para la anomalía isotópica es que el ^{26}Al hubiese decaído en el medio interestelar y que el exceso de ^{26}Mg haya sido transportado como fósil a las inclusiones del asteroide. En este caso, la correlación entre el exceso isotópico de ^{26}Mg y ^{27}Al podría bien explicarse como un proceso en el cual se vaporiza MgO del asteroide para luego ser recapturado selectivamente por el óxido de aluminio por medio la reacción $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{MgO} \rightarrow \text{MgAl}_2\text{O}_4$ [15].

Más allá esta divergencia en la interpretación de la anomalía isotópica del Mg, la comunidad astrofísica mantuvo una gran expectativa por encontrar rastros de la actividad del ^{26}Al en el medio interestelar.

1.3. ^{26}Al en el medio interestelar

De acuerdo a cálculos de combustión explosiva de carbono en supernovas [16], una considerable cantidad de ^{26}Al ($\sim 1 M_{\odot}$) debía ser producida y expulsada al medio interestelar (ver 2.3.4 y 3.4.5). Basados en estas estimaciones Ramatay y Lingenfelter [17] e, independientemente, Arnett [18] sugirieron que un posible blanco para un telescopio de rayos gamma sería la línea de $E_{\gamma} = 1,809$ MeV proveniente del decaimiento del radioisótopo ^{26}Al . Para esta radiación se estimó un flujo sobre la Tierra de 10^{-4} fotones $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ proveniente del centro galáctico. Dada la relativamente larga vida media del ^{26}Al , se predijo además que estos núcleos se termalizarían en el medio interestelar, desexcitándose prácticamente en reposo y emitiendo una línea γ angosta fácilmente identificable.

Todas estas predicciones fueron confirmadas en 1982 por Mahoney, Ling, Jacobson y Lingenfelter [19] mediante el telescopio satelital *HEAO-3*²: se detectó un flujo de $(6,0 \pm 2,3) \times 10^{-4}$ fotones $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ para la línea gamma característica del ^{26}Al . Esta señal resultaba separada del fondo de radiación γ en $2,6 \sigma$.

Aplicando nuevas técnicas en el análisis de los datos, en 1984 se corrigió este valor a $4,8 \times 10^{-4}$ fotones $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ con una separación de $4,7 \sigma$ [21]. Este flujo, mayor que el estimado originalmente, es compatible con la existencia de $4 M_{\odot}$ de ^{26}Al en la Vía Láctea. Esta cantidad de ^{26}Al implicaría que las supernovas produzcan aluminio con una relación $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ mayor a la calculada por los modelos de nucleosíntesis (ver 3.5). Poder explicar la cantidad de ^{26}Al observada en el medio interestelar llevó a buscar fuentes alternativas que lo pudieran producir [22].

1.4. Posibles fuentes de ^{26}Al

El ^{26}Al es producido dentro de la cadena de Mg-Al a través de la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)$, en estrellas donde se fusiona H (ver 2.2), o C y Ne (2.3.2), a altas temperaturas. La combustión de H ocurre en forma hidrostática en el rango de temperaturas de 30–90 MK en estrellas masivas ($40 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 120$) en su fase de *Wolf-Rayet* (W-R, ver 3.4.1) o en estrellas menos

²El telescopio *HEAO* (High Energy Astronomy Observatory) fue lanzado en 1979. Consistía en cuatro detectores coaxiales de germanio de alta pureza, con un sistema anticompton de ICs. Este telescopio contaba con una sensibilidad mínima de 10^{-4} fotones $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, una resolución en energía de 3,3 keV FWHM y una apertura efectiva de 42° FWHM [20].

masivas ($1 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 9$) en su fase dentro de la *rama asintótica de las gigantes* (AGB, ver 3.4.2).

Por otro lado, la combustión de H puede ocurrir en condiciones explosivas en enanas blancas que crecen absorbiendo material rico en H y desembocan en una explosión nova ($0,1 \lesssim T/GK \lesssim 0,4$). También puede producirse ^{26}Al en la combustión hidrostática de C y Ne previa a la explosión de una supernova ($T \sim 1$ GK, ver 2.3.3 y 3.4.4) o en la explosión misma ($T \sim 2-3$ GK, ver 2.3.4 y 3.4.5). A pesar de que las últimas evidencias favorecerían el origen en estrellas W-R [23], las fuentes de ^{26}Al no están completamente determinadas (ver 3.4). Tampoco es sabido si el ^{26}Al observado en el medio interestelar tiene el mismo origen que el ^{26}Al de los meteoritos. Discernir entre las diferentes fuentes de ^{26}Al posibles requiere modelos de nucleosíntesis más precisos. En estos modelos, las incertidumbres son debidas principalmente a la falta de un conocimiento preciso de la tasa de reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$.

A las temperaturas mencionadas, la reacción ocurre exclusivamente a través de resonancias muy débiles. Por lo tanto, es en extremo difícil la medición de estas resonancias en el laboratorio a través del método convencional de detección en línea de los rayos gamma de desexcitación del núcleo compuesto ^{26}Al .

En este trabajo se desarrolló un método alternativo de medición que evita estos inconvenientes. Dicho método consiste en la producción de la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)$ y la posterior medición de la cantidad de $^{26}\text{Al}^g$ mediante la técnica de espectrometría de masas con aceleradores. De esta manera se midió la intensidad de tres resonancias de la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)$, $E_p^{\text{lab}} = 316,1; 389,0$ y $434,5$ keV, que dominan la producción de ^{26}Al en el rango de temperaturas de 0,1 a 1,5 GK.

1.5. Disposición del trabajo

En el siguiente capítulo se describen las reacciones nucleares a energía subcoulombianas (no resonantes, con resonancias anchas y delgadas) y se muestra el cálculo de la tasa de reacción estelar en función de la temperatura. Se detallan, además, las etapas de evolución estelar y los modelos estelares de las posibles fuentes de ^{26}Al . En el capítulo 3 se discute cuantitativamente la producción cosmogénica de ^{26}Al de cada una de sus fuentes, su expulsión al medio interestelar y la observación a través de su radiación gamma característica. En el capítulo 4 se describen los aspectos experimentales de la medición de una reacción nuclear y, en particular, el método usual de medición en línea de los rayos gamma de desexcitación. Se resumen, además, los datos previamente existentes acerca de la estructura del ^{26}Al por encima del umbral de la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)$ y la intensidad de sus resonancias, provenientes tanto de mediciones de laboratorio como de estimaciones teóricas.

En el capítulo 5 se describe el método de medición alternativo utilizado en este trabajo, los principios de la técnica AMS y las características de la medición de ^{26}Al . En particular se

comparan las tres formas de supresión del isóbaro ^{26}Mg : extracción de Al^- de la fuente de iones, supresión por ionización total (*full stripping*) y la utilizada en este trabajo, supresión mediante un imán con gas (GFM). Los aspectos técnicos de construcción de los blancos, el cálculo de la energía necesaria de los protones y su irradiación en el implantador de iones se describe en el capítulo 6, mientras que el procesamiento químico realizado sobre las muestras y el análisis de las impurezas se detalla en el capítulo 7.

El capítulo 8 se dedica a las mediciones de la concentración $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ mediante la técnica AMS: se describe el acelerador tándem utilizado, los sistemas de separación e identificación de iones y el procedimiento de análisis de datos. En particular se detalla la metodología de medición: muestra testigo, estándar e irradiadas, la discriminación de la interferencia de ^{26}Mg y se aclara el cálculo de errores. Se discute además la eficiencia de las distintas etapas del método y las ventajas comparativas con las otras opciones.

En el capítulo 9 se presentan los resultados obtenidos para la intensidad de las tres resonancias de la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}^g$ que fueron medidas. Con estos datos se calcula la tasa de reacción en función de la temperatura para estos datos y se comparan con los valores aceptados. Las conclusiones finales se ofrecen en el capítulo 10.

En un apéndice se presenta, además, la descripción de otro método de medición que fue ensayado en el marco de este trabajo. En este caso, se produce la reacción en cinemática inversa $\text{H}(^{25}\text{Mg},\gamma)$ en el terminal del acelerador tándem y se analiza el ^{26}Al producido mediante las técnicas de discriminación de iones de AMS.

Capítulo 2

Nucleosíntesis Estelar

Las reacciones termonucleares tienen un rol fundamental para comprender el proceso de producción de energía y síntesis de elementos en estrellas. Una estrella nace del colapso de gas interestelar, principalmente hidrógeno y helio. Este sistema se condensa y la protoestrella se calienta como resultado de la conversión de energía gravitacional en energía térmica. Cuando la temperatura y la densidad en el centro son suficientemente altas, comienzan a producirse fusiones nucleares.

Por tener la menor barrera coulombiana (ec. [2.12]), la reacción más fácilmente accesible es la fusión de hidrógeno que conduce a la formación de helio (ver 2.2.1). La energía liberada en esta reacción (prácticamente la energía de ligadura del ${}^4\text{He}$) estabiliza la estrella en un balance entre la contracción gravitacional y la presión térmica. Esta situación se mantiene sin mayor alteración hasta que se agota el hidrógeno en el centro de la estrella. Se produce entonces una contracción y convierte nuevamente energía gravitatoria en térmica hasta que su temperatura y densidad sean suficiente para encender la próxima reacción disponible. A las bajas energías estelares, la sección eficaz de fusión está fuertemente limitada por la barrera coulombiana de los núcleos. Por lo tanto, cada tipo de reacción determina una etapa bien diferenciada en la evolución de una estrella [24, 2].

En este capítulo se detallan, entonces, los distintos mecanismos de las reacciones nucleares y, a partir de estos, se explican los modelos de evolución estelar de las posibles fuentes de ${}^{26}\text{Al}$.

2.1. Reacciones nucleares

Una reacción nuclear $a + A \rightarrow b + B + Q$ (aquí Q es la energía liberada) puede clasificarse según sea el reagrupamiento de los nucleones participantes [25]:

- *reacción elástica:* $b = a, B = A, Q = 0$
- *reacción inelástica:* $b = a, B = A^*, Q < 0$
- *transferencia:* $b = a \pm x, B = A \mp x$
- *fusión :* $B = A + a$

Estos dos últimos casos son los de mayor interés para la producción de energía y la nucleosíntesis estelar.

2.1.1. Tasa de reacción estelar

En un gas estelar, la tasa de reacción r entre N_x partículas/cm³ del tipo X y N_y partículas/cm³ del tipo Y es

$$r = \frac{N_x N_y v \sigma(v)}{1 + \delta_{xy}}, \quad (2.1)$$

donde v es la velocidad relativa entre las partículas y $\sigma(v)$ la sección eficaz de la reacción entre ellas. El denominador con el símbolo de Kronecker δ_{xy} corrige el caso de partículas X e Y idénticas.

Para una distribución de velocidades $\phi(v)$ se calcula la tasa media de reacción por par de partículas $\langle \sigma v \rangle$ como

$$\langle \sigma v \rangle = \int_{v_{min}}^{\infty} \phi(v) v \sigma(v) dv. \quad (2.2)$$

Aquí, v_{min} es la velocidad umbral de la reacción:

- $v_{min} = (-2Q/m)^{1/2}$ para reacciones endotérmicas ($Q < 0$),
- $v_{min} = 0$ para exotérmicas ($Q > 0$).

En materia estelar normal el gas no está degenerado y las partículas se mueven con velocidades no relativistas. El gas está entonces en equilibrio termodinámico y puede ser descrito con una distribución de velocidades de Maxwell-Boltzmann

$$\phi_{MB}^{(m)}(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT} \right), \quad (2.3)$$

donde T es la temperatura del gas y m la masa de la partícula. En términos de la energía E la distribución puede escribirse como

$$\phi(E) \propto E e^{-E/kT}. \quad (2.4)$$

Por lo tanto, para calcular la tasa media de reacción por par de partículas debe integrarse sobre las distribuciones de cada tipo de partícula:

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \int_0^\infty \phi_{MB}^{(m_x)}(v_x) \phi_{MB}^{(m_y)}(v_y) v \sigma(v) dv_x dv_y. \quad (2.5)$$

Esta ecuación puede expresarse en términos de la velocidad relativa v y la del centro de masa V como

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \int_{v_{\min}}^\infty \phi_{MB}^{(\mu)}(v) \phi_{MB}^{(M)}(V) v \sigma(v) dv dV. \quad (2.6)$$

donde $M = m_x + m_y$ y $\mu = m_x m_y / (m_x + m_y)$. Así, la expresión puede reescribirse como producto de dos distribuciones ϕ_{MB} independientes e integrar trivialmente en la velocidad V . Utilizando la expresión (2.3) queda

$$\langle \sigma v \rangle = 4\pi \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_{v_{\min}}^\infty \sigma(v) \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT}\right) v^3 dv \quad (2.7)$$

o, en términos de la energía de centro de masa $E = \frac{1}{2}\mu v^2$,

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_{E_{\min}}^\infty \sigma(E) e^{-E/kT} E dE. \quad (2.8)$$

2.1.2. Reacciones no resonantes

En el caso de reacciones inducidas por neutrón, $A(n, b)B$, la sección eficaz, σ_n , asumiendo el caso más usual de un proceso de dos pasos, $A + n \rightarrow C \rightarrow B + b$, puede calcularse como

$$\sigma_n \simeq \lambda_n^2 |\langle B + b | H_{II} | C \rangle \langle C | H_I | A + n \rangle|^2 \quad (2.9)$$

donde λ es la longitud de onda de De Broglie

$$\lambda = \frac{m_n + m_A}{m_A} \frac{\hbar}{(2m_n E_n^{lab})^{1/2}} \quad (2.10)$$

y H_I y H_{II} son los operadores de las interacciones. Los elementos de matriz correspondientes se expresan en términos del ancho parcial del canal de entrada $\Gamma_n(E_n)$ y el del canal de salida $\Gamma_b(Q + E_n)$. Para neutrones térmicos $E_n \ll Q$ y, entonces, $\Gamma_b(Q + E_n) \sim \Gamma_b(Q) = \text{cte}$. Los neutrones sin impulso angular ($l_n = 0$) dominan la reacción y $\Gamma_n(E_n) \propto v_n$. Por lo tanto, se tiene que la sección eficaz es

$$\sigma_n(E_n) \propto \frac{1}{v_n^2} v_n = \frac{1}{v_n}. \quad (2.11)$$

Así, la tasa de reacción estelar (ver [2.2]) resulta $\langle \sigma v \rangle = \text{cte}$, esto es, independiente de la temperatura T .

Las reacciones entre núcleos cargados, en cambio, están inhibidas por la barrera coulombiana V_C :

$$V_C(r) = \frac{Z_a Z_A e^2}{1,54 \text{ fm} (a^{1/3} + A^{1/3})}. \quad (2.12)$$

A temperaturas estelares la cantidad de partículas con energía mayor a la de la barrera coulombiana es claramente insuficiente para crear la energía irradiada por las estrellas¹. Es evidente, entonces, que la fusión ocurre a energías subcoulombianas, penetrando la barrera por efecto túnel. La probabilidad de dicha penetración puede calcularse a partir de

$$P_C = \frac{|\psi(R_N)|^2}{|\psi(R_R)|^2} \quad (2.13)$$

donde $\psi(r)$ es la función de onda y R_N y R_R son el radio nuclear y el punto de retorno clásico respectivamente. Para el caso usual $E \ll V_C$ ($R_R \gg R_N$) esta probabilidad puede aproximarse por

$$P_C = e^{-2\pi\eta} \quad (2.14)$$

donde $\eta = Z_a Z_A e^2 / \hbar v$ es el parámetro de Sommerfeld. La sección eficaz de una reacción entre partículas cargadas puede entonces escribirse como

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} S(E) e^{-2\pi\eta}. \quad (2.15)$$

Aquí, el factor $1/E$ proviene del cuadrado de la longitud de onda de De Broglie, λ^2 , y $S(E)$, definido por esta ecuación, contiene entonces todos los efectos estrictamente nucleares. El factor $S(E)$, conocido como *factor-S nuclear* o *astrofísico*, es, para el caso de una reacción no resonante, una función suave de la energía. La sección eficaz, debido al factor exponencial, disminuye drásticamente con la energía. Su medición de laboratorio es entonces prácticamente imposible para las energías más bajas, que son justamente las de mayor interés astrofísico. Por tanto, en el caso de reacciones no resonantes, el factor-S es mucho más útil para extrapolar a ese rango resultados obtenidos experimentalmente a energías superiores. Esta extrapolación será, sin embargo, sólo una cota inferior. La existencia de un estado excitado desconocido del núcleo compuesto en el rango de bajas energías puede provocar una resonancia que domine totalmente la tasa de reacción estelar (ver 2.1.3, 2.1.4, 2.1.5).

Combinando las ecuaciones (2.15) y (2.8) se obtiene que la tasa de reacción por par de partículas es

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty S(E) \exp \left[-\frac{E}{kT} - \left(\frac{E_G}{E} \right)^{1/2} \right] dE \quad (2.16)$$

donde $E_G = 2\mu(\pi Z_a Z_A e^2 / \hbar)^2$ es la llamada energía de Gamow. Dada la suave dependencia de $S(E)$ con la energía, el integrando de esta ecuación está gobernado por la dependencia

¹Por ej. la fusión p-p tiene $V_C = 468 \text{ keV}$ y ocurre a $T \sim 10^7 \text{ K}$. La relación entre la cantidad de partículas con $E = 468 \text{ keV}$ y aquellas con $E = kT = 0,86 \text{ keV}$ es $\phi_{MB}(468 \text{ keV}) / \phi_{MB}(0,86 \text{ keV}) \sim 10^{-233}$.

exponencial de la penetración de la barrera coulombiana y de la distribución de Maxwell-Boltzmann. El producto de estos factores da lugar al llamado *pico de Gamow* (ver fig. 2.1). Este pico está centrado en $E_0 = [E_G(kT)^2/4]^{1/3}$ (energía sensiblemente mayor al máximo de la distribución de Maxwell-Boltzmann, kT), tiene un ancho $\Delta = 4(E_0kT/3)^{1/2}$ y un valor máximo de $I_{max} = \exp(-3E_0/kT)$. Para una dada temperatura T , la reacción entre las partículas cargadas ocurre principalmente a energías $E \sim E_0 \pm \Delta/2$. Por lo tanto es precisamente en ese rango donde debe conocerse la sección eficaz para calcular la tasa de reacción.

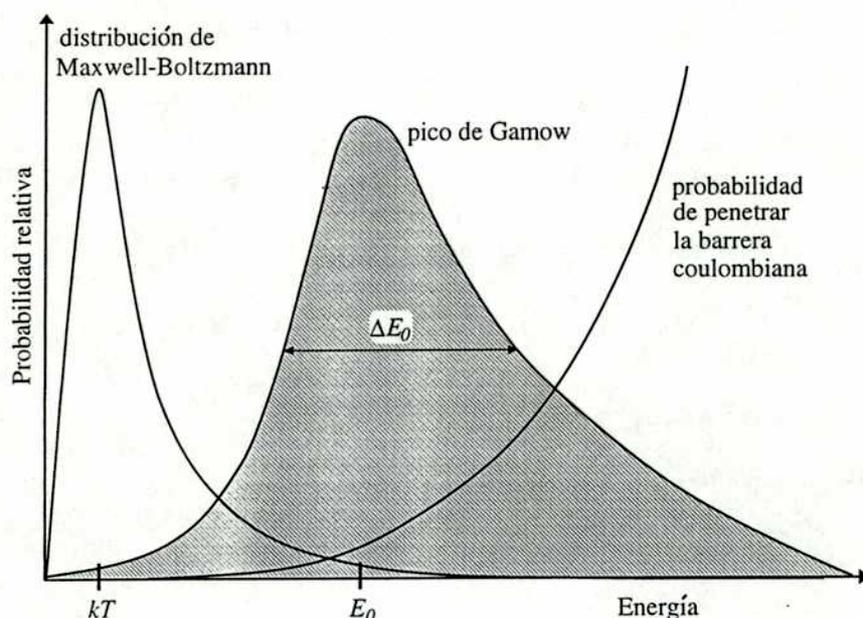


Figura 2.1: Para una dada temperatura T , la reacción nuclear entre las partículas cargadas de un medio estelar ocurre principalmente en el rango de energías donde el producto entre la distribución de Maxwell-Boltzmann y la probabilidad de penetrar la barrera coulombiana es máximo (*pico de Gamow*). Para facilitar su visualización la ilustración no está a escala.

Aproximando el pico de Gamow por una curva gaussiana

$$\exp\left[-\frac{E}{kT} - \left(\frac{E_G}{E}\right)^{1/2}\right] \sim I_{max} \exp\left[-\left(\frac{E - E_0}{\Delta/2}\right)^2\right] \quad (2.17)$$

y al factor-S como una constante $S(E) \sim S(E_0)$ para energías comprendidas dentro del pico de Gamow, la tasa de reacción $\langle\sigma v\rangle$ de la ecuación (2.16) puede estimarse como

$$\langle\sigma v\rangle \sim \left(\frac{2}{\mu}\right)^{1/2} \frac{\Delta}{(kT)^{3/2}} S(E_0) \exp\left(-\frac{3E_0}{kT}\right). \quad (2.18)$$

La tasa de reacción $\langle\sigma v\rangle$ puede escribirse en forma de potencias de la temperatura T como

$$\langle\sigma v\rangle \propto T^{(E_0/kT-2/3)}. \quad (2.19)$$

Por otro lado, la tasa de reacción depende fuertemente de la barrera coulombiana del sistema a través del parámetro de Sommerfeld. En la tabla 2.1 se compara a la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ con otros cuatro sistemas típicos para la temperatura del interior solar ($T = 15$ MK). Allí se evidencia que, aunque una estrella posea muchos elementos diversos, para una dada temperatura sólo reaccionarán aquellos con la menor barrera coulombiana, determinándose etapas de combustión muy bien diferenciadas.

Sistema	V_C (MeV)	E_0 (keV)	Δ (keV)	$\langle\sigma v\rangle S(E_0)$ (m/s/eV)	$\langle\sigma v\rangle \propto$
p + p	0,47	5,9	6,4	3×10^3	$T^{3,9}$
p + ^{14}N	1,9	27	14	8×10^{-24}	T^{20}
p + ^{25}Mg	2,9	39	16	1×10^{-35}	T^{29}
α + ^{12}C	2,9	56	20	1×10^{-53}	T^{42}
^{16}O + ^{16}O	12	237	40	3×10^{-235}	T^{182}

Tabla 2.1: Comparación entre las tasas de reacción de varios sistemas para una temperatura $T = 15$ MK. Las tasas de reacción $\langle\sigma v\rangle$ pueden determinarse a menos del factor nuclear $S(E_0)$, a partir del área del pico de Gamow, el cual se centra en una energía E_0 y tiene un ancho Δ (ver ec. [2.18] y fig. 2.1). Se nota aquí la extrema sensibilidad de la tasa de reacción al valor de barrera coulombiana del sistema, V_C , y la creciente dependencia con la temperatura del medio estelar, T . A pesar de que el proceso $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ es una reacción resonante cuya tasa de reacción debe ser calculada según lo que se explica en 2.1.3, sus parámetros de origen no nuclear pueden compararse aquí.

2.1.3. Reacciones con resonancias delgadas y aisladas

Las reacciones no resonantes son procesos de un paso, o *directos*. Esto, en el caso de una reacción de captura $A(a,\gamma)B$ con $B = A + a$, equivale a una transición exclusivamente electromagnética del proyectil a , el cual emite un fotón gamma y pasa directamente a un estado ligado (de energía de excitación E_x) del núcleo final B (ver fig. 2.2a). Este fotón, entonces, tiene una energía cinética $E_\gamma = E_\alpha + Q - E_x$, donde $E_\alpha = E_a^{lab} m_A / (m_a + m_A)$ es la energía del sistema en el centro de masa y $Q = m_A + m_a - m_B$ es la diferencia de masas entre el canal de entrada y el de salida. La sección eficaz de los procesos directos se calcula a partir de un solo elemento de matriz,

$$\sigma_\gamma \propto |\langle B | H_\gamma | A + a \rangle|^2, \quad (2.20)$$

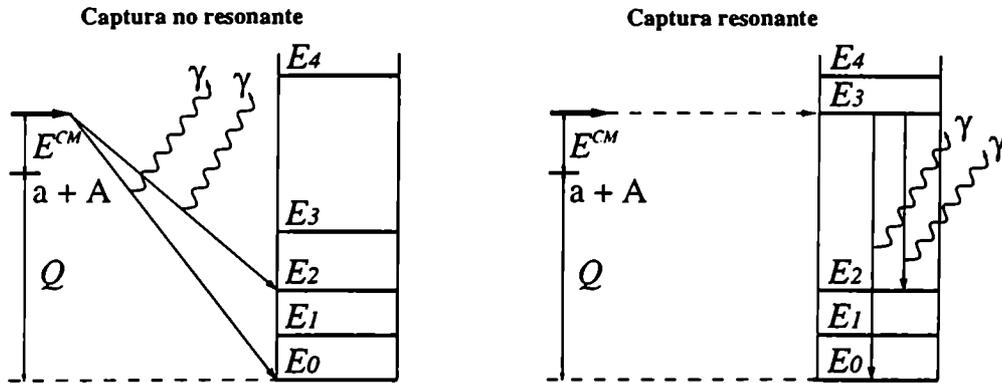


Figura 2.2: Esquema de niveles del proyectil a , blanco A y núcleo compuesto B de una reacción de captura $A(a, \gamma)B$ para los casos no resonante y resonante. Mientras que en el primer caso la sección eficaz varía lentamente con la energía, la reacción resonante sólo ocurre a energías determinadas por los niveles excitados del núcleo compuesto B .

donde H_γ es el operador electromagnético, y la reacción puede ocurrir para cualquier valor de energía del proyectil.

En cambio, una reacción resonante, como es el caso del proceso $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$, ocurre en dos pasos: primero se forma el núcleo compuesto B en un estado excitado E_x y luego este estado decae electromagnéticamente al estado final E_f (generalmente, el estado fundamental del núcleo B). Por lo tanto, el proceso resonante ocurre sólo si la energía del canal de entrada, $Q + E_\alpha$, coincide con la energía del estado excitado del núcleo compuesto E_x (ver fig. 2.2b):

$$E_\alpha = E_x - Q. \quad (2.21)$$

La sección eficaz de un proceso resonante debe, entonces, calcularse a partir del producto de los cuadrados de dos elementos de matriz:

$$\sigma_\gamma \propto |\langle E_f | H_\gamma | E_x \rangle|^2 |\langle E_x | H_f | A + a \rangle|^2 \quad (2.22)$$

donde H_f es el operador que describe la formación del núcleo compuesto en el estado E_x y H_γ el operador de la posterior desexcitación electromagnética. La probabilidad de cada paso de la reacción está dada los cuadrados de los elementos de matriz y estos se representan por un *ancho parcial* $\Gamma_i = \hbar/\tau_i$, donde τ_i es la vida media.

Así, la ecuación (2.22) puede expresarse como

$$\sigma_\gamma \propto \Gamma_a \Gamma_\gamma \quad (2.23)$$

donde Γ_a es el ancho parcial de captura del proyectil a y Γ_γ el decaimiento γ del estado excitado del núcleo compuesto.

Semiclásicamente, un proyectil con impulso $p = \hbar/\lambda$ y parámetro de impacto b tiene un impulso angular orbital $L = bp$, el cual está cuantizado de la forma $L = l\hbar$, con l entero. El parámetro de impacto b de un proyectil puede tomar valores $b = l\lambda$ y la máxima sección eficaz correspondiente será

$$\sigma_{max} = \pi(b_{l+1}^2 - b_l^2) = \pi\lambda^2(2l + 1). \quad (2.24)$$

Para un sistema con espines, la conservación del impulso angular total j y la paridad π impone

$$j_a + j_A + l = j_x \quad (2.25)$$

$$y \quad \pi(j_a)\pi(j_A)(-1)^l = \pi(j_x), \quad (2.26)$$

donde j_a , j_A y j_x son los impulsos angulares del proyectil, blanco y estado excitado del núcleo compuesto respectivamente. Hay, por tanto, $2j_x + 1$ estados finales posibles sobre los que se debe sumar y $(2j_a + 1)(2j_A + 1)$ estados iniciales sobre los que se debe promediar, dando lugar al denominado *factor estadístico* ω definido como

$$\omega = \frac{2j_x + 1}{(2j_a + 1)(2j_A + 1)}(1 + \delta_{aA}). \quad (2.27)$$

Aquí, el factor $(1 + \delta_{aA})$ contempla el caso en que las partículas del canal de entrada son idénticas.

A su vez, la dependencia con la energía de una sección eficaz con una resonancia en $E = E_r$ se parametriza como

$$\sigma_\gamma(E) \propto \frac{\Gamma_a \Gamma_\gamma}{(E - E_r) + (\Gamma/2)^2} \quad (2.28)$$

donde Γ es el ancho total de la resonancia, equivalente a la suma de los anchos parciales de todos los modos posibles de decaimiento.

$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_\gamma + \dots \quad (2.29)$$

La combinación de estos factores llevan a la fórmula de Breit-Wigner,

$$\sigma_{\gamma-BW}(E) = \pi\lambda^2 \frac{2j_x + 1}{(2j_a + 1)(2j_A + 1)} (1 + \delta_{aA}) \frac{\Gamma_a \Gamma_\gamma}{(E - E_r) + (\Gamma/2)^2}, \quad (2.30)$$

válida para resonancias delgadas ($\Gamma \ll E_r$) y aisladas (separadas de resonancias vecinas en mucho más que el ancho de las mismas). Nótese que, así como la reacción de captura $A(a, \gamma)B$ tiene una sección eficaz $\sigma_\gamma \propto \Gamma_a \Gamma_\gamma$, la dispersión elástica también ocurre teniendo una sección eficaz $\sigma_e \propto \Gamma_a \Gamma_a$. El cociente entre ambas secciones es $\sigma_\gamma/\sigma_e = \Gamma_\gamma/\Gamma_a$. Si sólo

hay dos posibles canales de decaimiento, $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_\gamma$, la máxima sección eficaz de captura se da en el caso $\Gamma_a = \Gamma_\gamma = \Gamma/2$ y resulta $\sigma_\gamma = \sigma_e$, siendo la sección eficaz total la suma de la elástica y la de captura. Sin embargo, por lo general se da el caso $\Gamma_\gamma \ll \Gamma_a$ y, por lo tanto, $\sigma_\gamma \ll \sigma_e$.

Para calcular la tasa de reacción estelar por par de partículas debe usarse la sección eficaz de Breit-Wigner σ_{BW} (ec. [2.30]) en la expresión (2.8):

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_{E_{min}}^{\infty} \sigma_{BW}(E) e^{-E/kT} E dE. \quad (2.31)$$

En el caso de una resonancia delgada, la distribución de Maxwell-Boltzmann, $\phi(E) = E \exp(-E/kT)$, varía muy poco en el intervalo de energía de la resonancia y puede reemplazarse por su valor en $E = E_r$ y sacarse de la integral:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} e^{-E_r/kT} E_r \int_{E_{min}}^{\infty} \sigma_{BW}(E) dE. \quad (2.32)$$

Asimismo para integrar la sección eficaz de Breit-Wigner deben despreciarse las variaciones de la longitud de onda y de los anchos parciales en el intervalo de energía de la resonancia:

$$\begin{aligned} \lambda(E) &\sim \lambda_r, \\ \Gamma_a(E) &\sim \Gamma_a, \\ \Gamma_\gamma(E) &\sim \Gamma_\gamma. \end{aligned} \quad (2.33)$$

De este modo se obtiene

$$\int_{E_{min}}^{\infty} \sigma_{BW}(E) dE = \pi \lambda_r^2 \omega \Gamma_a \Gamma_\gamma \int_{E_{min}}^{\infty} \frac{1}{(E - E_r) + (\Gamma/2)^2} dE = 2\pi^2 \lambda_r^2 \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_\gamma}{\Gamma}. \quad (2.34)$$

El producto entre el factor estadístico ω (ec. [2.27]) y el cociente de los anchos $\gamma \equiv \Gamma_a \Gamma_\gamma / \Gamma$ se denomina *intensidad de la resonancia*:

$$\omega \gamma \equiv \frac{2j_x + 1}{(2j_a + 1)(2j_A + 1)} (1 + \delta_{aA}) \frac{\Gamma_a \Gamma_\gamma}{\Gamma}. \quad (2.35)$$

La intensidad de la resonancia $\omega \gamma$ representa la sección eficaz de una resonancia delgada integrada en energía. Así, la tasa de reacción por par de partículas para una resonancia delgada puede calcularse como

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{2\pi}{\mu kT} \right)^{3/2} \hbar^2 (\omega \gamma)_r e^{-E_r/kT}. \quad (2.36)$$

En este caso, el rango de energías relevante para la reacción, equivalente al pico de Gamow, es el mismo pico de la resonancia (ver fig. 2.3). En el caso en que una reacción tenga varias

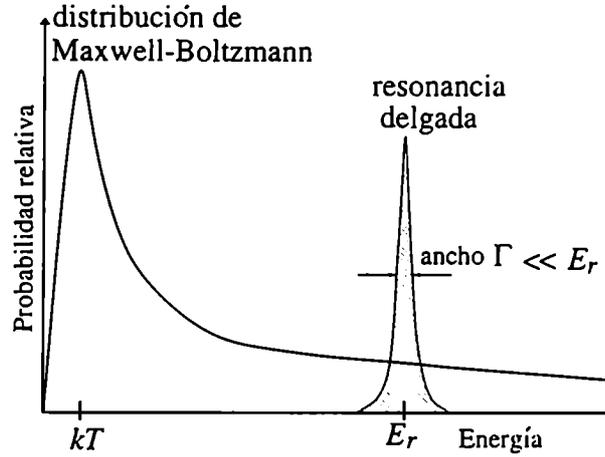


Figura 2.3: Partículas con una distribución de energías de Maxwell-Boltzmann reaccionan a través de una resonancia delgada. En este caso, el pico de Gamow coincide con el de la resonancia.

resonancias, la contribución de cada una se suma:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{2\pi}{\mu kT} \right)^{3/2} \hbar^2 \sum_i (\omega\gamma)_r^i e^{-E_r^i/kT}. \quad (2.37)$$

Aquí, el pico de Gamow (ec. [2.17]) indica que resonancias contribuirán más a la tasa de reacción estelar a una dada temperatura T . En efecto, por debajo de la barrera coulombiana la intensidad de las resonancias disminuye drásticamente con la energía. Sin embargo, también son determinantes factores de origen nuclear. Por ejemplo, aquellos estados excitados del núcleo compuesto que, dada la conservación del impulso angular j (ec. [2.25]) y de la paridad π (ec. [2.26]), sean compatibles con ondas incidentes tipo s ($l = 0$) darán lugar a resonancias más intensas. Las ondas s , por corresponder al caso clásico de colisión frontal, tienen mayor penetración de la barrera coulombiana. Esto es determinante en el límite de bajas energías como es el caso de las reacciones estelares.

En el caso de una reacción de captura resonante $A(a,\gamma)B$ con dos canales de reacción, Γ_γ y Γ_a (siendo $\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_a$), la intensidad de la resonancia $\omega\gamma$ está determinada por el menor de los dos anchos parciales. El ancho parcial de la desexcitación electromagnética Γ_γ es del orden o menor a 1 eV dependiendo de la estructura del núcleo. Para energías cercanas a la de la barrera coulombiana el ancho parcial de la captura Γ_a alcanza valores del orden de 1 MeV. En este caso, $\Gamma \sim \Gamma_a$ y, por tanto, la intensidad de la resonancia es $\omega\gamma \sim \omega\Gamma_\gamma \lesssim 1$ eV. Para el caso $E \ll V_C$, en cambio, el ancho parcial de la captura Γ_a es varios órdenes de magnitud menor. Se tiene entonces $\Gamma_a \ll \Gamma_\gamma$ y, por tanto, la intensidad de la resonancia resulta $\omega\gamma \sim \omega\Gamma_a$.

2.1.4. Reacciones con resonancias anchas

Si la resonancia es ancha ($\Gamma \gtrsim E_r/10$) no puede despreciarse la dependencia de la sección eficaz con la energía en el cálculo de la tasa de reacción, debiéndose considerar explícitamente la dependencia de los anchos parciales Γ con la energía:

$$\sigma(E) = \pi \lambda^2(E) \frac{(2j_x + 1)(1 + \delta_{aA})}{(2j_a + 1)(2j_A + 1)} \frac{\Gamma_a(E)\Gamma_\gamma(E)}{(E - E_r) + [\Gamma(E)/2]^2}. \quad (2.38)$$

Esta expresión puede escribirse también en términos de parámetros experimentales como la sección eficaz en la energía de resonancia, $\sigma_r = \sigma(E_r)$, y el ancho total $\Gamma_r = \Gamma(E_r)$:

$$\sigma(E) = \sigma_r \frac{E_r}{E} \frac{\Gamma_\gamma(E)}{\Gamma_\gamma(E_r)} \Gamma_\gamma(E_r) \frac{\Gamma_a(E)}{\Gamma_a(E_r)} \frac{\Gamma_r^2}{4(E - E_r) + \Gamma(E)^2}. \quad (2.39)$$

Dada la reversibilidad temporal de las interacciones electromagnética y fuerte, los anchos parciales Γ pueden calcularse como $\Gamma = \hbar/\tau$, donde τ es la vida media del proceso inverso. En el caso de formación de un núcleo $A + a \rightarrow B$, el ancho parcial Γ_a se calcula a partir de la vida media del núcleo compuesto B frente al decaimiento $B \rightarrow A + a$ [2].

2.1.5. Reacciones con resonancias por debajo del umbral

Considérese un núcleo B que tenga un estado excitado con energía E_x inferior al valor Q de la reacción $A(a, \gamma)B$ ($Q = m_A + m_a - m_B$). En principio, el proceso no podría ocurrir en forma resonante a través de dicho estado, pues corresponde una energía cinética negativa del canal de entrada: $E_\alpha = E_x - Q < 0$. Se dice entonces que este estado está a una energía $-E_\alpha$ debajo del umbral de la reacción. Si este estado decae únicamente a través de la emisión γ , su ancho será $\Gamma = \Gamma_\gamma \lesssim 1$ eV y será inaccesible para la reacción. Sin embargo, si tiene otro canal de decaimiento posible, $C + c$ por ejemplo, su ancho total será $\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_c$, pudiendo tomar valores del orden de 1 MeV. En este caso, (ver fig. 2.4) la cola de alta energía puede estar por encima del umbral Q y ser accesible a la reacción con valores positivos de energía cinética E_α . La sección eficaz se describe entonces a través de la expresión de Breit-Wigner (ec. [2.30]),

$$\sigma(E) = \pi \lambda^2 \omega \frac{\Gamma_a(E)\Gamma_\gamma(E + Q)}{(E - E_r) + [\Gamma(E)/2]^2}, \quad (2.40)$$

donde el ancho de la captura Γ_a está determinado por la penetrabilidad de la barrera coulombiana (ec. [2.14]).

2.1.6. Reacción inversa

A bajas energías estelares predominan las reacciones nucleares $A(a, b)B$ con valor Q positivo. Sin embargo, a temperaturas mayores aumenta la cantidad de partículas con $E_\alpha \geq Q$ y la reacción inversa $B(b, a)A$ ($Q_i < 0$) cobra mayor importancia.

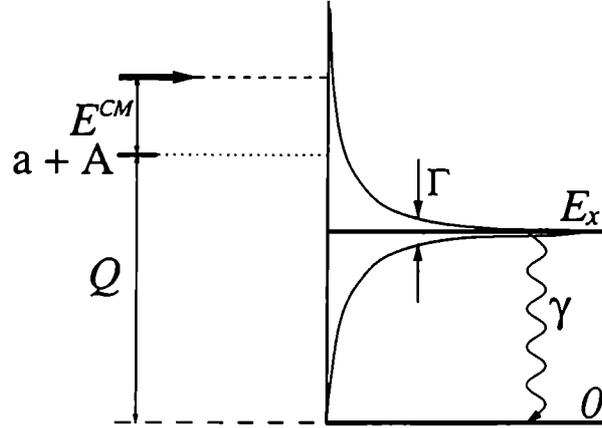


Figura 2.4: Un estado excitado del núcleo compuesto con energía E_x menor que el valor Q de la reacción puede dar lugar a una resonancia si su ancho Γ es tal que su cola de alta energía está por arriba del umbral.

Si la sección eficaz de la reacción $A(a, b)B$, a través de un núcleo compuesto C , se calcula como

$$\sigma_{aA}(E) = \pi \lambda^2 \frac{2j_x + 1}{(2j_a + 1)(2j_A + 1)} (1 + \delta_{aA}) |(B + b|H_{II}|C)\langle C|H_I|A + a\rangle|^2, \quad (2.41)$$

la sección eficaz de la reacción inversa se calculará como

$$\sigma_{bB}(E) = \pi \lambda^2 \frac{2j_x + 1}{(2j_b + 1)(2j_B + 1)} (1 + \delta_{bB}) |\langle A + a|H_I|C\rangle \langle C|H_{II}|B + b\rangle|^2. \quad (2.42)$$

Si los operadores de las interacciones H_I y H_{II} no involucran la interacción débil, habrá invariancia ante inversión temporal y los elementos de matriz serán idénticos. Entonces, las secciones eficaces de ambos procesos estarán relacionadas como

$$\frac{\sigma_{aA}}{\sigma_{bB}} = \frac{m_b m_B}{m_a m_A} \frac{E_{bB}}{E_{aA}} \frac{(2j_b + 1)(2j_B + 1)}{(2j_a + 1)(2j_A + 1)} \frac{(1 + \delta_{aA})}{(1 + \delta_{bB})} \quad (2.43)$$

lo cual es independiente del estado intermedio C . En muchos casos, es más fácil determinar experimentalmente la sección eficaz de la reacción inversa $B(b, a)A$ y, a través de la relación (2.43), obtener la sección eficaz de la reacción $A(a, b)B$. Las respectivas tasas de reacción por par de partículas se calculan según la ecuación (2.8) y tienen una relación

$$\frac{\langle \sigma v \rangle_{bB}}{\langle \sigma v \rangle_{aA}} = \frac{(2j_a + 1)(2j_A + 1)}{(2j_b + 1)(2j_B + 1)} \frac{(1 + \delta_{bB})}{(1 + \delta_{aA})} \left(\frac{\mu_a A}{\mu_a B} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{Q}{KT}\right). \quad (2.44)$$

Esta expresión está dominada por el factor exponencial, dado que el resto de los factores son del orden de la unidad, y puede aproximarse como

$$\langle\sigma v\rangle_{bB}/\langle\sigma v\rangle_{aA} \sim \exp(-11,6 Q_6/T_9), \quad (2.45)$$

donde Q_6 está expresado en MeV y T_9 en GK. Así se observa que la reacción inversa ($Q < 0$) sólo será relevante a altas temperaturas. En ese caso, la tasa de reacción neta será

$$r = r_{aA} - r_{bB} = \frac{N_a N_A}{1 + \delta_{aA}} \langle\sigma v\rangle_{aA} - \frac{N_b N_B}{1 + \delta_{bB}} \langle\sigma v\rangle_{bB} \quad (2.46)$$

y la producción neta de energía: $E_{neta} = E_{aA} + E_{bB} = rQ$.

En el caso de reacciones de captura radiativa $A(a, \gamma)B$, como ser la reacción $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$, en las cuales uno de los canales de salida es un fotón, la reacción inversa se la denomina de fotodesintegración: $B(\gamma, a)A$. La tasa de reacción para este proceso r_γ es

$$r_\gamma = N_B N_\gamma \langle\sigma v\rangle_{B\gamma} \quad (2.47)$$

donde el número total de fotones N_γ por unidad de volumen es

$$N_\gamma = \frac{8}{13} \pi^4 \left(\frac{kT}{ch}\right)^3 \quad (2.48)$$

En este caso, la relación entre las tasas de reacción es

$$\frac{\langle\sigma v\rangle_{\gamma B}}{\langle\sigma v\rangle_{aA}} = \left(\frac{169}{8\pi^5}\right)^{1/2} \frac{(2j_a + 1)(2j_A + 1)}{(2j_B + 1)(1 + \delta_{aA})} \left(\frac{\mu c^2}{kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{Q}{KT}\right). \quad (2.49)$$

Aquí, además del factor exponencial, el cociente $\mu c^2/kT$ es mucho menor que la unidad. Por lo tanto el proceso de fotodesintegración sólo tiene valores apreciables a muy altas temperaturas, $T \gtrsim 1$ GK, como las alcanzadas en las últimas etapas de evolución estelar. En estas condiciones, la fotodesintegración destruye elementos previamente sintetizados (ver 2.3).

El caso de las reacciones $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}^g$ y $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}^m$ la ecuación (2.49) resulta²:

$$\frac{\langle\sigma v\rangle_{\gamma^{26}\text{Al}^g}}{\langle\sigma v\rangle_{p^{25}\text{Mg}}} = 3,1 \times 10^5 T_9^{-3/2} \exp\left(-\frac{73,2}{T_9}\right), \quad (2.50)$$

$$\frac{\langle\sigma v\rangle_{\gamma^{26}\text{Al}^m}}{\langle\sigma v\rangle_{p^{25}\text{Mg}}} = 3,4 \times 10^6 T_9^{-3/2} \exp\left(-\frac{70,6}{T_9}\right). \quad (2.51)$$

Como se muestra en la tabla 2.2, la fotodesintegración de ^{26}Al sólo es apreciable frente a su producción a temperaturas mayores a 5 GK. Esta condición sólo se da en el interior de estrellas en estado de presupernova, ver 2.3.3, y durante la explosión misma, ver 2.3.4.

²Los supraíndices g y m indican los estados fundamental y metaestable del ^{26}Al respectivamente (ver 3.1.1).

T (GK)	$\frac{\langle\sigma v\rangle\gamma^{26\text{Al}^g}}{\langle\sigma v\rangle p^{25\text{Mg}}}$	$\frac{\langle\sigma v\rangle\gamma^{26\text{Al}^m}}{\langle\sigma v\rangle p^{25\text{Mg}}}$
0,05	4×10^{-629}	4×10^{-605}
0,1	1×10^{-311}	4×10^{-299}
0,5	2×10^{-58}	5×10^{-55}
1	5×10^{-27}	8×10^{-25}
5	1×10^{-2}	2×10^{-1}

Tabla 2.2: Relación entre la fotodesintegración y la producción de los dos isómeros del ^{26}Al (g : fundamental, m : metaestable) para distintas temperaturas estelares. El efecto es apreciable sólo para condiciones de combustión nuclear explosiva ($T > 5$ GK).

2.1.7. Apantallamiento electrónico

En lo calculado anteriormente, se supone que el núcleo blanco está desprovisto de sus electrones y que por lo tanto su potencial coulombiano se extiende hasta el infinito (ver. fig. 2.5). Sin embargo, en reacciones reproducidas en un laboratorio, los núcleos blanco están en forma de átomos y los electrones crean un potencial de apantallamiento. Por lo tanto, el potencial eléctrico es nulo fuera del radio atómico R_A^{at} , y un proyectil incidente no sufre repulsión para distancias $R > R_a$, reduciéndose así la barrera coulombiana efectiva a superar.

El potencial eléctrico de la nube electrónica ϕ_a , para distancias menores a R_A^{at} , puede estimarse como $\phi^{at} \sim Z_A e / R_A^{at}$ y, por lo tanto, el potencial eléctrico total como $\phi_{tot} \sim Z_A e / r - Z_A e / R_A^{at}$. Así, la barrera coulombiana efectiva queda reducida a

$$V_C^{ef} \sim \frac{Z_A Z_a e^2}{R_A^{nuc}} - \frac{Z_A Z_a e^2}{R_A^{at}}. \quad (2.52)$$

Según esta ecuación, el efecto del apantallamiento electrónico es, respecto de la barrera coulombiana, del orden del cociente entre los radios nuclear y atómico $R^{nuc}/R^{at} \sim 10^{-5}$. En el caso de energías cercanas a la barrera coulombiana, esta corrección es despreciable. Sin embargo, si la energía es suficientemente baja de modo que el punto de retorno clásico $R_c = Z_a Z_A e^2 / E$ sea mayor que el radio atómico R^{at} , el efecto de apantallamiento será muy importante. Esta energía, para el sistema $p + ^{25}\text{Mg}$, es $E_e = 3,9$ keV. Para un sistema proyectil-blanco con energía E_α en C.M., la penetración de la barrera coulombiana de un núcleo apantallado es equivalente a la de un proyectil con energía $E = E_\alpha + E_e$ en un núcleo desnudo. El correspondiente incremento en la sección eficaz, $\phi = \sigma(E)/\sigma(E_\alpha)$, puede estimarse a partir de la ecuación (2.15) [26]:

$$\phi = \frac{\sigma(E)}{\sigma(E_\alpha)} = \frac{E_\alpha}{E} \exp \left[-\sqrt{2\mu\pi} \frac{Z_a Z_A e^2}{\hbar} (E^{-1/2} - E_\alpha^{-1/2}) \right] \sim e^{\pi\eta E_\alpha/E} \quad (2.53)$$

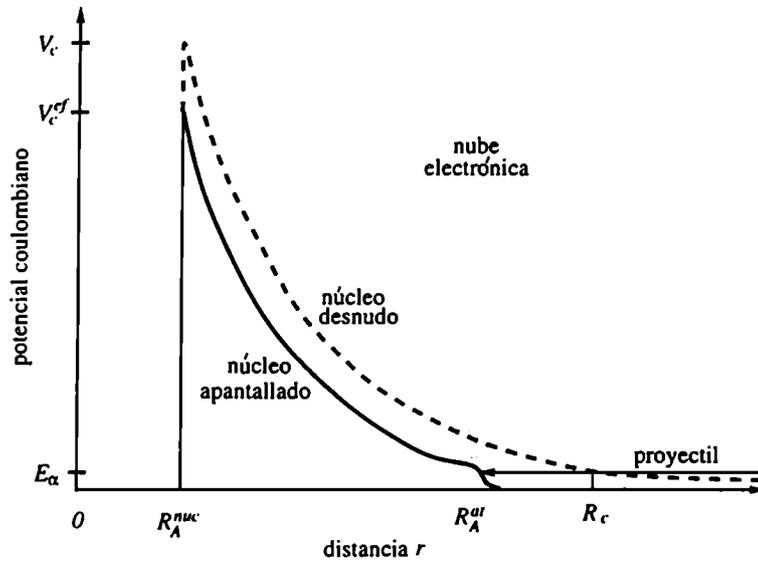


Figura 2.5: Fuera de la nube electrónica, la repulsión coulombiana del núcleo queda anulada. Como consecuencia, la barrera a superar por el proyectil es menor que en el caso del núcleo desnudo y, por lo tanto, la sección eficaz se incrementa.

donde η es el parámetro de Sommerfeld definido en la ecuación (2.14). Aquí se despreciaron las variaciones del factor nuclear $S(E)$. En la tabla 2.3 se muestra el incremento en la sección eficaz del sistema $p + {}^{25}\text{Mg}$ para energías E_α entre 5 y 400 keV, suponiendo que $S(E)$ fuera constante. En realidad, en este rango de energías la reacción ${}^{25}\text{Mg}(p,\gamma){}^{26}\text{Al}$ procede sólo a través de resonancias delgadas (ver 3.2 y 4.4) y el factor ϕ indica el incremento de la intensidad de estas resonancias. Además, la energía E_α en la cual se localiza la resonancia será distinta que en el caso de un núcleo desnudo E_α^{des} :

$$E_\alpha^{des} = E_\alpha + E_e. \quad (2.54)$$

E_α (keV)	ϕ
400	1,08
100	1,93
25	149
5	5×10^{17}

Tabla 2.3: Incremento en la sección eficaz de la reacción ${}^{25}\text{Mg}(p,\gamma){}^{26}\text{Al}$ para varias energías.

A las temperaturas estelares a las que ocurren reacciones nucleares, los átomos están completamente ionizados. Sin embargo, los electrones libres tienden a agruparse alrededor de los núcleos, provocando un efecto de apantallamiento similar al de los electrones ligados. En el caso $kT \ll V_C$, los electrones se localizan a una distancia media del núcleo dada por el radio de Debye-Hückel [27]:

$$R_D = \left(\frac{kT}{4\pi e^2 \rho N_A \xi} \right)^{1/2} \quad (2.55)$$

La cantidad ξ está dada por

$$\xi = \sum_i (Z_i^2 + Z_i) X_i / A_i \quad (2.56)$$

donde la suma es sobre todos los iones positivos y X_i es la fracción en masa del núcleo i . El incremento en la tasa de reacción estelar puede expresarse como

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{apantallado}}^{\text{núcleo}} = f \langle \sigma v \rangle_{\text{desnudo}}^{\text{núcleo}} \quad (2.57)$$

donde f es el factor de apantallamiento electrónico. En el caso de una energía del pico de Gamow, $E_0 \gg E_e$, el factor f puede estimarse como

$$f = \exp \left(\frac{E_e}{kT} \right). \quad (2.58)$$

Para una típica condición estelar, $T = 100$ MK y $\rho = 100$ g cm⁻³, se tiene $R_D \sim 5 \times 10^{-11}$ m, lo cual es del mismo orden del radio atómico. En este caso, $f \sim 1$ y el efecto de apantallamiento es despreciable. En las capas centrales de una presupernova la presión se incrementa en mayor proporción que la temperatura: $P \sim 10^7$ g/cm³, $T \sim 4$ GK (ver 2.3.3) y, por consiguiente, el radio de Debye-Hückel disminuye a valores del orden de 10^{-12} m. La energía de retorno clásico, $E_e = Z_a Z_A e^2 / R_D$, será hasta dos órdenes mayor que el radio atómico y el efecto de apantallamiento será entonces decisivo [28].

2.2. Combustión de hidrógeno

La energía nuclear de una estrella proviene casi en su totalidad de la combustión de hidrógeno. Mediante este proceso, cuatro protones se fusionan en un núcleo de helio:



Aquí, $K = 4m_p - m_{{}^4\text{He}} - 4m_{e^-} = 24,66$ MeV es la energía cinética de las partículas emergentes. Considerando además la aniquilación de los positrones, la energía total liberada es $Q = 26,70$ MeV. Este valor de energía es independiente de la cadena de procesos seguida.

Sin embargo, en cada cadena es distinta la fracción de esta energía que efectivamente se absorbe en la estrella y aquella que se pierde a través de los neutrinos. En estrellas de primera generación, formadas a partir de hidrógeno y helio primordiales, la combustión de hidrógeno se produce sólo a través de las cadenas protón-protón (p-p). Las cadenas p-p producen la mayor parte de la energía en estrellas con masas $M \lesssim M_{\odot}$ (ver 2.2.1). Las estrellas de segunda generación, formadas por los desechos de combustión de estrellas anteriores, contienen además elementos más pesados como carbono, nitrógeno y oxígeno. En ellas, la combustión de hidrógeno puede ocurrir también utilizando a estos tres elementos como catalizadores (ciclos CNO, ver 2.2.2). La presencia de elementos aun más pesados como neón, sodio, magnesio y aluminio da lugar al ciclo de neón-sodio (Ne-Na, ver 2.2.3) y a la cadena de magnesio-aluminio (Mg-Al, ver 3.3).

2.2.1. Cadenas protón-protón

Las cadenas p-p comienzan con la fusión de dos protones en un deuterón: $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$. Alternativamente, esta fusión puede ocurrir mediante la captura electrónica: $p + p + e^- \rightarrow d + \nu$. Como estos procesos involucran la interacción débil, son de muy baja probabilidad. Su tasa de reacción es extremadamente baja,

$$\langle \sigma v \rangle^{p-p}(T = 15 \text{ MK}) = 1,2 \times 10^{-43} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}, \quad (2.60)$$

y es la que regula la producción de todas las cadenas. Los tres caminos posibles son [2]:

- **p-p I** (86 %, $Q_{eficaz} = 26,20 \text{ MeV}$)
 $p(p, e^+ \nu) d(p, \gamma)^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p)^4\text{He}$
- **p-p II** (14 %, $Q_{eficaz} = 25,66 \text{ MeV}$)
 $p(p, e^+ \nu) d(p, \gamma)^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}(e^-, \nu)^7\text{Li}(p, \alpha)^4\text{He}$
- **p-p III** (0,02 %, $Q_{eficaz} = 19,17 \text{ MeV}$)
 $p(p, e^+ \nu) d(p, \gamma)^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}(e^+ \nu)^8\text{Be}^*(\alpha)^4\text{He}$.

2.2.2. Ciclos CNO

Estos ciclos tienen lugar en estrellas de segunda y tercera generación, con una importancia creciente con la masa y la temperatura estelares³. Los ciclos CNO, esquematizados en la fig. 2.6, generan además elementos más pesados como ${}^{19}\text{F}$ y ${}^{20}\text{Ne}$, los cuales actúan como puente para el ciclo Ne-Na.

³A la temperatura solar, $T = 15 \text{ MK}$, por ejemplo, los ciclos CNO producen $10^6 \text{ MeV g}^{-1} \text{ s}^{-1}$, mientras que los p-p $10^8 \text{ MeV g}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Sin embargo, la producción de energía de las cadenas p-p crece con la temperatura como $\epsilon_{p-p} \propto T^4$ y la de los ciclos CNO como $\epsilon_{CNO} \propto T^{18}$.

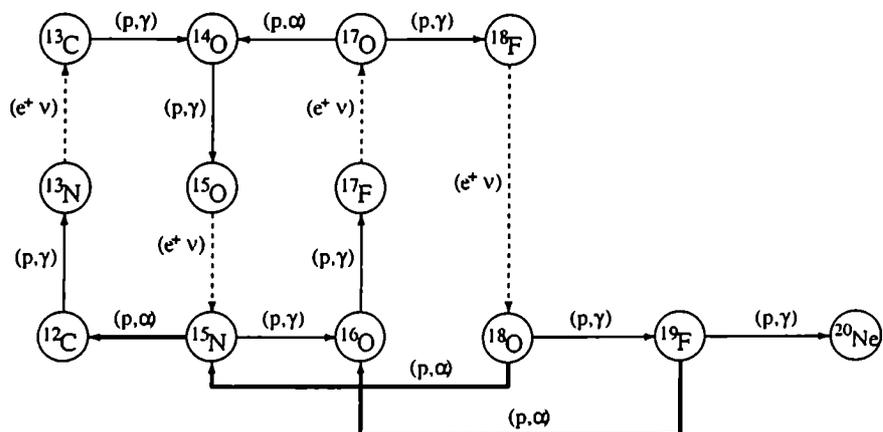


Figura 2.6: Esquema de los cuatro ciclos CNO. Son la principal fuente de energía en estrellas de segunda generación con temperaturas $T > 20$ MK.

2.2.3. Ciclo Ne-Na

En este ciclo, se fusionan protones con núcleos de neón y sodio, produciendo igualmente la conversión de hidrógeno a helio como resultado neto (ver fig. 2.7). A partir de la reacción (p,γ) sobre el ^{23}Na , se forma el ^{24}Mg que da origen al ciclo de Mg-Al (ver 3.3).

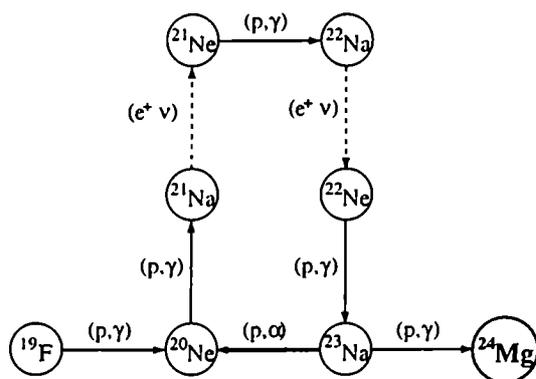
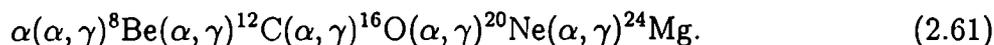


Figura 2.7: Esquema del ciclo Ne-Na.

2.3. Combustión avanzada y explosiva

2.3.1. Combustión de helio

Cuando una estrella agota el hidrógeno en su centro, queda formado un núcleo de helio, el cual se contrae, aumentando su presión y temperatura. Esta presión interior provoca una expansión de las capas más externas hasta radios 50 veces mayores que el original. Esta expansión hace que la superficie se enfríe y que, por tanto, emita radiación electromagnética de mayor longitud de onda, tornándose al color rojo. Las estrellas en esta fase son denominadas *súper gigantes rojas*. Si el núcleo de helio tiene suficiente presión y temperatura se enciende la cadena de procesos conocida como combustión de helio:



Dado que el ^8Be es inestable ($\tau_{^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha} = 10^{-16}$ s), las dos primeras reacciones de la cadena deben ocurrir antes de que el ^8Be decaiga. Esto es prácticamente una reacción simultánea de 3 partículas α . La producción de energía de este proceso triple- α depende en forma muy crítica de la temperatura: $\epsilon_{3\alpha} \propto T^{41}$. El proceso triple- α , sin embargo, es el único que permite que la nucleosíntesis supere las masas $A = 5$ y $A = 8$, para las cuales no hay elementos estables, y se forme ^{12}C en las estrellas de primera generación.

En particular, las estrellas de masa intermedia ($1 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 9$) en las que la combustión de helio e hidrógeno se produce alrededor de un núcleo inerte de ^{12}C y ^{16}O son las denominadas estrellas de la *rama asintótica de las gigantes* (ver 3.4.2).

2.3.2. Combustión de iones pesados

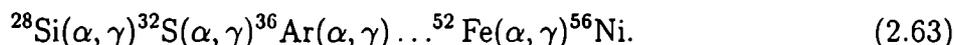
Terminada la combustión de helio, la estrella sufre una nueva contracción gravitatoria, con el consiguiente calentamiento dado por la presión. Si la masa de la estrella no es suficientemente grande ($M \lesssim 9M_{\odot}$), la presión de la degeneración electrónica equilibrará el colapso y la estrella terminará como una *enana blanca* compuesta de carbón y oxígeno, sin más procesos de nucleosíntesis en su interior. Si la masa es $M \gtrsim 9M_{\odot}$, se alcanzarán, en cambio, una temperatura y una densidad suficientes ($T \sim 0,5$ GK, $P \sim 3 \times 10^6$ g cm $^{-3}$) para encender la combustión de carbono:



En esta etapa de combustión, la pérdida de energía por emisión de neutrinos supera a la radiación electromagnética y hace que la evolución se acelere. Agotado el carbono, el calentamiento del núcleo ($T \sim 1$ GK) hace que los fotones de más alta energía provoquen la fotodesintegración de neón: $\gamma + ^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{16}\text{O} + \alpha$. Las partículas α , a su vez, reaccionan con

^{20}Ne remanente: $\alpha + ^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + \gamma$. Luego de la combustión de neón, se produce la de oxígeno ($T \sim 2$ GK): $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ y $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$. Esto da lugar a la formación de ^{28}Si y ^{32}S .

A partir de allí, a una temperatura de $T \sim 3$ GK, se producen las reacciones de la combustión de silicio, las cuales se producen en equilibrio con sus respectivas reacciones inversas de fotodesintegración:



2.3.3. Presupernova

Una estrella masiva, previo a su explosión, tiene una estructura de capas. En estas capas se continúan cada una de las etapas de combustión ocurridas en el núcleo estelar (ver tabla 2.4).

Proceso	Temperatura (GK)	Densidad (g/cm ³)
$^1\text{H} \rightarrow ^4\text{He}$	0,02	10^2
$^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}$	0,2	10^4
$^{12}\text{C} \rightarrow ^{20}\text{Ne}$	0,5	10^5
$^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}$	1	10^6
$^{16}\text{O} \rightarrow ^{28}\text{Si}$	2	10^6
$^{28}\text{Si} \rightarrow ^{56}\text{Ni}$	4	10^7

Tabla 2.4: Capas de una estrella masiva previo a la explosión supernova, listadas a partir de la capa más externa.

Dada la alta barrera coulombiana de los núcleos con $A \geq 56$, la formación de núcleos más pesados procede por capturas neutrónicas sucesivas. Si los tiempos de las capturas neutrónicas, $\tau^{n\gamma}$, son mucho máyores al de los correspondientes decaimientos β^- , esta cadena de reacciones, denominada proceso-s (lento), recorre los isótopos estables. En el caso contrario, si $\tau^{n\gamma} \ll \beta^-$ la cadena se denomina proceso-r (rápido) y produce los isótopos inestables con energía de ligadura de neutrón mayor o igual a cero.

2.3.4. Supernova

Los núcleos de Fe y Ni, formados al final de la combustión de Si, son los de mayor energía de cohesión y, por tanto, su posterior combustión en elementos más pesados es endotérmica y no aporta energía para sustentar la presión térmica necesaria. Se produce entonces el colapso gravitatorio del núcleo de la estrella. Cuando la densidad de la materia

Capa	Temperatura (GK)
H, He, C	0,1
O, Ne	1
Si	6

Tabla 2.5: Temperaturas de la combustión explosiva de una estrella masiva durante su explosión como supernova.

estelar alcanza la densidad nuclear ($\rho \sim 10^{14}$ g/cm³), se produce un rebote por el potencial repulsivo nuclear. Así, se genera una onda expansiva que, elevando la temperatura, produce la combustión explosiva de las capas externas al núcleo de la estrella. Esta combustión se produce a temperaturas más altas que las de la combustión hidrostática, en algunos casos, cercanas a la barrera coulombiana de los núcleos que reaccionan (ver tabla 2.5). Las secciones eficaces de las reacciones son, por tanto, mucho mayores que las involucradas en la combustión hidrostática. Adicionalmente, los neutrinos producidos por el núcleo de la estrella inducen fisiones en los núcleos de las capas externas, aumentando el número de núcleos y, por tanto, la presión. Las capas externas son así expulsadas dando lugar a una explosión supernova tipo II (ver 3.4.5).

En la explosión, las capas de Si, O y Ne producen más elementos pesados como Fe y Ni, mientras que las capas de H, He y C son expulsadas sin una combustión significativa⁴. Los elementos entre Si y Fe provienen mayormente de la combustión explosiva de supernovas, mientras que los elementos entre O y Mg tienen su origen en la combustión hidrostática de la etapa presupernova. Como se discute en 3.4, el Al, elemento fronterizo de ambos grupos, puede tener un origen mixto.

⁴La abundancia de elementos observada en el Sistema Solar coincide notoriamente con la abundancia calculada para la expulsión de una supernova de masa $M = 25 M_{\odot}$ [29].

Capítulo 3

Producción y Observación de ^{26}Al Cosmogénico

En diversos medios estelares, el radioisótopo ^{26}Al es producido a través de la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)$, proceso clave de la cadena de Mg-Al. Dada su vida media, el ^{26}Al tiene la posibilidad de sobrevivir hasta ser expulsado al medio interestelar y ser allí identificado inequívocamente a través de su radiación gamma. En este capítulo se describe, entonces, la producción y eyección de ^{26}Al de cada posible tipo de fuente en la galaxia y su observación a través de su emisión gamma $E_\gamma = 1,809 \text{ MeV}$.

3.1. Propiedades nucleares del Al y del Mg

3.1.1. Radioisótopos del Al

El ^{27}Al es el único isótopo estable del aluminio. El estado fundamental $J^\pi=5^+$ del ^{26}Al es el único radioisótopo largo período de semidesintegración: $T_{1/2} = 0,716 \pm 0,020 \text{ Ma}$ ¹. El ^{26}Al tiene, además, un estado metaestable $J^\pi=0^+$ con una energía de excitación de $E_x = (228,305 \pm 0,013) \text{ keV}$ y un período de semidesintegración: $T_{1/2} = 6,3452 \text{ s}$ (ver fig. 3.1). El resto de los isótopos del aluminio tienen vidas medias menores que 10 min. (ver tabla 3.1).

El ^{26}Al es un núcleo autoconjugado ($N = Z = 13$) que contiene estados de isospín $T = 0$ e $T = 1$, y decae vía β^+ y C.E. al ^{26}Mg . Este nucleido es estable y contiene sólo estados con $T = 1$. Los estados $T = 1$ del ^{26}Al se corresponden notablemente con los estados del ^{26}Mg hasta una energía de excitación de $E_x = 8 \text{ MeV}$.

¹Promedio ponderado de los valores reportados en las referencias [30], [31], [32] y [33].

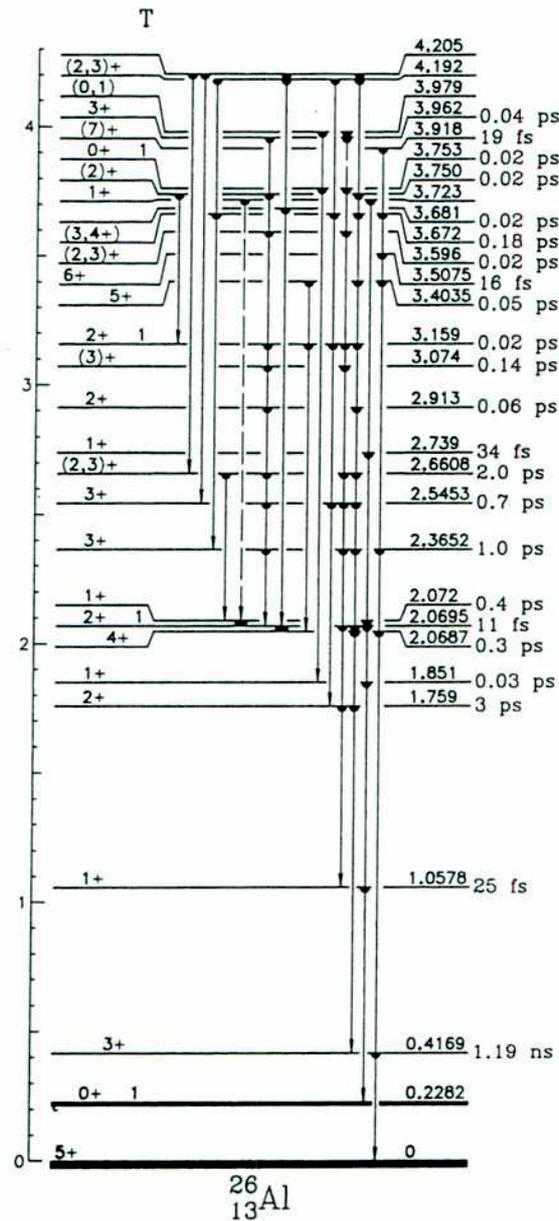


Figura 3.1: Esquema de niveles excitados del ^{26}Al hasta una energía de 4 MeV [34]. Se indican el impulso angular y paridad, la energía y las transiciones γ entre los estados. El estado metaestable a $E_x = 228$ keV, $^{26}\text{Al}^m$, decae β^+ al estado fundamental del ^{26}Mg con un período de semidesintegración $T_{1/2} = 6,35$ s.

Isótopo	ΔM (keV)	Decaimiento	$T_{1/2}$	J^π
$^{24}\text{Al}^g$	-55 ± 4	β^+ , $\beta^+ \alpha$ 0,035 %	2,053 s	4^+
^{25}Al	$-8915,7 \pm 0,7$	β^+	7,18 s	$5/2^+$
$^{26}\text{Al}^m$	$-11982,03 \pm 0,20$	β^+	6,35 s	0^+
$^{26}\text{Al}^g$	$-12210,34 \pm 0,20$	β^+ 82,1 %, C.E.17,9 %	0,716 Ma	5^+
^{27}Al	$-17196,83 \pm 0,13$	estable	-	$5/2^+$
^{28}Al	$-16850,55 \pm 0,14$	β^-	2,25 min	3^+
^{29}Al	$-18215,5 \pm 1,2$	β^-	6,6 min	$5/2^+$
^{30}Al	-15872 ± 14	β^-	3,6 s	3^+

Tabla 3.1: Isótopos del Al con período de semidesintegración $T_{1/2} > 1$ s y sus modos de decaimiento. Se indica también el exceso de masa ΔM , el spin J y la paridad π de los estados fundamentales y metaestables [35, 36].

3.1.2. Isótopos del Mg

Existen tres isótopos estables del magnesio: ^{24}Mg , ^{25}Mg y ^{26}Mg . Sus propiedades se listan en la tabla 3.2.

Isótopo	ΔM (keV)	Abundancia	J^π
^{24}Mg	$-13933,38 \pm 0,19$	78,99 %	0^+
^{25}Mg	$-13192,73 \pm 0,19$	10,00 %	$5/2^+$
^{26}Mg	$-16214,48 \pm 0,19$	11,01 %	0^+

Tabla 3.2: Isótopos estables del Mg. Se indica la abundancia natural, el exceso de masa ΔM y el spin J y la paridad π de los estados fundamentales. [35].

3.1.3. Decaimiento del ^{26}Al

Dada la gran diferencia entre los impulsos angulares, el $^{26}\text{Al}^g$ ($J = 5$) no decae directamente al estado fundamental del ^{26}Mg ($J = 0$). Esta transición sería una cuarta prohibida, con un período del orden de 10^{11} a. El decaimiento del estado fundamental 5^+ del ^{26}Al procede entonces, en un 97,3 % de los casos, al primer estado excitado 2^+ del ^{26}Mg , $E_x = 1808,70$ keV (81,77 % β^+ y 15,53 % C.E.). Esta transición $5^+ \rightarrow 2^+$ es una segunda prohibida única ($\log ft = 15,73$). En el restante 2,7 % de los casos, el $^{26}\text{Al}^g$ decae al segundo estado 2^+ del ^{26}Mg , $E_x = 2938,20$ keV ($\log ft = 14,61$) (ver fig. 3.2).

El isómero $^{26}\text{Al}^m$, por su parte, decae β^+ al estado fundamental del ^{26}Mg (proceso $0^+ \rightarrow 0^+$, superpermitido de Fermi con $\log ft = 15,73$) y, por lo tanto, no tiene un fotón γ asociado.

Dada su corta vida media y la imposibilidad de ser identificado a través una emisión γ , el estado metaestable $^{26}\text{Al}^m$ no tiene un interés astrofísico particular como el del isómero estable.

3.2. La reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$

La reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)$ es el principal mecanismo de producción de ^{26}Al en medios estelares. El sistema $p + ^{25}\text{Mg}$ tiene una barrera coulombiana $V_C = 2860$ keV. El único canal de salida exotérmico es el de captura radiativa (tabla 3.3), el cual libera una energía

$$Q \equiv M(^{25}\text{Mg}) + M(p) - M(^{26}\text{Al}) = (6306,58 \pm 0,05) \text{ keV} \quad [36]. \quad (3.1)$$

Además de $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)$, el único proceso inducido por protón que puede producir ^{26}Al en un isótopo del Mg es la reacción $^{26}\text{Mg}(p,n)^{26}\text{Al}$. Este proceso, sin embargo, es endotérmico ($Q = -4786,49$ keV) y sólo ocurre para energías $E^{CM} \geq -Q$ [37, 40].

Otros procesos posibles para la producción de ^{26}Al se da en ambientes estelares con combustión de carbono a través de reacciones del tipo $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},x)^{26}\text{Al}$. En [38] se mide la producción de ^{26}Al de estas reacciones y se muestra que su contribución es despreciable.

Producto de reacción	Q (keV)	Umbral (keV)
$^{26}\text{Al} + \gamma$	6306,58	0
$^{25}\text{Mg} + p$	0	0
$^{22}\text{Na} + \alpha$	-3146,59	3273,51
$^{25}\text{Al} + n$	-5059,38	5263,45
$^{24}\text{Mg} + d$	-5106,14	5312,10

Tabla 3.3: Canales de salida abiertos para el sistema $p + ^{25}\text{Mg}$ a energías de hasta 6 MeV. La reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ es el único proceso exotérmico [35].

A las energías estelares, $E^{CM} \lesssim 1$ MeV, la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ procede exclusivamente a través de resonancias delgadas (ver 2.1.3), las cuales corresponden a los estados excitados del núcleo compuesto ^{26}Al por encima del umbral del sistema $p + ^{25}\text{Mg}$ (ver 4.4).

con $J^\pi = 1^+$: 22% a $E_x = 1,058$ MeV, 2,9% a $E_x = 1,851$ MeV y 0,3% a $E_x = 2,072$ MeV. De todos modos, estos estados 1^+ se desexcitan exclusivamente al estado metaestable $^{26}\text{Al}^m$.

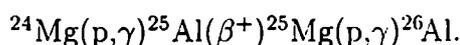
La reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)$ produce ^{26}Al tanto en su estado fundamental como en el metaestable. La fracción que decae al estado fundamental (*branching ratio*) se calcula en [42] a partir de datos experimentales [44, 43]. Estos cocientes varían entre 60 y 95 % para el rango de energías entre 0,2 y 2 MeV, con grandes incertidumbres para energías menores [2] (ver 4.4).

3.3. Cadena Mg-Al

En el ciclo Ne-Na (ver 2.2.3), la reacción $^{23}\text{Na}(p,\gamma)^{24}\text{Mg}$ compite con $^{23}\text{Na}(p,\alpha)^{20}\text{Ne}$. Mientras que esta última cierra el ciclo Ne-Na, la reacción (p,γ) , de menor tasa de reacción, constituye una fuga que da lugar al ^{24}Mg . A partir de allí comienza la secuencia de reacciones Mg-Al (ver fig. 3.3).

Originalmente se suponía que, para temperaturas $T \gtrsim 25$ MK, la cadena Mg-Al se cerraba a través de la reacción $^{27}\text{Al}(p,\alpha)^{24}\text{Mg}$. Esto seguiría la regla observada para núcleos con $A < 25$, según la cual las reacciones (p,α) son más rápidas que las (p,γ) . En este caso, sin embargo, mediciones experimentales de la reacción $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ mostraron que es más rápida que la (p,α) en todos los rangos de temperatura y que, por lo tanto, la secuencia Mg-Al no se cierra como un ciclo [45]. En condiciones de combustión hidrostática de H ($T < 90$ MK), la tasa de reacción del proceso $^{24}\text{Mg}(p,\gamma)$ no es suficiente para crear una cantidad significativa de ^{25}Al y sólo puede generarse ^{26}Al a partir de ^{25}Mg mediante el proceso (p,γ) . A temperaturas $T < 50$ MK la destrucción del ^{26}Al se debe a su propio decaimiento radiactivo (ver 3.1.3). A temperaturas $T > 50$ K, en cambio, se produce por medio de la reacción $^{26}\text{Al}(p,\gamma)^{27}\text{Si}$ [39].

En la combustión explosiva de H en novas, con escalas de tiempos del orden de $\tau \sim 100$ s, la reacción $^{24}\text{Mg}(p,\gamma)$ es suficientemente rápida para establecer un flujo desde el ^{24}Mg , más abundante que el ^{25}Mg , hacia el ^{26}Al a través de la cadena



En este caso, la destrucción de ^{26}Al se produce a través de la reacción $^{26}\text{Al}(p,\gamma)^{27}\text{Si}$.

Por otro lado, si la reacción $^{25}\text{Al}(p,\gamma)$ es más rápida que el decaimiento $^{25}\text{Al}(\beta^+)$, el flujo de la cadena se desviará hacia el ^{26}Si . El decaimiento del ^{26}Si saltea al $^{26}\text{Al}^g$ pues alimenta sólo al isómero $^{26}\text{Al}^m$, el cual decae rápidamente al ^{26}Mg (ver 3.1.3). En este caso disminuirá la eficiencia de la cadena Mg-Al para producir ^{26}Al .

En condiciones de combustión hidrostática de C ($T \sim 1$ GK, $\tau \sim 10^3$ a) y de combustión explosiva de Ne ($T \sim 2 - 3$ GK, $\tau \sim 1$ s), la transferencia desde ^{24}Mg no tiene tiempo de ocurrir y todo el ^{26}Al es producido a partir de ^{25}Mg mediante la reacción (p,γ) . En el caso de combustiones rápidas ($\tau \sim 1$ s) la destrucción del ^{26}Al es inducida por neutrones a través de $(n,p)^{26}\text{Mg}$ y $(n,\alpha)^{23}\text{Na}$ [41]. Para las combustiones menos rápidas, ($\tau \gtrsim 10^3$ a) la destrucción es por decaimiento β^+ . A estas altas temperaturas, el isómero metaestable ($T_{1/2}(^{26}\text{Al}^m) = 6,35$ s)

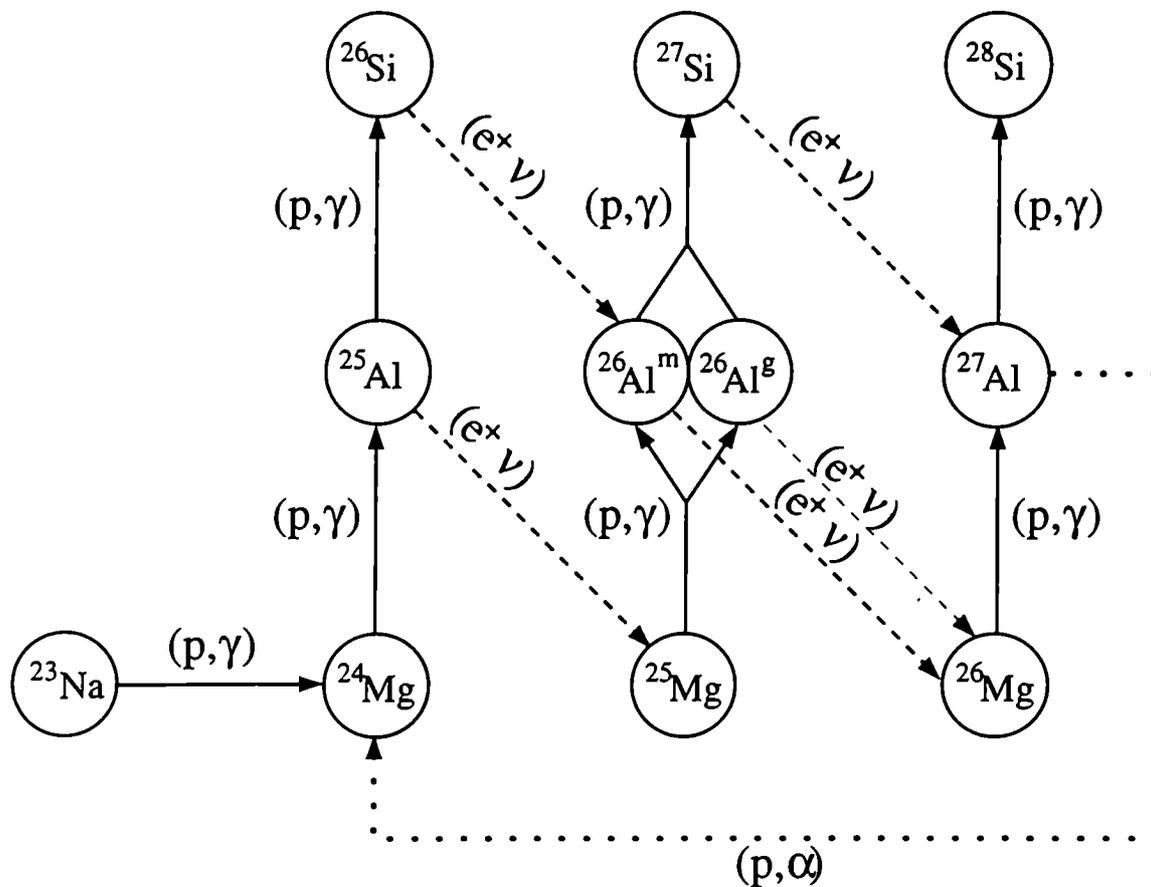


Figura 3.3: Reacciones de la cadena Mg-Al. A temperaturas $T \lesssim 0,4$ GK, $^{26}\text{Al}^g$ y $^{26}\text{Al}^m$ no están en equilibrio y deben ser tratadas como especies nucleares distintas. Dado que la reacción $^{27}\text{Al}(p,\alpha)^{24}\text{Mg}$ es más lenta que $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$, la cadena Mg-Al no es un ciclo cerrado.

se encuentra en equilibrio con el estado fundamental, lo que incrementa la tasa de decaimiento efectiva del ^{26}Al . El tiempo de vida media efectiva, τ^{effect} , puede estimarse como [42]

$$\tau^{effect}(^{26}\text{Al}) \sim 10^2 e^{2,651/T_9}. \quad (3.2)$$

A menores temperaturas ($T \lesssim 0,4$ GK), los dos isómeros no están equilibrados y, a efectos de los cálculos de nucleosíntesis, deben considerarse como dos especies nucleares distintas.

3.4. Fuentes astrofísicas de ^{26}Al

La producción cosmogénica de ^{26}Al tiene lugar en medios estelares con abundancia de hidrógeno y magnesio. Dependiendo de las condiciones del medio, la combustión de estos elementos se da en forma hidrostática o explosiva. En la tabla 3.4 se resumen las condiciones de combustión del ^{26}Al en sus distintas fuentes astrofísicas.

Objeto	Combustión	T (GK)	ρ (g/cm ³)	τ (s)	Destrucción	Expulsión
estrellas masivas ($40 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 120$) en etapa W-R	hidrostática de hidrógeno en el centro	0,035 - 0,07	1 - 10	10^{14}	β^+ (p, γ)	Presión de radiación
estrellas masivas en etapa W-R estrellas AGB	hidrostática de hidrógeno en capas	0,03 - 0,09	10^2	10^{13}	β^+ (p, γ) (n,p)	Presión de radiación
estrellas AGB ($M \gtrsim 5M_{\odot}$)	de H en capas convectivas a alta temp. [†]	0,05 - 0,09	1	10^{12}	β^+ (p, γ)	Presión de radiación
nova	explosiva de hidrógeno	0,1 - 0,4	10^4	10^2	β^+ (p, γ)	explosión
presupernovas poco masivas ($10 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 25$)	hidrostática en capas de C y Ne	1	10^5	10^{10}	(n,p) (n, α) β^+	explosión
supernova	explosiva de neón, procesos de ν	2 - 3	10^5	1	(n,p) (n, α)	explosión

[†] Hot Botton Burning

Tabla 3.4: Condiciones de la combustión de ^{26}Al en distintas fuentes astrofísicas. Para cada una se indica el rango de temperatura T , la densidad ρ , la escala de tiempo τ , el mecanismo de destrucción y el de expulsión al medio interestelar [47, 48].

Dado que la radiación γ es observable sólo si es producida en el medio interestelar (ver 3.6), es importante calcular no sólo la cantidad de ^{26}Al producida en el interior de una estrella, sino la cantidad que es efectivamente expulsada previo a su decaimiento. En los casos de novas y supernovas esta expulsión es en forma explosiva. Las estrellas masivas también sufren grandes pérdidas de masa por presión de radiación durante las etapas de

Wolf-Rayet y AGB. En las próximas secciones, entonces, se discute la contribución de ^{26}Al al medio interestelar de la galaxia de cada una estas fuentes.

3.4.1. Estrellas de Wolf-Rayet

Las estrellas de más de $40 M_{\odot}$ y metalicidad³ $Z \sim Z_{\odot}$ pierden masa ya desde la etapa de combustión de hidrógeno (secuencia principal, ver 2.2). Esta pérdida se debe a la fuerte presión de radiación sobre el manto caliente de la estrella. Así, en los estadios finales de la estrella, el manto termina por ser expulsado, dejando al descubierto el núcleo convectivo en el que se encuentran los productos de los ciclos CNO (2.2.2), Ne-Na (2.2.3) y Mg-Al (3.3). De esta manera, en las primeras etapas de la fase W-R, la composición de la superficie está dominada por He y N (estrella WN). Luego, esta capa es a su vez expulsada y aparecen He y C en la superficie (estrella WC) e, incluso, C y O (estrella WO) [49].

Las estrellas de Wolf-Rayet (W-R) son muy luminosas ($L \sim 0,3-8 \times 10^5 L_{\odot}$) y tienen altas temperaturas en la superficie ($T \gtrsim 35 \text{ kK}$). Se caracterizan por tener fuertes vientos estelares, químicamente ricos, que provocan una pérdida de masa $\dot{M} = 2-10 \times 10^{-5} M_{\odot}$.

Durante la secuencia principal de las estrellas masivas ($M \gtrsim 25 M_{\odot}$), la combustión hidrostática de H ($T \gtrsim 40 \text{ MK}$) produce ^{26}Al en el núcleo convectivo, convirtiendo 16-30% del ^{25}Mg en ^{26}Al . La mayor parte de este ^{26}Al decae al ^{26}Mg . Pero si la masa de la estrella es $M \gtrsim 40 M_{\odot}$ (para $Z \sim Z_{\odot}$) la estrella entrará en la fase de W-R, exponiendo ^{26}Al en la superficie y expulsándolo al medio interestelar. Durante la siguiente fase de combustión de He, el ^{26}Al no se produce más en el núcleo, sino que es destruido por reacciones (n, α) y (n,p). Sin embargo, el ^{26}Al sigue siendo expulsado del manto de la estrella, y sólo desaparece cuando, a su vez, aparecen allí los productos de la combustión de He.

La tasa de eyección de ^{26}Al de una estrella W-R puede calcularse como

$$\dot{m}_{26}(M, t) = \dot{M}(M, t) X_{26}^S(M, t) \quad (3.3)$$

donde X_{26}^S es la fracción en masa de ^{26}Al en la superficie. Por lo tanto, la cantidad total de ^{26}Al que es expulsada al medio interestelar y que a un dado tiempo t aún no ha decaído es [48]:

$$m_{26}(M, t) = \int_{t_{WR}}^t \dot{m}_{26}(M, t') \exp[-\lambda_{26}(t - t')] dt'. \quad (3.4)$$

Previa a la muerte de la estrella, la fase de W-R tiene una duración del orden de 0,5 Ma. Este tiempo depende de la masa y la metalicidad. El tiempo de expulsión de materia de una estrella W-R es algo menor que la vida media del ^{26}Al y, en primera aproximación, el factor exponencial puede obviarse en el cálculo. La cantidad de ^{26}Al expulsada por una estrella

³La metalicidad Z indica la proporción de elementos pesados en relación al hidrógeno. Si la metalicidad es, por ejemplo, $Z \sim Z_{\odot}$ la masa necesaria para que la estrella entre a la fase de W-R se reduce a $25 M_{\odot}$.

W-R con masa $40 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 120$ y metalicidad solar resulta, entonces, del orden de $10^{-4} M_{\odot}$. Este resultado depende del modelo de convección, de la rotación de la estrella [50], de la masa y metalicidad⁴ iniciales de la estrella y de la tasa de la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$. Para este resultado se utilizaron las tasas consignadas en [52], las cuales son menores que las tasas utilizadas anteriormente [53]. Curiosamente, la cantidad total de ^{26}Al expulsada al medio interestelar resulta mayor con las menores tasas de reacción. Esto se debe a que, con menor tasa, la producción de ^{26}Al ocurre más tarde y tiene menos tiempo para decaer dentro de la estrella [48].

3.4.2. Estrellas AGB

Las estrellas de la rama asintótica de las gigantes⁵ (AGB) son de masa intermedia ($1 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 9$) en estado avanzado de evolución. En esta fase, la estrella ya ha terminado la combustión de He en su centro, el cual queda compuesto por oxígeno y carbono inertes y sostenido por la presión de la degeneración electrónica. Alrededor de este centro quedan una capa de helio, otra de hidrógeno y el resto del manto original, el cual está reducido por la eyección de masa. La combustión de las capas de He y H se produce en forma cíclica:

1. Luego de que el He se agota en el centro, y mientras el H aún reacciona en una capa externa, se enciende la capa de He adyacente al centro. Esta combustión expande la capa externa de H hasta apagarla.
2. A medida que el He se va agotando, el frente de la combustión avanza hacia afuera, alcanzando prácticamente la interfase He-H en un lapso de alrededor de 200 años. Entonces se enciende nuevamente la capa de H y la de He se apaga.
3. El frente de combustión de H se expande, dejando atrás los residuos de He. Estos residuos pasan a engrosar la capa de He, la cual va incrementando su presión. Este período dura 10^3 - 10^4 años.
4. Cuando la presión y la temperatura de la capa de He son suficientes, se enciende nuevamente en forma explosiva (10 años aprox.). Esta erupción presiona la capa de H hacia afuera, apagándola y el ciclo se reinicia.

⁴La producción de ^{26}Al en condiciones de combustión hidrostática de H depende de la cantidad de ^{25}Mg , la cual está relacionada con la metalicidad Z . Por otro lado, la destrucción de ^{26}Al a través del proceso $^{26}\text{Al}(p,\gamma)$ no depende de Z . Como la tasa de pérdida de masa es también proporcional a Z , la cantidad total de ^{26}Al eyectada por una estrella de Wolf-Rayet es, aproximadamente, $m_{26} \propto Z^{2.2}$ [51]. En una región con alta metalicidad, además, es menor la mínima masa inicial necesaria para que una estrella entre a la fase de Wolf-Rayet, produciéndose así un mayor número de estrellas W-R.

⁵El nombre de *rama asintótica* hace alusión a que, en el diagrama de Hertzsprung-Russell [2] (Temperatura en superficie vs. luminosidad), las estrellas de menor masa de esta clase se aproximan a las de la *primera rama de las gigantes rojas*.

La producción de ^{26}Al tiene lugar, entonces, en las capas de estrellas AGB en las que se procesa H, donde hay temperaturas $T \sim 70$ GK. En este caso, el tiempo de expulsión es mayor que la vida media del ^{26}Al . Esto es, la mayor parte del ^{26}Al allí producido decae dentro de la estrella, de modo que su radiación γ no puede ser observada.

En estrellas AGB con masas $M \gtrsim 5M_{\odot}$, la temperatura es suficiente ($T \gtrsim 50$ GK) para producir ^{26}Al también en la base del manto convectivo de H, desde donde el transporte a la superficie de la estrella es inmediato.

Una estrella de masa $M = 3 M_{\odot}$, por ejemplo, expulsa $m_{26} = 3 \times 10^{-8} M_{\odot}$ de ^{26}Al durante los 7 Ma de su fase AGB. La producción de una estrella AGB de masa $M = 6 M_{\odot}$ es, en cambio, más incierta: $m_{26} = 10^{-7} - 10^{-4} M_{\odot}$, pues depende en gran medida de la convección del manto de H [48].

3.4.3. Novas

Una explosión nova se produce en los sistemas binarios en los que una enana blanca absorbe material rico en hidrógeno de la otra estrella. Cuando la enana blanca absorbe suficiente material⁶ para alcanzar una temperatura $T \sim 10^8$ K en su manto, se dispara la combustión de H (ver 2.2) en forma explosiva, alcanzándose entonces una temperatura pico de 0,15 – 0,4 GK. Esta explosión es regulada por el ciclo CNO (2.2.2), pues los tiempos de decaimiento β^+ del ^{14}O y del ^{15}O son del orden de 10^2 s. Se distinguen entonces entre las *novas lentas* ($\tau \gtrsim 10^2$ s), de composición solar, y las *novas rápidas* ($\tau \lesssim 10$ s), enriquecidas en elementos CNO. En el primer caso, el ^{26}Al puede ser producido no sólo a partir de ^{25}Mg , sino a también a partir de ^{24}Mg (más abundante), pues el ^{25}Al ($T_{1/2} = 7$ s) alcanza a decaer en ^{25}Mg (ver 3.3).

La producción de ^{26}Al de una nova se calcula en $m_{26} \sim 10^{-11} - 10^{-9} M_{\odot}$, dependiendo de si es enriquecida en elementos CNO o no. Sin embargo, la tercera parte de las novas (aquellas que resultan de una estrella con masa inicial $M \sim 8 - 11 M_{\odot}$) presentan enriquecimiento en O, Ne y Mg. En estos casos, la producción de ^{26}Al puede elevarse a $10^{-7} M_{\odot}$.

3.4.4. Presupernovas

Las estrellas con una masa inicial $M \sim 40 - 85 M_{\odot}$ tienen una gran pérdida de masa durante su fase de W-R. En su fase final dejan una presupernova con un núcleo de C y O de sólo $5 M_{\odot}$, tal como el núcleo de una estrella de $25 M_{\odot}$. Este núcleo finalmente explota como una supernova, pero nunca desarrolla una importante capa de H donde pueda sintetizarse ^{26}Al . La producción del núcleo de este tipo de estrellas es del orden de $10^{-5} M_{\odot}$.

⁶Una enana blanca de $M = 0,2 M_{\odot}$ necesita absorber $10^{-3} M_{\odot}$ para dispararse, mientras que una de $M = 1,4 M_{\odot}$ necesita sólo $10^{-7} M_{\odot}$

Las estrellas menos masivas ($10 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 25$) y de baja metalicidad ($Z \lesssim Z_{\odot}$) sufren menos pérdida de masa. La producción de ^{26}Al tiene lugar en las capas convectivas de C y Ne (ver 2.3.3), donde estos elementos combustionan hidrostáticamente a temperaturas de 1 GK. Cuando colapsa el núcleo de la estrella, la onda de choque calienta la capa de C a temperaturas de $T \sim 1,8 - 2,5$ GK, lo que enciende la combustión explosiva. Sin embargo, la mayor parte del material es expulsado sin sufrir esta combustión posterior. Por lo tanto, el ^{26}Al producido en la capa de C proviene de la combustión hidrostática y no de la explosiva. Estas estrellas sí tienen una capa de H que combustiona a $T \sim 0,7 - 0,9$ GK. Allí se produce ^{26}Al que es posteriormente expulsado al medio interestelar por la explosión final de la supernova. Sin embargo, esta contribución es baja ($\lesssim 15\%$) respecto del total producido por estas estrellas.

La producción de ^{26}Al de una estrella en la etapa de presupernova depende en forma compleja de su masa M . Según las simulaciones, esta producción toma valores entre $m_{26}(M = 15 M_{\odot}) \sim 10^{-5} M_{\odot}$ y $m_{26}(M = 30 M_{\odot}) \sim 10^{-4} M_{\odot}$. Sin embargo, estos resultados dependen de los modelos de convección utilizados (ver [48]).

3.4.5. Supernovas

Durante las explosiones de supernovas (ver 2.3.4), el ^{26}Al se produce por combustión explosiva de Ne, y en menor medida de C, a temperaturas entre 2 y 3 GK [54]. Otro mecanismo de producción de ^{26}Al , y de radionucleidos en general, es la nucleosíntesis inducida por neutrinos. Al colapsar el núcleo, se emiten alrededor de 10^{58} neutrinos, algunos de los cuales interactúa con los núcleos de Si, O, Ne, C, He o H de las capas superiores. De estas reacciones surgen protones y neutrones que, en una estrella de $20 M_{\odot}$ por ejemplo, incrementan la producción de ^{26}Al en un 50%. La producción durante la explosión supernova se estima, dependiendo de los modelos, en valores entre $m_{26} \sim 10^{-6} M_{\odot}$ y $m_{26} \sim 10^{-4} M_{\odot}$, para masas iniciales $M = 13 M_{\odot}$ y $M = 40 M_{\odot}$, respectivamente. Contrariamente a lo que ocurre durante la fase de W-R, la producción de ^{26}Al durante la explosión supernova es inversamente proporcional a la metalicidad inicial de la estrella.

3.4.6. Producción de ^{26}Al por rayos cósmicos

Esta posibilidad fue considerada a partir del descubrimiento de radiación gamma característica de la desexcitación de ^{12}C y ^{16}O , proveniente del complejo Orion [56]. El origen de las correspondientes excitaciones se atribuye a que estos núcleos interactúan con átomos de H, tras haber sido eyectados con energías de 10 a 30 MeV/nucleón por la explosión de estrellas masivas.

En este caso, núcleos de Mg, Al o Si expulsados en estas condiciones pueden producir ^{26}Al a través de reacciones como $^{26}\text{Mg}(p,n)^{26}\text{Al}$ o $^{28}\text{Si}(p,ppn)^{26}\text{Al}$. A partir de las corres-

pondientes secciones eficaces y estimando el espectro de los iones pesados, se obtiene una producción de ^{26}Al para el complejo Orion $\langle \dot{m}_{26} \rangle_{\text{Orion}} \sim 10^{-4} M_{\odot}/\text{Ma}$. Para la galaxia, donde existen alrededor de 500 nubes moleculares gigantes como la del complejo Orion, se obtiene una tasa de producción $\langle \dot{m}_{26} \rangle_{\text{Galaxia}} \sim 0,05 M_{\odot}/\text{Ma}$ [55]. Esta contribución es despreciable frente a las discutidas con anterioridad.

3.5. Estimación de la cantidad de ^{26}Al en la galaxia

Las observaciones experimentales de la radiación γ de 1,809 MeV indican la presencia de 2–3 M_{\odot} de ^{26}Al en el medio interestelar (ver 3.6). Para contrastar este valor con la predicción de los modelos aquí descritos, es necesario calcular la cantidad total de ^{26}Al producida por la suma de todas las fuentes en los últimos $\tau(^{26}\text{Al}) \sim 10^6$ a. Este cálculo se realiza en forma estadística, a partir de la frecuencia de aparición de cada una de las fuentes de ^{26}Al en la galaxia. Para un cálculo más detallado, es necesario considerar también la distribución espacial de estas fuentes, pues la producción de ^{26}Al , como se explicó en 3.4, depende de la metalicidad, la cual es una función de la posición en la galaxia. La tasa de eyección de ^{26}Al en la galaxia se estima como

$$\dot{M}_{26}^G = \langle m_{26} \rangle_f f_f \quad (3.5)$$

donde $\langle m_{26} \rangle_f$ es la eyección media de cada fuente (medida en M_{\odot}) y f_f (Ma^{-1}) es la frecuencia de aparición de la fuente en la galaxia durante el último millón de años. En el caso particular de las estrellas AGB de baja masa, las cuales expulsan ^{26}Al a lo largo de períodos mayores que $\tau(^{26}\text{Al})$, la tasa de eyección debe, en cambio, calcularse como

$$\dot{M}_{26}^G = \langle \dot{m}_{26} \rangle_f f_f \tau(^{26}\text{Al}). \quad (3.6)$$

En algunos casos, la frecuencia de aparición puede determinarse por observación. En otros casos, como el de las estrellas AGB, a partir de la *tasa de formación estelar*, $\lambda_{fe} \sim 3 M_{\odot}/\text{a}$, y la *función de masa inicial* $\Phi(M)$ ⁷:

$$f_f = \int_{M_1}^{M_2} \lambda_{fe} \Phi(M) dM \quad (3.7)$$

Para toda función de masa inicial aceptable, la frecuencia de aparición resulta $f_f \sim 5$ estrellas/año. En particular en [48] y en [47] se adopta $\Phi(M) \propto M^{-(\Gamma+1)}$, donde $\Gamma = 1,7$ para $M > 1 M_{\odot}$.

En la tabla 3.5 se resumen los resultados de estas estimaciones para las principales fuentes en la galaxia que pueden ser el origen del ^{26}Al interestelar, observado través de su signatura γ $E_{\gamma} = 1,809$ MeV.

⁷En [48] la función de masa inicial está normalizada como $\int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \Phi(M) M dM = 1$, con $M_{\max} \sim 100 M_{\odot}$ y $M_{\min} \sim 0,1 M_{\odot}$. En [47] el tratamiento es algo distinto.

Objeto	$\langle m_{26} \rangle_f (M_{\odot})$	$f_f (\text{Ma}^{-1})$	$\dot{M}_{26}^G (M_{\odot}/\text{Ma})$	fracción
AGB 1 – 4 M_{\odot}	10^{-8}	5×10^5	5×10^{-3}	$\sim 0,16 \%$
AGB 4 – 9 M_{\odot}	3×10^{-5}	3×10^4	1	$\sim 30 \%$
Wolf-Rayet	2×10^{-4}	2×10^3	0,4	$\sim 13 \%$
Novas O-Ne-Mg	3×10^{-7}	10^7	3	$\sim 100 \%$
Supernovas	8×10^{-5}	2×10^4	1,6	$\sim 50 \%$

Tabla 3.5: Estimación de la posible contribución de ^{26}Al al medio interestelar de los distintos tipos de fuente en la galaxia. De cada una se indica la cantidad promedio de ^{26}Al eyectado por cada una de las fuentes, $\langle m_{26} \rangle_f$, la frecuencia de esta fuente en la galaxia, f_f , y el flujo eyectado, \dot{M}_{26}^G . Se estima, además, la fracción que cada fuente puede aportar a la producción total de ^{26}Al ($2-3 M_{\odot}/\text{Ma}$) que se deduce de la observación de la radiación γ de 1,809 MeV. Otros argumentos, sin embargo, descartan a algunas de ellas (ver esta sección y 3.6.3).

Además de la cantidad producida por cada tipo de fuente, se deben considerar otros factores para poder determinar la fuente dominante del ^{26}Al galáctico. La producción de ^{26}Al en estrellas de Wolf-Rayet, por ejemplo, aumenta con la metalicidad Z (3.4.1), y la metalicidad es mayor en el centro de la galaxia (longitud $< 2^{\circ}$). Un total de $\sim 10^3$ estrellas W-R podrían entonces dominar la producción de ^{26}Al en el centro de la galaxia. La supernovas, en cambio, tienen una producción inversamente proporcional a la metalicidad, por lo que su producción, de ser dominante, debería estar acentuada en los brazos de la galaxia (longitud $> 20^{\circ}$).

3.6. Observación de ^{26}Al galáctico

A partir de la estimación de la producción de cada tipo de fuente, sólo podrían descartarse las estrellas AGB de baja masa como fuente dominante del ^{26}Al galáctico. El escenario más plausible sería, entonces, que cada tipo de fuente contribuya con $1 M_{\odot}/\text{Ma}$. Para poder discernir entre estos modelos, se deben contrastar con la observación de la radiación γ proveniente del decaimiento del ^{26}Al . De esta forma, puede extraerse información acerca de la distribución espacial e incluso acerca de la distribución de velocidades del ^{26}Al en el medio interestelar.

3.6.1. Astronomía gamma

La detección de radiación electromagnética proveniente de transiciones electrónicas indica la presencia de un elemento químico, ya sea por que este genera, o bien por que este absorbe,

determinadas longitudes de onda que le son características. Sin embargo, los isótopos de un elemento, distintos desde el punto de vista nuclear, tienen espectros electrónicos indistinguibles. La detección de la radiación γ de origen nuclear ($\lambda \lesssim 1$ nm), en cambio, permite identificar unívocamente un isótopo en forma individual. La determinación de la abundancia del isótopo es, además, independiente de las condiciones del medio. La emisión de fotones de origen electrónico, en cambio, depende de la temperatura, la densidad, el estado iónico y químico, lo que requiere un modelo para su cálculo.

La principal dificultad en la observación de rayos γ de origen cósmico es la opacidad de la atmósfera terrestre para esas longitudes de onda⁸. La detección debe, entonces, realizarse desde globos aerostáticos o desde satélites. Como también la atmósfera de la estrella en donde se genera un radioisótopo es opaca, debe existir un mecanismo de expulsión al medio interestelar, el cual sí es transparente y permite observar rayos γ provenientes de toda la galaxia. La doble condición de sobrevivir hasta su expulsión y de tener una tasa de decaimiento apreciable limita la lista de núcleos observables a unos pocos radioisótopos (ver tabla 3.6). Otras dificultades son la imposibilidad de enfocar los rayos γ para formar una imagen, debiéndose detectarlos en forma individual, y la presencia de un importante fondo de rayos γ en la órbita terrestre producido por partículas de alta energía.

En el caso de las vidas medias más largas (^{26}Al , ^{60}Fe), el material expulsado de la estrella se distribuye y termaliza en el medio interestelar, midiéndose líneas gamma con un ancho $\Delta E_\gamma \lesssim 3$ keV, correspondiente a la velocidad de rotación de la Galaxia, $v_r \lesssim 250$ km s⁻¹ (ver 3.6.3). La imagen recogida es sin embargo espacialmente difusa y es una medida de la cantidad de material producida por numerosas estrellas ($> 10^4$) integrada a lo largo de la vida media del radioisótopo. En cambio, los isótopos de menor vida media (^{44}Ti) tienen emisiones de mayor ancho en energía (~ 30 keV), pero sus fuentes pueden ser individualizadas.

3.6.2. Detección de la radiación γ de 1,809 MeV

Luego del descubrimiento de la radiación de 1,809 MeV (fig. 3.4) por parte del *HEAO* en 1982 [19], la medición fue confirmada por diversos experimentos (ver tabla 3.7).

Si bien la radiación γ con $E_\gamma = 1,809$ MeV puede generarse a través de otro proceso, este fondo puede ser descartado. La interacción de neutrones sobre ^{27}Al da lugar al proceso $^{27}\text{Al}(n, np)^{26}\text{Mg}^*(\gamma)^{26}\text{Mg}$, en el cual se emite también un fotón de 1,809 MeV. Sin embargo, el proceso $^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{28}\text{Al}(\beta^-)^{28}\text{Si}^*(\gamma)^{28}\text{Si}$, es de probabilidad comparable y emite un fotón de similar energía, $E_\gamma = 1,779$ MeV. Por lo tanto, el fondo de 1,809 MeV puede ser calculado a partir de la línea de 1,779 MeV y restado. La correcta sustracción de este fondo puede corroborarse con la ausencia de la línea de 1,779 MeV en el espectro de la figura 3.4 [15].

⁸El flujo de rayos γ cósmicos se reduce a la mitad al llegar a 25 km de altura sobre la superficie terrestre, lo que equivale a sólo el 1 % de la atmósfera [2]

Isótopo	$T_{1/2}$	Decaimiento	E_γ [keV]	Observación
^{59}Fe	44,5 d	$^{59}\text{Fe} \rightarrow ^{59}\text{Co}^*$	1099, 1292	-
^7Be	53,4	$^7\text{Be} \rightarrow ^7\text{Li}^*$	478	-
^{56}Ni	5.9 d	$^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}^*$	(158, 812, ...)	SN1987A, SN1991T?
^{56}Co	77,3	$^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}^* (+\beta^+)$	847, 1238	
^{57}Ni	1,48 d	$^{57}\text{Ni} \rightarrow ^{57}\text{Co}^*$	(1378, ...)	-
^{57}Co	271,8	$^{57}\text{Co} \rightarrow ^{57}\text{Fe}^* (+\beta^+)$	122	SN1987A?
^{22}Na	2,6 a	$^{22}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{Ne}^* (+\beta^+)$	1275	-
^{60}Co	5,3 a	$^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni}^*$	1173, 1333	-
^{44}Ti	(55 ± 19) a	$^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc}^*$	68, 78	-
^{44}Sc	3,93 h	$^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}^* (+\beta^+)$	1157	Cas A
^{26}Al	0,716 Ma	$^{26}\text{Al} \rightarrow ^{26}\text{Al}^*$	1809	Galáctica
^{60}Fe	1,52 Ma	$^{60}\text{Fe} \rightarrow ^{60}\text{Co}^*$	59	-
^{60}Co	5,3 a	$^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni}^*$	1173, 1333	Galáctica?

Tabla 3.6: Líneas gamma cósmicas de radioisótopos observadas o potencialmente observables, ordenadas según la vida media de los isótopos. Los emisores de radiación β^+ producen, además, una línea gamma de 511 keV proveniente de la aniquilación e^+e^- [47].

3.6.3. Distribución de ^{26}Al en la Vía Láctea

La observación de la radiación γ de 1,809 MeV permite trazar mapas de la distribución de ^{26}Al en la Vía Láctea (ver fig. 3.5).

La distribución espacial de la radiación de 1,809 MeV aporta información sobre la ubicación de las fuentes de ^{26}Al . La validez de esta correlación se basa, en realidad, en la suposición de que el ^{26}Al no se aleja demasiado de la estrella que lo origina durante los $\sim 10^6$ años previos a su decaimiento. Esta condición se cumple holgadamente en el caso de las novae y las estrellas AGB. Estas estrellas eyectan poca cantidad de materia a bajas velocidades, la cual se frena rápidamente en el medio interestelar. En cambio, las supernovas y estrellas de Wolf-Rayet eyectan varias M_\odot a velocidades $v \sim 10^6$ m/s, las cuales se desplazan algunos cientos de pc antes de detenerse. Esta distancia es de todas formas bastante menor que el radio de la galaxia $R_G \sim 15$ kpc, y no alcanza a desdibujar completamente el mapa como función de la longitud. Sí, en cambio, impide obtener una distribución en latitud. En todo caso, salvo algunas excepciones, la imagen no refleja la producción instantánea de una estrella individual sino la de una zona, integrada a lo largo de la vida media $\tau_{26} \sim 1$ Ma, en

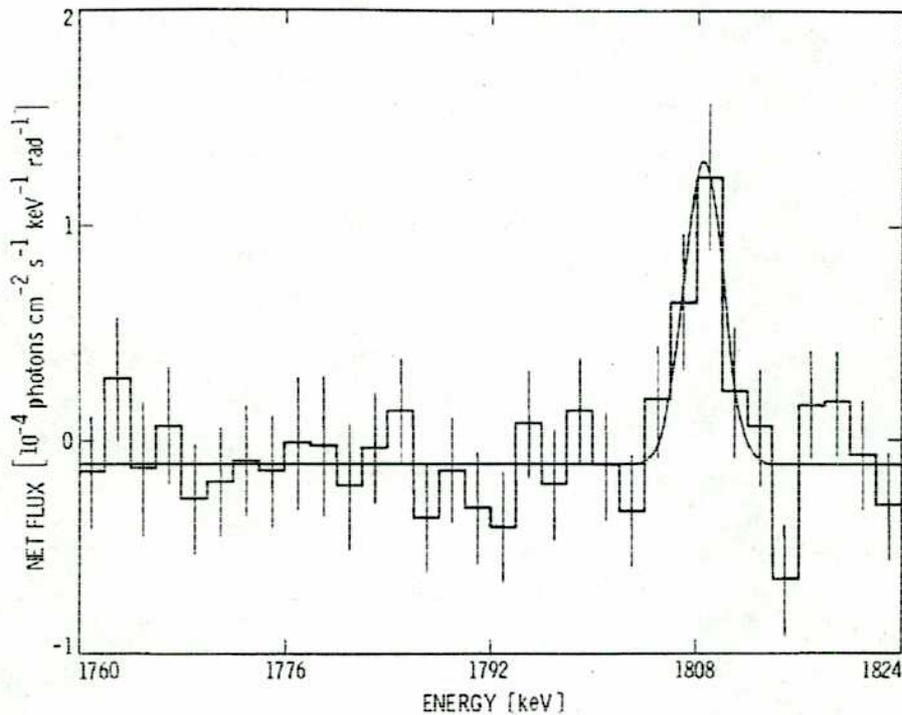


Figura 3.4: Espectro de energías de rayos γ provenientes del centro galáctico ($\pm 30^\circ$), registrado por el telescopio γ del satélite *HEAO 3* [21]. El espectro es el resultado de haber restando el fondo.

la cual eventualmente prevalecerá algún tipo de estrella [64].

Una de las primeras conclusiones que se extraen de inspeccionar la figura 3.5 es que la distribución irregular de la emisión de 1,809 MeV descarta que las estrellas AGB de baja masa y novae sean las principales generadores de ^{26}Al . La baja producción individual de estas fuentes requiere un gran número de ellas, que darían una distribución uniforme.

Por otro lado, la distribución de ^{26}Al está correlacionada con la distribución de nubes moleculares de H_2 , las cuales indican la formación de estrellas jóvenes: W-R, supernova y AGB masivas. La distribución de estrellas viejas (novae y AGB de menos de $2 M_\odot$), rastreada por emisión infrarroja, muestra mayor concentración en el centro de la galaxia [48].

Adicionalmente, una medición del telescopio GRIS [65] mostró que la línea de 1,809 MeV proveniente del centro de la galaxia tiene un ancho intrínseco de $5,4_{-1,3}^{+1,4}$ keV [67], tres veces superior al correspondiente por efecto Doppler debido a la rotación de la galaxia. Esto favorece las fuentes con altas velocidades de eyección: Wolf-Rayet y supernovas.

Más recientemente, se encontró una correlación entre la distribución de 1,809 MeV y la

Experimento	años	ΔE (keV)	$\phi_\gamma^{\text{Galaxia}} (10^{-4} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{rad}^{-1})$	S (σ)	Referencias
HEAO-C ^(s)	82-84	3,3	$4,8 \pm 0,8$	4,7	[21]
MPE ^(g)	82-87	200	$4,9 \pm 2,3$	2	[60]
SMM ^(s)	81-90	95	$4,0 \pm 0,4$		[61]
Bell/Sandia ^(g)	77-87		$3,9_{-1,7}^{+2}$	2	[62]
GRIS ^(g)	88-91	2,8	$4,1 \pm 1,9$	2,5	[65]
HEXAGONE ^(g)	89-93	3,1	$4,7 \pm 2,7$	2	[66]
GRIS ^(g)	92-96	3,4	$4,8 \pm 0,7$	6,8	[67]
COMPTEL ^(s)	92-03	144	3 ± 1	6	[68, 69, 70]
HIREGS ^(g)	94-95	3,0	(objetos puntuales)	-	[71]
INTEGRAL ^(s)	02-03	3,4	(objetos puntuales)	-	[72]

Tabla 3.7: Experimentos que midieron la radiación γ de 1,809 MeV. Se indica con (s) o (g) si se trata de un satélite o un globo aerostático. Se indica además los años en los que estuvo en operación, la resolución en energía, ΔE , el flujo de eventos γ de 1,809 MeV medido, ϕ_γ , la separación sobre el fondo S y referencias.

de microondas de 53 GHz [23]. Estas microondas provienen del medio interestelar, el cual fue ionizado por el flujo de rayos ultravioleta de estrellas WO (ver 3.4.1). Esto es, la radiación de microondas es un rastreador de estrellas masivas como las de Wolf-Rayet. Esta medición es, entonces, un fuerte argumento a favor de que estas estrellas sean la fuente principal de ^{26}Al .

Por su parte, la producción de ^{26}Al por supernovas podría evidenciarse si se estableciera una correlación entre las líneas γ de ^{44}Ti o ^{60}Fe (ver tabla 3.6) con la de 1,809 MeV. Estos radioisótopos son producidos exclusivamente por supernovas y no por estrellas de Wolf-Rayet [54].

Un argumento en contra de la posibilidad de que las supernovas sean la principal fuente de ^{26}Al galáctico es la excesiva cantidad de ^{27}Al que producen: $(^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al})_{SN} \sim 5 \times 10^{-3}$. Aun suponiendo que las supernovas produjeron la totalidad del ^{27}Al del medio interestelar ($M_{27} \sim 5 \times 10^9 M_\odot$) durante los $\tau_G \sim 10$ Ga de vida de la galaxia, la cantidad de ^{26}Al presente en la actualidad sería diez veces inferior:

$$M_{26}^G \sim (^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al})_{SN} (\tau_{26}/T_G) M_{27} \sim 0,3 M_\odot. \quad (3.8)$$

Esto es, las supernovas sobreproducen ^{27}Al en un factor 10 [57, 58].

Las estrellas masivas en la fase de Wolf-Rayet son, entonces, importantes candidatas a

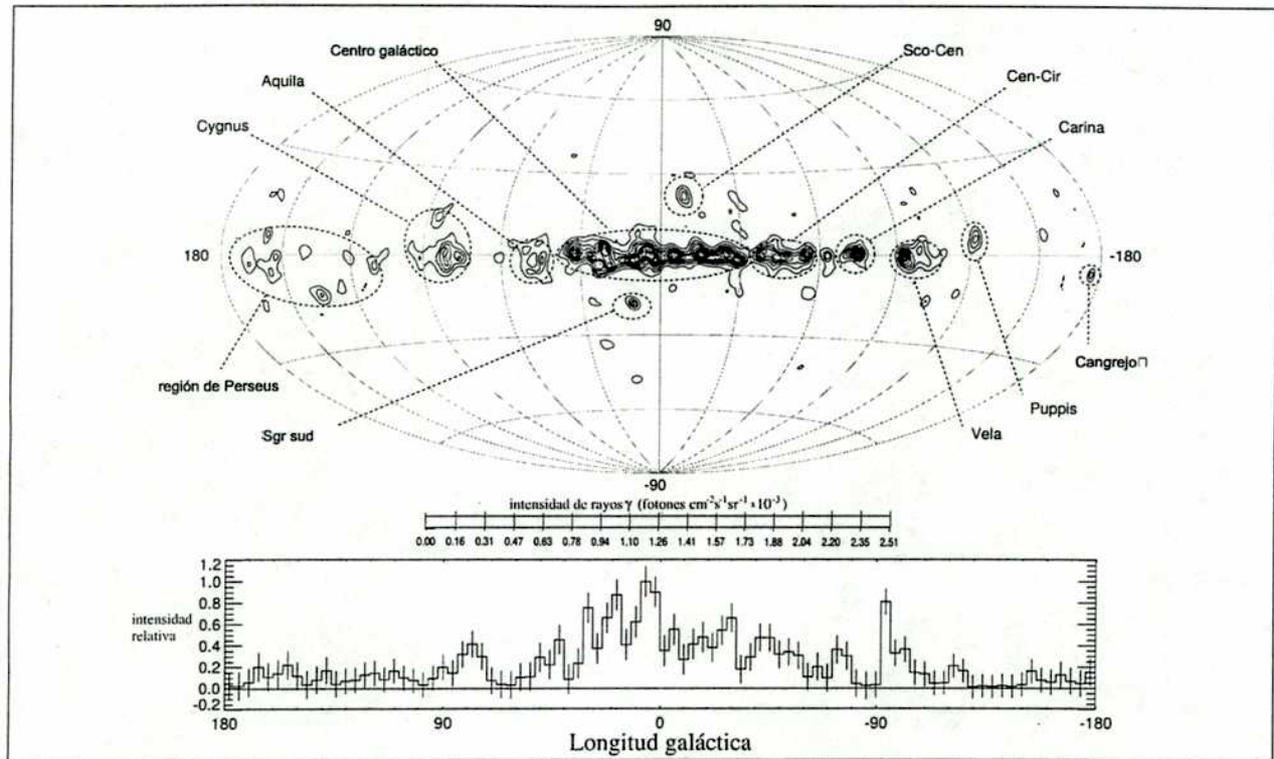


Figura 3.5: Mapa de la Vía Láctea según la detección del fotón γ de 1,809 MeV, signature del decaimiento de ^{26}Al , registrado por el telescopio COMPTEL [63]. Se muestra también el perfil longitudinal para latitudes $-10^\circ < b < 10^\circ$. La distribución espacial del ^{26}Al observada permite restringir los modelos de nucleosíntesis.

dominar la producción galáctica de ^{26}Al $M_{26}^G \sim 3 M_\odot/\text{Ma}$ [59]. Sin embargo, la estimación de los modelos de nucleosíntesis para esta producción es casi un orden de magnitud menor: $M_{26}^G \sim 0,4 M_\odot/\text{Ma}$, con un factor 3 de incertidumbre.

Fundamentalmente, el resultado de esta estimación dependen críticamente de las tasas de reacción de los procesos de producción y destrucción de ^{26}Al , $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)$ y $(p,\gamma)^{27}\text{Si}$, en el rango de energías más bajo, característico de la combustión hidrostática de H. Un cambio sustancial en estas tasas de reacción puede cambiar totalmente la situación [48].

Capítulo 4

Previas Determinaciones de la Reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$

El proceso $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$, a energías por debajo de su barrera coulombiana, $V_C = 2,86$ MeV, es una reacción resonante. En particular, las resonancias situadas en el rango de energías de interés para la producción estelar de ^{26}Al son en extremo débiles e implican grandes dificultades para los métodos convencionales de medición. En este capítulo se detallan los aspectos experimentales de la medición de una reacción resonante en laboratorio (4.1) y se describe el método usual de detección en línea de los rayos γ de desexcitación del núcleo compuesto (4.2). Se describe, además, el procedimiento para estimar de la intensidad de las resonancias de la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ a partir de las de $^{25}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{26}\text{Al}$ (4.3). Finalmente, en 4.4 se resume toda la información sobre las resonancias de la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$.

4.1. Medición experimental de una resonancia

Experimentalmente, la sección eficaz de una reacción se determina a partir de la cantidad de reacciones producidas cuando un haz de partículas incide en un blanco.

En el caso en que el espesor del blanco, Δx , sea suficientemente delgado para aproximar a la sección eficaz como una constante, $\sigma(E) \sim \sigma_0$, la probabilidad P de reacción por partícula incidente es

$$P = \sigma_0 n \Delta x, \quad (4.1)$$

donde n es la densidad de núcleos blanco activos. Esta expresión puede reescribirse en términos del poder de frenado ϵ :

$$\epsilon = \frac{dE}{d\rho} = \frac{1}{n} \frac{dE}{dx}. \quad (4.2)$$

Se obtiene así

$$P = \sigma \frac{\Delta E}{\epsilon}, \quad (4.3)$$

donde ΔE es la pérdida de energía de los proyectiles en el blanco o, equivalentemente, el espesor del blanco en unidades de energía. Si el blanco utilizado es un compuesto químico que contiene N_a núcleos activos por unidad de área ($N_a = n_a \Delta x$) y N_i inactivos, la probabilidad de reacción puede expresarse como

$$P = \sigma \frac{\Delta E_{ef}}{\epsilon_{ef}}, \quad (4.4)$$

donde el espesor y el poder de frenado eficaces ΔE_{ef} y ϵ_{ef} se determinan como

$$\Delta E_{ef} = N_a \epsilon_a + \sum_i N_i \epsilon_i, \quad (4.5)$$

$$\epsilon_{ef} = \epsilon_a + \frac{1}{N_a} \sum_i N_i \epsilon_i = \frac{\Delta E_{ef}}{N_a}. \quad (4.6)$$

Si, por el contrario, el espesor del blanco no permite despreciar la dependencia de la sección eficaz con la energía, la probabilidad de reacción deberá obtenerse integrando en el espesor del blanco¹:

$$P(E_0) = \int_0^{\Delta x} \sigma(E) n dx = \int_{E_0 - \Delta E}^{E_0} \frac{\sigma(E)}{\epsilon(E)} dE, \quad (4.7)$$

donde E_0 es la energía del haz incidente.

En el caso de una resonancia delgada ($\Gamma \ll E_r$), la sección eficaz es descrita por la expresión de Breit-Wigner (ec. [2.30]):

$$\sigma_{BW}(E) = \pi \lambda^2 \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_\gamma}{(E - E_r)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (4.8)$$

¹Este cálculo no tiene en cuenta la dispersión en energía del haz, δ_h , ni el efecto Doppler causado por el movimiento térmico de los átomos del blanco, δ_D . Tampoco considera la dispersión en energía (*straggling*) que sufre el haz al frenarse a través del blanco. Para esto la expresión (4.7) debe reemplazarse por

$$P(E_0) = \int_{E_0 - \Delta E}^{E_0} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\sigma(E'')}{\epsilon(E'')} g(E', E_0) F(E, E', E'') dE'' dE' dE,$$

donde $g(E', E_0)$ es la distribución gaussiana de ancho $\delta = (\delta_h^2 + \delta_D^2)^{1/2}$ y $F(E, E', E'')$ es la probabilidad de que un proyectil de energía E' tenga una energía entre E'' y $E'' + dE''$ en la profundidad del blanco correspondiente a una energía E [2]. En el presente trabajo, en cambio, el espesor de los blancos fue calculado de modo de que estos efectos no afecten la probabilidad de reacción (ver 6.5), pudiéndose utilizar la expresión (4.11) para el cálculo de la probabilidad de reacción.

Si $\Delta E \ll \Gamma$, la probabilidad es proporcional al valor de la sección eficaz de Breit-Wigner para la energía del haz, $\sigma_{BW}(E_0)$.

Si, en cambio, $\Delta E \gtrsim \Gamma$, y se desprecian las variaciones de λ^2 , Γ_a , Γ_γ , ΔE y ϵ en el pequeño intervalo de energía de la resonancia, se obtiene que la probabilidad es

$$P(E_0) = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{m_A + m_a}{m_A} \frac{\omega\gamma}{\epsilon} \left[\arctan\left(\frac{E_0 - E_r}{\Gamma/2}\right) - \arctan\left(\frac{E_0 - E_r - \Delta E}{\Gamma/2}\right) \right]. \quad (4.9)$$

Aquí, el cociente de masas toma en cuenta el hecho de que ϵ está expresado en el sistema de laboratorio. En el caso de un blanco de espesor finito, $\Delta E \sim \Gamma$, para la energía óptima del haz $E_0 = E_r + \Delta E/2$, la probabilidad tiene su máximo valor:

$$P_{max}(\Delta E) = \frac{\lambda^2}{\pi} \frac{m_A + m_a}{m_A} \frac{\omega\gamma}{\epsilon} \arctan\left(\frac{\Delta E}{\Gamma}\right). \quad (4.10)$$

Para el caso límite de blanco ancho, $\Delta E \gg \Gamma$, se obtiene

$$P_{max}(\infty) = \frac{\lambda^2}{2} \frac{m_A + m_a}{m_A} \frac{\omega\gamma}{\epsilon}. \quad (4.11)$$

Nótese que una característica fundamental en la determinación experimental de una reacción resonante es que, para un blanco suficientemente ancho, la probabilidad de reacción no depende del espesor del blanco. Mientras que para medir una reacción no resonante de baja sección eficaz basta con incrementar el espesor del blanco (resignando la determinación en energía), la cantidad de productos de una reacción resonante depende exclusivamente del número de partículas incidentes.

4.2. Detección en línea de los rayos γ

Previamente al presente trabajo, la medición de la intensidad de las resonancias de la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$, y las de reacciones de captura radiativas $A(x,\gamma)$ en general, se había realizado detectando los rayos γ emitidos. Estos rayos γ provienen de la cascada de desexcitación electromagnética del núcleo compuesto ($^{26}\text{Al}^*$ en este caso). Dado que las vidas medias de los estados excitados son por lo general del orden de $10^{-15} - 10^{-12}$ s, los rayos γ de desexcitación son detectados en forma simultánea con la incidencia del haz de proyectiles. Los rayos γ son identificados por su energía E_γ , la cual está determinada por la energía del proyectil de E_p^{lab} , la diferencia de masas Q y la energía del estado excitado final E_x^f :

$$E_\gamma = Q + \frac{m_A}{m_A + m_a} E_p^{\text{lab}} - E_x^f - \Delta E_{\text{res}} - \Delta E_{\text{Dopp}}. \quad (4.12)$$

En esta expresión, el cociente de masas (m_A : masa del blanco, m_a : masa del proyectil) convierte el valor de E_p^{lab} al centro de masa. El término ΔE_{res} es una corrección por la energía de retroceso del núcleo residual B :

$$\Delta E_{\text{res}} = \frac{E_\gamma^2}{2M_B c^2}. \quad (4.13)$$

El término ΔE_{Dopp} representa el corrimiento por efecto Doppler de la energía del fotón observado, cuando este es emitido en un ángulo θ por núcleo con velocidad v :

$$\Delta E_{\text{Dopp}} = \frac{v}{c} E_\gamma \cos \theta. \quad (4.14)$$

En el caso en que el proceso de captura sea una reacción resonante, la energía del canal de entrada $Q + \frac{m_A}{m_A + m_a} E_p$ es igual a la energía de un estado excitado inicial E_x^i , y la expresión (4.12) puede reescribirse como

$$E_\gamma = E_x^i - E_x^f - \Delta E_{\text{res}} - \Delta E_{\text{Dopp}}. \quad (4.15)$$

En el caso particular de la reacción $p + ^{25}\text{Mg}$, el núcleo compuesto se forma en estados excitados con energías E_x por encima del umbral del protón: $E_x \geq Q = 6307$ keV. Dado que hay 67 niveles entre este umbral y el estado fundamental, se produce una compleja cascada de desexcitación [43]. La identificación de decaimientos al estado fundamental pueden identificarse a través de la línea γ de 416,9 keV (ver fig. 3.1), pues todos los decaimientos al estado fundamental pasan por el estado de $E_x = 416,9$ keV. Por su parte, todos los decaimientos al estado metaestable en 228,2 keV pasan por el estado en 1057,8 keV, pudiéndoselos identificar a través de la línea γ de 829,6 keV.

De esta forma fue determinada experimentalmente las intensidades de las resonancias de la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ con energías $E_p^{\text{lab}} \geq 197,0$ keV [44, 43, 74, 75, 76, 78, 52] (ver tabla 4.1).

A menores energías, la intensidad de las resonancias es demasiado baja para poder identificar las líneas de desexcitación sobre el fondo γ . Este fondo se origina por rayos cósmicos, por actividad natural del ambiente. Asimismo, el haz de protones puede producir reacciones (p,γ) en elementos contaminantes del blanco si estos elementos tienen secciones eficaces mucho mayores que aquella a medir.

4.3. El “caballo de Troya” $^{25}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{26}\text{Al}$

Dada la imposibilidad de determinar experimentalmente la intensidad de las resonancias con energías $E_p^{\text{lab}} < 197,0$ keV, estas pueden estimarse a partir de los anchos parciales de captura de protón, Γ_p , (ver 2.1.3) de la reacción de transferencia $^{25}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{26}\text{Al}$. Para

obtener el ancho parcial Γ_p de un nivel, la reacción $^{25}\text{Mg}(^3\text{He},d)$ debe producirse de modo que la energía del sistema de entrada, $E_{^3\text{He}}^{CM} + Q$, se corresponda con la energía E_x de dicho nivel. Como el valor Q de esta reacción, $Q = 813,1$ keV, es mucho más bajo que el de la reacción (p,γ) , la energía correspondiente es mucho más alta: $E_{^3\text{He}}^{CM} > 5493$ keV para niveles por encima del umbral de captura de protón. Esta energía es, en particular, mayor que la barrera coulombiana del sistema $^3\text{He} - ^{25}\text{Mg}$, $V_C = 5140$ keV, por lo que la reacción tiene resonancias muy fuertes, fácilmente medibles. Este método se denomina “caballo de Troya” en alusión a que en la reacción $^{25}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{26}\text{Al}$ el protón penetra el núcleo de ^{25}Mg “escondido” dentro del deuterón.

La distribución angular de los deuterones de la reacción $^{25}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{26}\text{Al}$ fue medida por [79], [80] y [81]. La extrapolación de estas mediciones para obtener el ancho parcial de captura de protón se realiza a través de la aproximación de Born con ondas distorsionadas (DWBA), la cual está bien establecida para sistemas ligados. Sin embargo, los niveles de interés son aquellos ubicados por encima del umbral de la captura de protón y que, por tanto, no son ligados. En estos casos los factores de forma oscilan y hacen que la convergencia numérica del método DWBA sea dificultosa y poco confiable [82, 83]. En particular, las tasas de reacción del proceso $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ calculadas por [80] y [81] difieren hasta en un factor 3. Estos datos fueron reanalizados en [84], determinando los valores actualmente aceptados (ver tabla 4.2).

4.4. Resonancias de la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$

En medios estelares la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ procede exclusivamente a través de resonancias delgadas (ver 2.1.3). Las energías E_p^{lab} de estas resonancias están determinadas por la relación

$$E_p^{\text{lab}} = (E_x - Q) \frac{M_{^{25}\text{Mg}} + M_p}{M_p}, \quad (4.16)$$

donde E_x son las energías de los niveles excitados del núcleo ^{26}Al por encima del umbral de captura de protón (ver fig. 4.1).

Las resonancias con energías $E_p^{\text{lab}} \geq 389$ keV tienen anchos parciales de captura de protón mayores que los del decaimiento gamma: $\Gamma_p > \Gamma_\gamma$. Por lo tanto, la intensidad de estas resonancias está determinado por Γ_γ : $\omega_\gamma \sim \omega \Gamma_\gamma$. Las resonancias con energías $E_p^{\text{lab}} \leq 316$ keV, en cambio, tienen $\Gamma_p < \Gamma_\gamma$ y por lo tanto su intensidad puede aproximarse como $\omega_\gamma \sim \omega \Gamma_p$.

Como se muestra en [46], la contribución por captura directa (ver 2.1.2) es despreciable para energías $E < 1$ MeV. Es asimismo despreciable la contribución de la resonancia subumbral en $E_x = 6280,9$ MeV, correspondiente a una energía cinética $E_\alpha = -25,7$ keV (ver 2.1.5).

En la tabla 4.1 se listan las distintas mediciones experimentales de la intensidad de las re-

sonancias $\omega\gamma$ de mayor interés astrofísico. Para resonancias de energía $E_p^{\text{lab}} \leq 135,1$ keV (ver tabla 4.2) sólo se dispone de estimaciones hechas a partir de la reacción $^{25}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{26}\text{Al}$ (ver 4.3). Se indica además, para los trabajos en que haya sido determinado, la fracción f_0 que decae al estado fundamental $^{26}\text{Al}^g$ (*branching ratio*). Dada la corta vida del isómero $^{26}\text{Al}^m$, la cantidad relevante para astrofísica (ver 1.2 y 3.6) es $\omega\gamma^g = f_0\omega\gamma$.

Ref.	$\omega\gamma$ (eV) y f_0					
E_p^{lab} (keV)	197,0±0,1	254,0±0,1	303,5±0,2	316,1±0,1	389,0±0,1	434,5±0,1
J^π	5 ⁺ (4 ⁺)	4 ⁺ (5 ⁻)	5 ⁺	3 ⁻	2 ⁺	3 ⁻
[73]						$(5,6\pm 0,8)\times 10^{-2}$
[44]				$(2,9\pm 0,9)\times 10^{-2}$	$(4,4\pm 1,3)\times 10^{-2}$	$(9,9\pm 2,9)\times 10^{-2}$
[43]	$(6,7\pm 3,3)\times 10^{-7}$ $f_0=66\%$	$(6,7\pm 3,3)\times 10^{-6}$ $f_0=76\%$	$(3,3\pm 1,2)\times 10^{-5}$ $f_0=84\%$	$(2,4\pm 0,6)\times 10^{-2}$ $f_0=88\%$		
[74]				$(3,1\pm 0,3)\times 10^{-2}$	$(5,6\pm 1,7)\times 10^{-2}$	$(9,8\pm 0,8)\times 10^{-2}$
[75]				$(2,7\pm 1,1)\times 10^{-2}$	$(5,6\pm 1,7)\times 10^{-2}$	$(2,1\pm 0,2)\times 10^{-1}$
[76]	$(6,5\pm 3,2)\times 10^{-7}$	$(1,6\pm 0,8)\times 10^{-6}$	$(2,4\pm 0,8)\times 10^{-5}$	$(2,0\pm 1,0)\times 10^{-2}$	$(5,7\pm 1,9)\times 10^{-2}$	
[78]				$(3,4\pm 0,4)\times 10^{-2}$	$(7,1\pm 0,6)\times 10^{-2}$ $f_0=69\%$	$(1,3\pm 0,2)\times 10^{-1}$
[46]	$f_0=74\%$	$f_0=80\%$	$f_0=71\%$	$f_0=87\%$	$f_0=67\%$	$f_0=96\%$
[52]	$(7,1\pm 1,0)\times 10^{-7}$	$(4,9\pm 0,6)\times 10^{-6}$	$(4,9\pm 0,6)\times 10^{-5}$	$(2,9\pm 0,4)\times 10^{-2}$		
<i>NACRE</i>	$(7,1\pm 0,9)\times 10^{-7}$	$(4,9\pm 0,6)\times 10^{-6}$	$(4,7\pm 0,5)\times 10^{-5}$	$(3,1\pm 0,2)\times 10^{-2}$	$(6,2\pm 0,4)\times 10^{-2}$	$(11,6\pm 0,6)\times 10^{-2}$
[81, 80]	$f_0=70\%$	$f_0=78\%$	$f_0=78\%$	$f_0=87\%$	$f_0=67\%$	$f_0=96\%$
[85]						$(9,4 \pm 0,7)\times 10^{-2}$

Tabla 4.1: Fuerzas de resonancias, $\omega\gamma$ (eV), y fracción de decaimiento al estado fundamental (*branching ratio*), f_0 , determinadas experimentalmente. Se adoptan aquí los valores recomendados por la colaboración *NACRE* (*Nuclear Astrophysics Compilation of Reaction Rates*, [86, 87]). Estos valores recomendados son el promedio ponderado de las mediciones aquí tabuladas. El valor de la referencia [85], obtenido más recientemente, no está incluido en la compilación de *NACRE*. Los valores de las energías de las resonancias están calculados aquí según la ecuación (4.16) tomando la energía de los niveles excitados, E_x , de [88] y el valor de Q de [36]. Los datos de f_0 aquí adoptados son los recopilados de trabajos previos por [81] y [80].

Ref.	$\omega\gamma$ (eV) y f_0				
E_p^{lab} (keV) J^π	38,4±0,1 4 ⁻ (4 ⁺)	59,7±0,1 3 ⁺	95,8±0,3 2 ⁻	112,2±0,2 0 ⁺	135,1±0,2 5 ⁺
[43]			$\leq 4 \times 10^{-8}$	$\leq 4 \times 10^{-8}$	$\leq 4 \times 10^{-8}$
[76]	$5,7 \times 10^{-16}$ $f_0=57\%$		$\leq 1,0 \times 10^{-11}$ $f_0=80\%$		
[77]		$(1,6 \pm 0,6) \times 10^{-13}$ $f_0=75\%$	$f_0=61\%$		
[46]	$1,9 \times 10^{-18}$ $f_0=79\%$	$1,2 \times 10^{-12}$ $f_0=81\%$	$4,3 \times 10^{-10}$ $f_0=85\%$	$\leq 1,9 \times 10^{-10}$ $f_0=71\%$	$1,7 \times 10^{-7}$ $f_0=73\%$
[81]	$\leq 2,1 \times 10^{-20}$	$2,6 \times 10^{-13}$	$8,5 \times 10^{-11}$	$\leq 2,0 \times 10^{-12}$	$\leq 1,3 \times 10^{-9}$
[80]	$(3,1 \pm 0,8) \times 10^{-20}$	$(2,6 \pm 0,3) \times 10^{-13}$	$(2,2 \pm 0,5) \times 10^{-10}$	$(6,3 \pm 5,0) \times 10^{-12}$	$\leq 5,0 \times 10^{-9}$
[84], <i>NACRE</i> [81, 80]	$\leq 2,4 \times 10^{-20}$ † $f_0=79\%$	$(2,8_{-0,9}^{+1,4}) \times 10^{-13}$ $f_0=78\%$	$(1,16_{-0,39}^{+0,16}) \times 10^{-10}$ $f_0=85\%$	$(2,1_{-0,7}^{+2,1}) \times 10^{-11}$ $f_0=71\%$	$\leq 1,4 \times 10^{-9}$ $f_0=73\%$

† En [84] se calcula $\omega\gamma = 4,5 \times 10^{-22}$ para el caso en que el nivel tenga $J^\pi = 4^-$. Este último valor se usa para calcular la cota inferior de la tasa de reacción.

Tabla 4.2: Fuerzas de resonancias, $\omega\gamma$ (eV), y fracción de decaimiento al estado fundamental, f_0 , estimadas en distintos trabajos a partir de la reacción $^{25}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{26}\text{Al}$. Los valores de $\omega\gamma$ recomendados por la colaboración *NACRE* son los que se reportan en [84], obtenidos a partir de un nuevo análisis de los datos de [81] y [80]. Los valores de f_0 son los adoptados por [81] y [80].

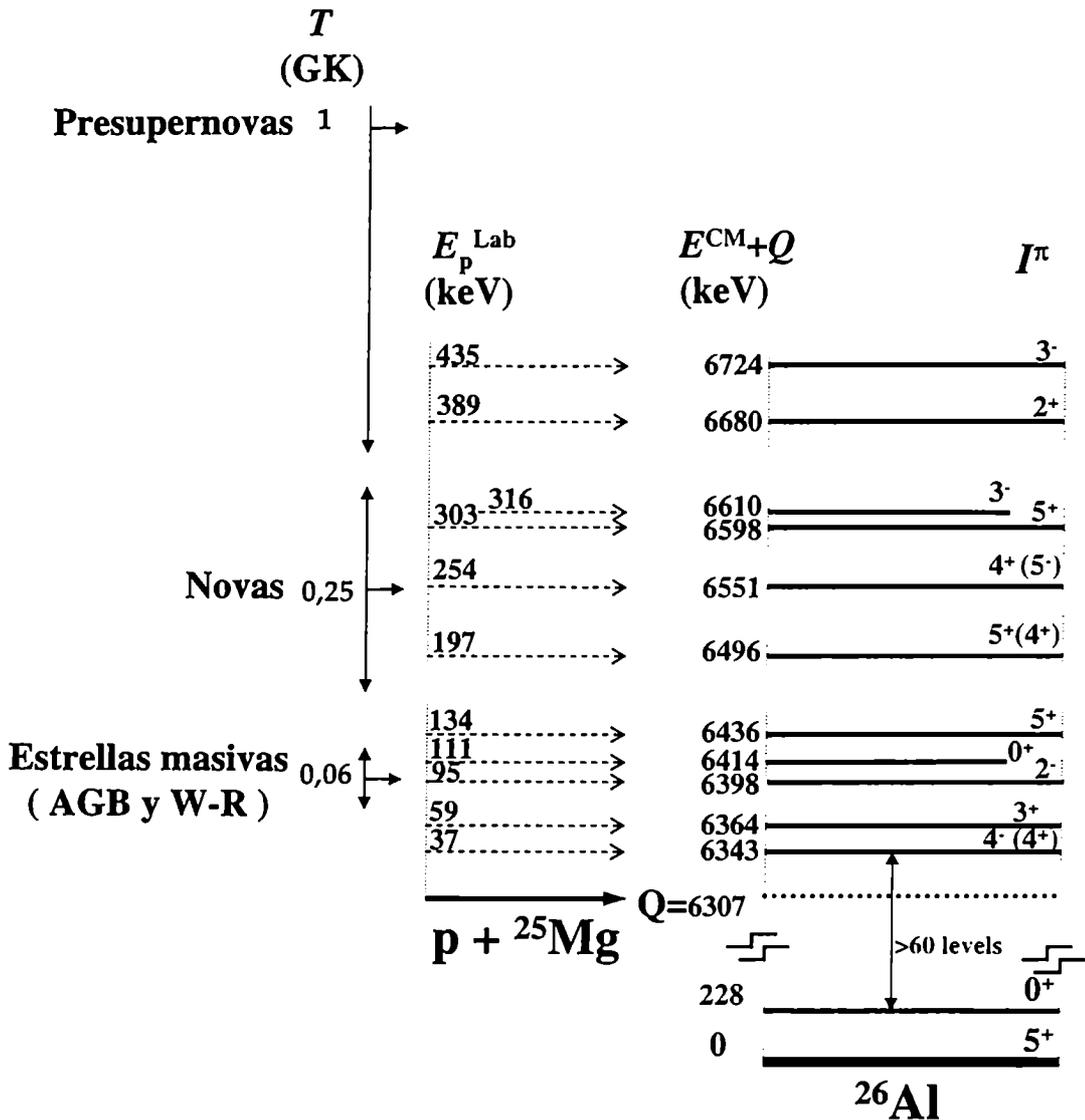


Figura 4.1: Esquema de niveles excitados del ^{26}Al sobre el umbral del sistema $p + ^{25}\text{Mg}$ ($E_x = 6,307$ MeV). Cuando la energía en el C.M. del sistema de entrada, E_α , sumada al exceso de masas Q , coincide con la energía de un estado excitado del ^{26}Al se produce una resonancia de la reacción. Se indican las correspondientes energías de laboratorio, y la locación de los picos de Gamow para las temperaturas estelares de los distintos escenarios en los que se produce ^{26}Al .

Capítulo 5

Medición de la Reacción

$^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ mediante AMS

Para evitar los problemas que ocasiona el fondo de radiación γ en las mediciones en línea de las resonancias débiles, en el presente trabajo se implementó un método de medición integrada¹.

En este caso, se irradian primero blancos de MgO con $\sim 10^{19}$ protones. Se producen así $\sim 10^6$ átomos de ^{26}Al , los cuales se frenan dentro del blanco. De los núcleos de $^{26}\text{Al}^*$ formados, permanecen sólo aquellos que se desexcitan al nivel fundamental, $^{26}\text{Al}^g$, mientras que aquellos que se desexcitan al isómero $^{26}\text{Al}^m$ decaen rápidamente al ^{26}Mg .

A continuación, estos blancos son tratados químicamente de modo de homogeneizar primero una cantidad bien determinada de ^{27}Al (típicamente $500 \mu\text{g}$) y de eliminar luego el Mg que conforma el blanco a niveles de pocas partes por millón (ppm).

Con este material se prepara una muestra de la cual, a su vez, pueda extraerse un haz de $^{26/27}\text{Al}$ en la fuente de iones de un acelerador tándem. Mediante la técnica de espectrometría de masas con aceleradores (AMS) puede determinarse la concentración $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ de la muestra ($\sim 10^{-12}$), de la cual se deduce el valor de la intensidad de la resonancia [89, 90, 91].

Cabe recalcar que, dada la corta vida media del estado metaestable $^{26}\text{Al}^m$, este isómero decae mucho antes de que la medición de la concentración $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ se lleve a cabo. Con este método de medición, entonces, se determina exclusivamente la formación de ^{26}Al en el estado fundamental. Esto es, una medición directa de $\omega\gamma^g = f_0 \omega\gamma$. Esta última, y no $\omega\gamma$, es la magnitud de interés astrofísico (ver 1.2 y 3.6).

En la próxima sección se introducen los principios de la técnica AMS y en 5.2 las particularidades de la detección del isótopo ^{26}Al . En el apéndice A se describe otro método alternativo que fue ensayado en el marco de este trabajo, en el cual se produce la reacción

¹ Este método fue sugerido en 1988 como una técnica de aplicación futura [2].

en cinemática inversa $\text{H}(^{25}\text{Mg},\gamma)^{26}\text{Al}$ en el acelerador tándem.

5.1. La técnica AMS

AMS es la técnica de mayor sensibilidad para la detección e identificación de radionucleidos². Esta sensibilidad permite detectar una especie nucleares en concentraciones tan bajas como 10^{-15} respecto de su isótopo estable. Si bien en 1939 pudo medirse la abundancia natural de ^3He ($\sim 10^{-6}$) con un ciclotrón [92], no se disponía entonces de energías suficientemente altas ni de sistemas de identificación de partículas para extender la técnica a iones más pesados. La técnica fue desarrollada recién a fines de la década del 70, a partir de la detección de ^{14}C ($T_{1/2} = 5730$ a) en un acelerador tándem, mientras se intentaba acelerar iones de $^{14}\text{N}^-$ [93].

En la actualidad, la técnica AMS fue aplicada a más de 27 radionucleidos, desde ^3He ($T_{1/2} = 12,3$ a) hasta ^{244}Pu ($T_{1/2} = 8 \times 10^7$ a) [94, 95, 96, 97, 98, 99]. En la tabla 5.1 listan los ejemplos más usuales.

núcleo	$T_{1/2}$ (a)	Aplicaciones	Ref.
^{10}Be	$1,5 \times 10^6$	Datación geológica	[101]
^{14}C	$5,73 \times 10^3$	Datación arqueológica	[102]
^{26}Al	$7,16 \times 10^5$	Trazador biológico	[103]
^{36}Cl	$3,01 \times 10^5$	Trazador hidrológico	[104]
^{41}Ca	$1,04 \times 10^5$	Dosimetría de neutrones	[105]
^{129}I	$1,7 \times 10^7$	Detección de desechos nucleares	[106]

Tabla 5.1: Aplicaciones más usuales de la técnica AMS.

5.1.1. Métodos de detección de isótopos previos a AMS

Detección de radiactividad

Tradicionalmente la identificación de radioisótopos se realizaba a través de la detección de la radiación emitida en su decaimiento, lo cual era muy limitante en el caso de vidas

²Sólo radioisótopos con vidas medias inferiores a 10 - 100 días pueden ser identificados más eficientemente por detección γ .

medias largas. Para una típica muestra de 1 g de carbono actual ($^{14}\text{C}/^{12}\text{C} = 1,2 \times 10^{-12}$) eran necesarios 4 días de exposición³ para obtener una incertidumbre estadística de 1% [100]. Mediante la técnica AMS, esta misma estadística puede obtenerse en 4 minutos a partir de sólo 1 mg de muestra [107].

En el caso de un radioisótopo de larga vida media como el ^{26}Al la diferencia es aun más drástica: en el presente trabajo se detectaron alrededor de 50 eventos en una hora, a partir de una muestra conteniendo $\sim 10^6$ átomos de ^{26}Al (ver 8.3). En cambio, detectar 50 decaimientos a través de la medición del decaimiento de este radionucleido demandaría 10^3 años.

Espectrometría de masas (MS)

En principio, un espectrómetro de masas convencional permite separar los distintos isótopos de un elemento. Para esto, los átomos deben ser ionizados (positiva o negativamente), acelerados en un potencial electrostático V , y analizados por un campo magnético B . El radio de giro ρ estará, entonces, determinado por la ecuación de la rigidez magnética⁴:

$$B\rho = \frac{p}{q} = \frac{\sqrt{2ME + E^2/c^2}}{q}, \quad (5.1)$$

donde la energía está dada por $E = eV$.

Este sistema, sin embargo, está limitado a la detección de isótopos con abundancias mayores a 10^{-3} – 10^{-6} (según el elemento) debido a la presencia de iones isobáricos, ya sean átomos o moléculas de igual número másico. En estos casos, la pequeña diferencia en masa entre los isóbaros requeriría la utilización de rendijas muy delgadas en el espectrómetro de masas, lo cual limitaría drásticamente su eficiencia.

Por ejemplo, al medirse ^{14}C utilizando una fuente de iones negativos (ver 8.1.1) aparecen iones moleculares de $^{13}\text{CH}^-$ y $^{12}\text{H}_2^-$ con intensidades de 3×10^{-4} respecto del haz de ^{12}C [107]. Al medirse ^{26}Al , aparece un fondo de moléculas de $^{12}\text{C}_2\text{H}^-$ y $^{25}\text{MgH}^-$ con una intensidad de aproximadamente 10^{-2} respecto del haz de $^{27}\text{Al}^-$ [108]. Este fondo puede reducirse parcialmente si se utilizan materiales químicamente libres de los elementos interferentes en la fuente de iones, pero no será posible suprimirlo al nivel de abundancia usual de los radioisótopos (10^{-12} – 10^{-15}) [94].

5.1.2. Principios de AMS

Para eliminar la interferencia isobárica, sin perder eficiencia, se puede realizar una segunda discriminación con un acelerador de iones. Esta idea fue llevada a cabo primeramente

³Suponiendo una eficiencia de detección de 10^{-2} .

⁴El término E^2/c^2 es una corrección relativista, relevante sólo para imanes ubicados después del acelerador principal.

en un ciclotrón [109]. Luego dos grupos [111, 110], trabajando en forma independiente, utilizaron aceleradores tipo tándem. En la actualidad, las mediciones de AMS se realizan casi con exclusividad en aceleradores tándem [107].

En un acelerador tándem como el de la figura 5.1, la fuente produce iones negativos (moleculares o atómicos) con energía $E_f = eV_f$. Estos iones son analizados en masa por un imán *inyector*, tal como en un espectrómetro convencional. En el caso de AMS, sin embargo, todo el sistema de inyección está un potencial $V_0 \sim -0,1$ MV, de modo que los iones se aceleran hacia la entrada del tándem, que se encuentra a nivel de tierra. En el primer tramo del tándem, los iones negativos son acelerados hacia el terminal de alta tensión, $V_T \sim +10$ MV. Allí atraviesan el *stripper* (lámina delgada de carbono o, eventualmente, una región con gas) donde son despojados de varios de sus electrones, disociando así por completo las moléculas⁵. Los iones atómicos, de masa m_a , ya con carga positiva q , se aceleran adicionalmente hacia el potencial de tierra, logrando una energía cinética final

$$E = (V_f + V_0 + V_T) \frac{m_a}{m_m} + qV_T - \Delta E^{\text{stripp}}, \quad (5.2)$$

donde m_m es la masa de la molécula inyectada en el acelerador y ΔE^{stripp} es la pérdida de energía en el *stripper*. La especie atómica de interés es entonces seleccionada con el imán analizador, el cual define la rigidez magnética de las partículas.

El conteo de la especie nuclear a medir, por lo general un radionucleido $^{\text{rad}}X$, debe normalizarse con respecto al de un isótopo, preferiblemente de abundancia macroscópica. Para esto se elige, de ser posible, un isótopo estable $^{\text{est}}X$. Dado que la producción de la fuente de iones depende casi exclusivamente de las características químicas del elemento (ver 8.1.1), todos los isótopos son ionizados con la misma eficiencia. Por lo tanto, la magnitud que se determina en una medición de AMS es siempre la concentración isotópica $^{\text{rad}}X/^{\text{est}}X$ de una muestra.

Cuando se desea determinar la cantidad absoluta de una especie nuclear presente en una muestra (^{26}Al en este caso), se debe agregar a la misma una cantidad bien determinada del isótopo abundante (^{27}Al). Este material agregado, denominado *portador*, permite que la muestra tenga un tamaño macroscópico, de al menos 1 mg, de modo de ser manejable.

Para determinar la concentración de una muestra, se sintoniza un haz del isótopo estable, cuya intensidad puede ser medida como una corriente eléctrica (0,1–10 μA) en las copas de Faraday dispuestas a lo largo del acelerador. A partir de los parámetros de la sintonización, $B_{\text{iny}}^{\text{est}}$, V_T^{est} y $B_{\text{anal}}^{\text{est}}$, se calculan los valores de dichos elementos para el correspondiente radioisótopo (ver apéndice B).

Los eventos del radioisótopo, en cambio, deben ser discriminados de las interferencias y ser detectados en forma individual, con frecuencias tan bajas como 1 evento por hora [118].

⁵Con anterioridad se consideraba necesario un estado de ionización 3+ para lograr la completa disociación molecular. Sin embargo, más recientemente se mostró que era posible lograr una separación eficiente con estado 2+ e, incluso, 1+ [112, 113, 114].

Alternando secuencialmente mediciones de ambos isótopos⁶ se determina la concentración de la muestra. Asumiendo que no hay fraccionamiento isotópico en la fuente de iones⁷, la concentración se calcula como

$$C = \frac{\text{rad}X}{\text{est}X} = \frac{q^{\text{est}} e N_{\text{det}}}{I t T}, \quad (5.3)$$

donde N_{det} es el número de eventos del radioisótopo que fueron identificados en el detector, I y q^{est} son la corriente y el estado de carga del isótopo estable, t el tiempo de medición del radioisótopo y T la transmisión. Si $q^{\text{est}} \neq q^{\text{rad}}$ la expresión debe corregirse, además, por la probabilidad de producción en el *stripper* de cada uno. La transmisión T se determina utilizando una muestra de calibración con concentración conocida (ver 8.2.3).

5.1.3. Interferencias en AMS

Otros iones con distinta masa y carga, como ser los restos moleculares, pueden tener la rigidez magnética para ser aceptados por el imán analizador. Asimismo, iones con masas similares, en particular los isótopos estables del radionucleido a medir que sean marginalmente aceptados por el imán inyector⁸, pueden eventualmente sufrir un intercambio de carga en la zona de alta energía del acelerador y adquirir la rigidez magnética necesaria para ser sintonizados [91]. Para eliminar su interferencia se utiliza entonces un selector de velocidad (*filtro de Wien*), consistente en un campo magnético B y uno eléctrico \mathcal{E} combinados de modo de que tengan un efecto nulo sobre el ion de interés. Esto selecciona las partículas con velocidades $v = \mathcal{E}/B$, lo que además de la rigidez magnética, fija el cociente E/m de las partículas (ver apéndice B). Una discriminación adicional puede lograrse a través de la medición del tiempo de vuelo (TOF), lo que para partículas con una misma rigidez magnética, equivale a una discriminación en masa [116, 117].

Los isóbaros atómicos, en cambio, se sintonizan en el acelerador sin ninguna supresión posible por parte de los deflectores magnéticos o electrostáticos. Las diferencias de masas entre isóbaros nucleares ($\Delta m/m \sim 1,7 \times 10^{-4}$ para el par ^{26}Al - ^{26}Mg) son insuficientes para lograr una separación eficiente con el imán analizador. La supresión de isóbaros en el haz sintonizado depende sólo de la pureza química de la muestra y, en algunos casos, de una distinta producción en la fuente de iones.

Los radioisótopos ^{14}C , ^{26}Al , ^{36}Cl y ^{129}I , por ejemplo, tienen isóbaros (^{14}N , ^{26}Mg , ^{36}Ar e ^{129}Xe) que no forman iones negativos estables y que, por lo tanto, no se producen en la

⁶Algunos inyectores pueden enfocar los dos isótopos en el acelerador. En el imán analizador se separan y se miden en forma simultánea [119, 120].

⁷En los casos en que se utiliza una muestra de calibración con una concentración conocida, esta hipótesis no es necesaria.

⁸Una caída transitoria de la tensión de la fuente, V_f (ver 8.1.1), puede provocar la sintonización de una masa mayor que la deseada. Esto es relevante si el isótopo estable tiene una unidad de masa más que el radioisótopo a medir, como es el caso del Al.

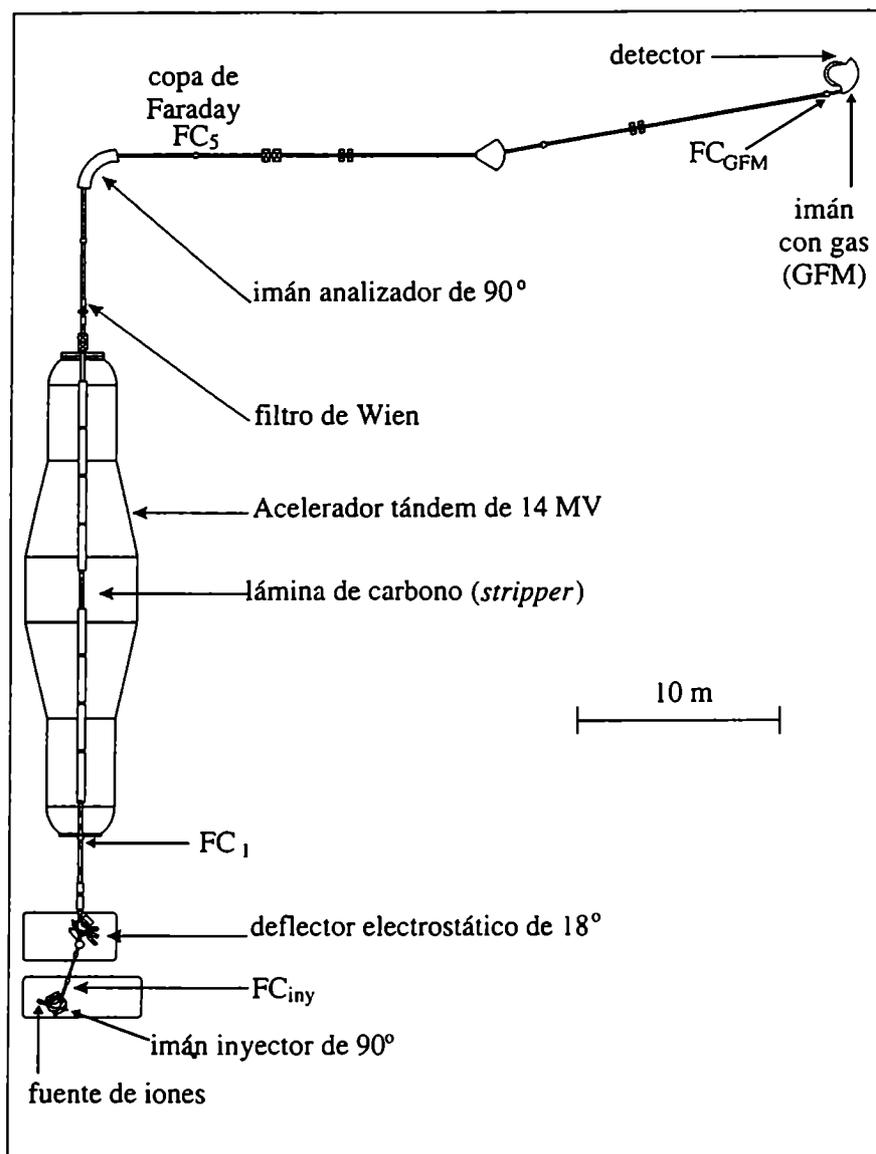


Figura 5.1: Esquema del Acelerador tandem y el sistema de detección de AMS de la Universidad Técnica de Munich, en el cual se realizaron las mediciones de este trabajo.

fuentes de iones⁹. Esto facilita en gran medida la medición de estos radioisótopos. En caso contrario, deben implementarse sistemas de detección con discriminación isobárica (ver 8.1).

5.2. Detección de ^{26}Al mediante la técnica AMS

5.2.1. Aplicaciones usuales

El radioisótopo ^{26}Al se utiliza en diversas áreas. En la datación de sedimentos marinos, en conjunción con una medición de ^{10}Be , puede determinarse la edad con independencia de las fluctuaciones en la producción y en la deposición¹⁰ [121, 101]. Asimismo, a partir de la presencia de ^{26}Al en meteoritos se corrobora su origen extraterrestre, pudiéndose determinar, además, el tiempo de permanencia en el espacio y en la Tierra [6, 122]. El ^{26}Al también tiene aplicaciones en medicina como trazador de Al en sangre, elemento al cual se asocian diversas enfermedades [123, 124, 103].

Más específicamente en el estudio de reacciones nucleares, la técnica AMS fue utilizada en trabajos anteriores para determinar la sección eficaz de la reacción $^{26}\text{Mg}(p,n)^{26}\text{Al}$ ⁹ en el rango de energías $E_p^{\text{lab}} = 5,2 - 6,9$ MeV [125]. Esta reacción tiene interés astrofísico por ser la reacción inversa de $^{26}\text{Al}(n,p)^{26}\text{Mg}$, uno de los mecanismos de destrucción de ^{26}Al en medios estelares (ver 3.3). En este caso, se midieron secciones eficaces σ entre 7 y 65 mb con blancos de 3,7 mg de espesor, lo que equivale a una probabilidad de reacción por partícula incidente (ver 4.1) $P = 6 - 60 \times 10^{-7}$. Las muestras, complementadas con ~ 20 mg de ^{27}Al como portador, contenían $10^{10} - 10^{11}$ átomos de ^{26}Al ($^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} \sim 10^{-11} - 10^{-10}$).

Más recientemente se estudió la reacción $^{27}\text{Al}(n,2n)^{26}\text{Al}$ para energías cercanas al umbral $E = 13,5$ MeV ($\sigma \sim 10^1$ mb), con el objetivo de desarrollar un método de monitoreo de temperatura en plasmas de D-T [108, 126, 127].

En uno de estos trabajos ([126]) se midieron muestras de alta concentración ($^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} = 1,5 \times 10^{-9}$) mediante AMS y por detección γ . El buen acuerdo logrado corrobora la hipótesis

⁹Los iones negativos son producidos en la fuente mediante *sputtering* inducido por un haz de Cs^+ (ver 8.1.1). La relación entre iones negativos X^- y partículas neutras X^0 que son emitidas puede estimarse a través de la ecuación de Langmuir-Saha [128]:

$$\frac{X^-}{X^0} \sim \frac{g^-}{g^0} \exp\left(\frac{A_e - \phi}{kT_e}\right). \quad (5.4)$$

Los factores g^- y g^0 son las posibles combinaciones de espín de las partículas negativas y neutras, ϕ es el trabajo de extracción de electrones de la superficie del material y T_e es la temperatura electrónica. Dado que los iones son emitidos con energías entre 10 y 20 eV, kT_e es del orden de 10 meV. El parámetro crítico es la afinidad electrónica A_e , que es la energía liberada al agregarse un electrón a un átomo o molécula neutra. Los átomos de ^{14}N , ^{26}Mg , ^{36}Ar e ^{129}Xe tienen afinidad electrónica nula.

¹⁰El cociente $^{26}\text{Al}/^{10}\text{Be}$ tiene una *vida media efectiva* de 1,42 Ma.

de que no hay fraccionamiento isotópico en la fuente de iones.

Como en el presente trabajo se determinó la transmisión (ver 5.1.2) utilizando muestras de calibración previamente medidas en [126], los resultados de las mediciones presentadas en 8.3 no dependen de un eventual fraccionamiento isotópico en la fuente.

5.2.2. Supresión de ^{26}Mg en la fuente de iones negativos

Salvo en [121] y [131], en todas las mediciones mencionadas, los haces de ^{26}Al y ^{27}Al eran formados a partir del ion atómico negativo, Al^- , que se produce en la fuente de iones [32]. Esto tiene la ventaja de que el isóbaro potencialmente interferente ^{26}Mg no forma iones negativos estables [129] y, por lo tanto, no son producidos en la fuente de iones¹¹.

Sin embargo, dada su baja afinidad electrónica ($A_e \sim 0,44$ eV), el Al es renuente a formar iones negativos y su producción en la fuente de iones es mucho menor que otros elementos. Si bien se han reportado corrientes de $2 \mu\text{A}$ de Al^- a partir de muestras de óxido de aluminio (Al_2O_3) [130], lo usual es $0,2 \mu\text{A}$.

La mayor parte de los átomos de Al son, en cambio, ionizados y eyectados de la muestra en la forma molecular, en particular como AlO^- , los cuales se pierden al seleccionarse Al^- . En el presente trabajo se midieron corrientes de ~ 20 nA para Al^- y de ~ 500 nA para AlO^- ¹². Esto es, aprovechar los iones moleculares $^{26}\text{AlO}^-$ permite incrementar la eficiencia de extracción en un factor ~ 25 . En casos como el de este trabajo, en los que el número absoluto de átomos a medir es limitado ($\sim 10^6$) la eficiencia de extracción (ver 7.4.1) es un factor crítico del cual depende la sensibilidad de todo el método.

La desventaja de seleccionar el ion molecular $^{26}\text{AlO}^-$ es que el ion $^{26}\text{MgO}^-$, estable y de formación abundante en la fuente de iones, se inyecta y sintoniza en el acelerador tándem sin ninguna supresión por parte del mismo.

5.2.3. Supresión de ^{26}Mg por ionización total

Una alternativa posible para poder suprimir el ^{26}Mg es la ionización total (*full stripping*). Esta técnica permite eliminar isóbaros de menor número atómico Z . Fue aplicada en la medición AMS de ^{26}Al realizada en un ciclotrón [121], cuya fuente de iones positivos inyectaba tanto $^{26}\text{Al}^{3+}$ como $^{26}\text{Mg}^{3+}$. Ambos iones se convertían al estado de carga $q = 9+$ atravesando

¹¹En estos casos, la interferencia proviene del ^{25}Mg , el cual pasa la selección en masa del imán inyector como $^{25}\text{MgH}^-$ [127].

¹²Medición hecha a partir de una misma muestra de Al_2O_3 y Ag (proporción 1:2), producida a partir de $160 \mu\text{g}$ de Al (ver 7) en una fuente tipo *Middleton* [134, 133] (ver 3.4). En [131] se reportan corrientes de AlO^- (masa 43) de $5 \mu\text{A}$ con una fuente tipo *Alton* [132] y $0,6 \mu\text{A}$ con una tipo *Middleton* a partir de muestras de 50 mg.

una folia *stripper* y eran acelerados por el ciclotrón a 200 MeV. A esa energía los iones atravesaban un segundo *stripper*, del cual se analizaba el estado de $q = 13+$. La alta energía es necesaria para que la fracción de iones que emergen del *stripper* totalmente ionizados sea alta. Esto, sin embargo, implica el uso de un mayor acelerador cuya transmisión es necesariamente más baja. En este caso, la sensibilidad del sistema permitía medir $\sim 10^9$ átomos.

La supresión por ionización total fue aplicada también en un acelerador tándem de 20 MV [131]. En este caso, se seleccionó el ion $^{26}\text{AlO}^-$ de la fuente y se sintonizó el estado de carga $q = 8+$, con $V_T = 17$ MV, lo que implica una energía final $E = 147$ MeV (ver ec. [5.2]). En este caso la fracción que emergía totalmente ionizada del segundo *stripper* era $\sim 35\%$ y la sensibilidad alcanzada $\sim 10^5$ átomos.

5.3. Métodos de supresión de ^{26}Mg utilizados en este trabajo

5.3.1. Supresión de ^{26}Mg mediante un imán con gas (GFM)

En el presente trabajo, se extrajo el ion molecular $^{26}\text{AlO}^-$, con la consiguiente ganancia en la eficiencia de la fuente. La supresión del isóbaro ^{26}Mg , en cambio, se realizó mediante la técnica de imán con gas (GFM) [135, 136, 137]. Esta técnica permite suprimir isóbaros tanto de menor como de mayor número atómico, requiriendo menores energías que las necesarias para la ionización total. No se produce, además, la pérdida de eficiencia asociada al fraccionamiento del haz en diversos estados de carga que tiene lugar en el segundo *stripper*.

La técnica GFM consiste en un analizador magnético (posterior al imán analizador del tándem) en el que se encuentra una tenue atmósfera de gas (normalmente N_2 , $P \sim 5 - 10$ mbar). En las múltiples interacciones de los iones incidentes con los átomos de este gas se producen intercambios de carga [115]. Si el trayecto en el gas es suficiente, los proyectiles alcanzan un estado de carga de equilibrio $\langle q \rangle$ que depende de su número atómico Z_p . La trayectoria de los proyectiles no es exactamente circular, pues el estado de carga oscila alrededor del valor medio $\langle q \rangle$, pero dos isóbaros tendrán en promedio distinto radio de giro, permitiendo su separación (ver fig. 5.2).

La carga media de un proyectil puede calcularse según la fórmula semiempírica de Sayer [141] para blancos gaseosos

$$\langle q \rangle_{(Z_p)} = Z_p \left\{ 1 - 1,08 \exp \left[-80,1 Z_p^{-0,506} \left(\frac{v}{c} \right)^{0,996} \right] \right\}. \quad (5.5)$$

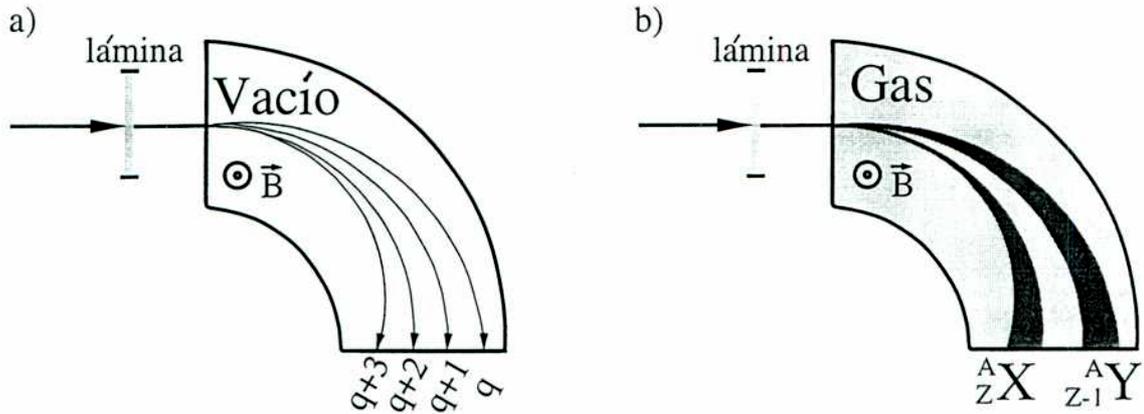


Figura 5.2: Principio de funcionamiento de la técnica de imán con gas (GFM) empleada en el presente trabajo para la supresión del isóbaro ^{26}Mg . (a) En vacío, los distintos estados de carga que se producen al atravesar una folia tienen trayectorias definidas en un campo magnético, pero son las mismas para ambos isóbaros. (b) En interacción con una tenue atmósfera de gas, los iones tienen un estado de carga promedio (q) que depende del número atómico Z . Las fluctuaciones alrededor del radio medio producen puntos de impacto más difusos, pero que igualmente permite la separación de los isóbaros.

Por lo tanto, el radio de giro medio de cada isóbaro será

$$\langle \rho \rangle_{(Z_p)} = \frac{\sqrt{2m_p E}}{B \langle q \rangle_{(Z_p)}}. \quad (5.6)$$

La ventana de entrada del detector se ubica, entonces, de modo que sólo el isóbaro de interés ingrese por ella.

La presión del gas se ajusta de modo de minimizar el ancho σ_x del haz de cada uno de los isóbaros. Este ancho está dominado por dos contribuciones:

$$\sigma_x = \sqrt{(\sigma_x^{\text{est}})^2 + (\sigma_x^{\text{dis}})^2}, \quad (5.7)$$

donde

- σ_x^{est} es la fluctuación estadística alrededor de la carga media, la cual disminuye con la presión P como $\sigma_x^{\text{est}} \propto 1/\sqrt{P}$.
- σ_x^{dis} es la dispersión angular debida a las colisiones, la cual es $\sigma_x^{\text{dis}} \propto \alpha_1 P + \alpha_2 P^2$.

Otro factor a tener en cuenta en la optimización de la presión es provocar la menor pérdida de energía a los iones, de modo de que estos puedan ser detectados e identificados.

Asimismo, el ángulo de giro del imán debe ser tal de optimizar esta separación. Por un lado, para dos radios de giro distintos, la máxima separación ocurre para un giro de 180° . Sin embargo, el último segmento ($\sim 150^\circ$ – 180°) contribuye poco a la separación de las trayectorias pero incrementa de todas formas la dispersión σ_x^{dis} . El ángulo de giro óptimo del imán estará entonces en el rango 110° – 150° [138, 139].

La supresión isobárica de un sistema de GFM no es perfecta, sino del orden de 10^5 , y una fracción del isóbaro logra ingresar al detector. Estos iones interferentes pueden provenir de la cola de la distribución espacial del isóbaro o bien ser el producto de alguna colisión de dispersión con las paredes del imán. Estos dos tipos de interferencia son claramente distinguibles entre sí pues, mientras que los iones provenientes de la cola tienen la misma energía que el haz del radioisótopo sintonizado, los que sufrieron una dispersión tienen un continuo de energías menores a la del haz (ver 8.3).

5.3.2. Discriminación de ^{26}Mg por medición de pérdidas parciales de energía

Como en mediciones de AMS la abundancia del isóbaro interferente es típicamente 9 ó 10 órdenes mayor que la del radioisótopo, el detector debe tener la capacidad de discriminar los iones interferentes que ingresan, para que no enmascaren los eventos a medir.

Esta identificación se logra mediante una cámara de ionización [142]. Esta cámara tiene el ánodo segmentado de modo que permite medir en forma independiente las sucesivas pérdidas parciales de energía en cada sector. A partir de estas señales es posible también determinar la posición y ángulo de incidencia de los iones (ver 8.1.4). La información combinada de las señales de la cámara, funcionando en conjunción con el sistema de GFM, permite suprimir adicionalmente al isóbaro ^{26}Mg en un factor 10^4 – 10^5 .

La distinción de los dos isóbaros se basa en que estos tienen distinto poder de frenado. Este poder de frenado puede determinarse midiendo las pérdidas parciales de energía. A energías de varios MeV/u, la pérdida parcial de energía que sufre un ion en interacción con los electrones¹³ de un medio material se determina a partir de la ecuación de Bethe-Bloch [143, 144]. En su forma no relativista esta ecuación es¹⁴

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{e^-} = -4\pi \frac{Z_p^2 e^4}{m_e v_p^2} n \ln\left(\frac{2m_e v_p^2}{I}\right), \quad (5.8)$$

¹³A las energías de interés (~ 4 MeV/u) la pérdida de energía debida a la dispersión de Rutherford con los núcleos del blanco es despreciable frente a la que se produce por interacción con los electrones. La pérdida de energía por interacciones nucleares es menor al 1% del total para energías $E > 0,2$ MeV/u.

¹⁴A bajas energías, el acercamiento de los iones es menor y debe considerarse el apantallamiento electrónico [146]. En el rango intermedio, la pérdida de energía por unidad de longitud es máxima y esta zona es la denominada pico de Bragg. En núcleos más pesados ($A > 30$) la ionización dentro del gas no es total, y Z_p debe ser reemplazado por el estado de carga medio (q) dado por la ecuación (5.5).

donde n es la densidad electrónica en el blanco e I el potencial efectivo de ionización¹⁵.

Despreciando la variación del factor logarítmico, esta ecuación puede reescribirse como

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{m_p}{E} Z_p^2, \quad (5.9)$$

de modo de notar que dos isóbaros de igual energía E pueden ser distinguidos a partir de sus pérdidas de energía. En una cámara de ionización, el isóbaro de mayor número atómico Z depositará más energía en los primeros segmentos del ánodo y menos en los últimos. Por otro lado, el isóbaro de menor Z , ^{26}Mg , tendrá mayor rango y la presión del gas puede ajustarse de modo que sólo este alcance la última sección.

La cámara de ionización también permite distinguir restos moleculares que tengan la misma velocidad y rigidez magnética que el ion de sintonizado¹⁶. La energía de estas partículas, de masa m y carga q , está determinada por la relación

$$E = E_s \frac{m_s q^2}{m q_s^2}, \quad (5.10)$$

donde el subíndice s indica los parámetros del haz sintonizado. Por lo tanto, la pérdida parcial de energía de estas partículas puede expresarse en términos de la del ion sintonizado como

$$\frac{dE}{dx} = \frac{Z^2 m^2 q_s^2}{Z_s^2 m_s q^2} \times \left(\frac{dE}{dx} \right)_s. \quad (5.11)$$

Como las interferencias más probables son aquellas con estados de carga $q \sim Z/2$, basta considerar el caso

$$\frac{dE}{dx} \sim \frac{m^2}{m_s^2} \times \left(\frac{dE}{dx} \right)_s. \quad (5.12)$$

Dado que los fragmentos de moléculas isobáricas tienen necesariamente masas menores, sus señales se diferencian claramente de las del radioisótopo sintonizado:

$$\frac{dE}{dx} \ll \left(\frac{dE}{dx} \right)_s. \quad (5.13)$$

El isótopo ^{27}Al debe en principio ser suprimido por los imanes inyector y analizador y asimismo por el filtro de Wien. Sin embargo alguna fracción¹⁷ puede incidir en el detector. Si bien la diferencia de masas es de sólo una unidad atómica, el detector puede resolverlo por tener una mayor pérdida parcial de energía (ec. [5.12]) y una menor energía total.

¹⁵En general $I \sim 13 \text{ eV} \cdot Z$, salvo en átomos muy livianos donde es algo mayor. Los valores calculados para los potenciales de ionización para átomos con $3 \leq Z \leq 50$ se tabulan en [145].

¹⁶En caso de sintonizarse $^{26}\text{Al}^{8+}$, por ejemplo, si un ion $^{13}\text{C}^{4+}$ tiene la velocidad para ser aceptado por el filtro de Wien, tendrá también la rigidez magnética para ser sintonizado por el imán.

¹⁷En las mediciones del presente trabajo la incidencia de ^{27}Al en el detector resultó mucho menor que la del isóbaro ^{26}Mg . En los experimentos en los que se extrae Al^- de la fuente de iones, el ^{27}Al representa la principal interferencia a discriminar [127].

5.3.3. Separación química de Mg

Las muestras medidas en el presente trabajo contienen alrededor de un millón de átomos de ^{26}Al formados en el interior de un blanco con aproximadamente $500\ \mu\text{g}$ de MgO . Aún en el caso de utilizarse ^{25}Mg enriquecido (93% ^{25}Mg , 2% ^{26}Mg), los $\sim 10^6$ átomos de ^{26}Al se encuentran en una matriz de $\sim 10^{18}$ átomos de su isóbaro interferente, ^{26}Mg .

La supresión combinada del sistema de GFM y el detector es del orden de 10^9 . Por lo tanto, para lograr una medición significativa de ^{26}Al sobre la interferencia isobárica es necesario que el proceso químico reduzca en 4 ó 5 órdenes el Mg. Es decir, luego del tratamiento se obtendrá una muestra conteniendo sólo $\sim 10^{14}$ átomos de Mg, equivalentes a una masa de $\sim 10^{-9}$ g. Una dificultad adicional es el tamaño extremadamente pequeño de las muestras, que consisten en $100\text{--}500\ \mu\text{g}$ de ^{27}Al agregados como portador.

Para esto, en el marco de este trabajo se desarrolló el procedimiento químico necesario para lograr esta separación (ver el capítulo 7).

Capítulo 6

Construcción de los Blancos y su Irradiación

En la medición integrada de una reacción resonante, la irradiación de las muestras debe realizarse considerando dos requisitos fundamentales:

- Los blancos deben soportar la incidencia de $\sim 10^{19}$ protones sin calentarse excesivamente y sin sufrir una considerable pérdida de material. De lo contrario, se perderían también los átomos de ^{26}Al previamente producidos.
- La energía del haz debe ser calculada para que, al frenarse a través del blanco, todos los protones pasen por la energía de la resonancia a medir, pero no lleguen a la energía de la resonancia siguiente.

En este capítulo se describe, entonces, el trabajo realizado en el desarrollo de estos blancos y su irradiación.

6.1. Blancos de MgO

El material elegido para la construcción de los blancos fue óxido de magnesio (MgO). Este compuesto es químicamente más estable que el magnesio atómico. Este último se oxida rápidamente en contacto con el aire. Aunque puede mantenerse asilado del aire lo más posible, la capa de óxido que se forma en la superficie haría incierta la composición del blanco al momento de irradiarlo. Por otro lado, el Mg atómico tiene temperaturas de fusión y vaporización mucho más bajas que el óxido¹ lo que lo hace más inestable frente al calentamiento y el proceso de *sputtering* (ver 6.4) que produce la incidencia del haz.

¹El Mg atómico tiene $T^{\text{fus}} = 651^\circ\text{C}$ y $T^{\text{vap}} = 1107^\circ\text{C}$, mientras que el óxido tiene $T^{\text{fus}} = 2800^\circ\text{C}$ y $T^{\text{vap}} = 3600^\circ\text{C}$

Como contrapartida, el poder de frenado eficaz del MgO (ec. [4.6]) es mayor que el del Mg atómico. A 100 keV, por ejemplo, $\epsilon_{ef}(\text{MgO}) = 2,1 \times 10^{10} \text{ eV}/(\text{mol}/\text{cm}^2)$ y $\epsilon_{ef}(\text{Mg}) = 1,2 \times 10^{10} \text{ eV}/(\text{mol}/\text{cm}^2)$. Por lo tanto, según la ecuación (4.11) la producción de la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)$ en el óxido es menor en un factor 1,7.

Otro factor del cual depende la producción de la reacción es la concentración isotópica de ^{25}Mg . Las mediciones definitivas que se presentan en este trabajo se realizaron en blancos de óxido de magnesio natural (10 % de ^{25}Mg), pero se hicieron mediciones previas en blancos de ^{25}MgO enriquecidos al 93,3 % y 98,8 %.

6.2. Construcción

Los blancos fueron fabricados en laboratorios de la Universidad Ludwig-Maximilians München en Garching, Alemania². El MgO fue depositado por evaporación sobre soportes de carbono cristalizado de 2 mm de espesor. Este material tiene buena conducción eléctrica y térmica, lo que asegura que no se cargue electrostáticamente durante la irradiación con protones y que disipe el calor generado por el frenado del haz. Es además muy puro y estable químicamente. En particular no es soluble en el ácido utilizado para disolver el material en el proceso químico (ver capítulo 7). Alternativamente, se utilizaron láminas de tantalio de 1 mm como soporte.

En blancos a ser irradiados con altas dosis, se evapora adicionalmente una capa protectora de $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de carbono sobre la capa de MgO. La elección de carbono se debe a que este elemento tiene una baja tasa de *sputtering*: se desprenden 80 átomos por cada 10^6 protones incidentes ([153], ver 6.4) y a su vez, introduce poca dispersión en la distribución de energía del haz (ver 6.5).

6.3. Irradiación de los blancos

La irradiación de los blancos se realizó en implantadores de iones del Centro de Investigación Rossendorf en Dresden, Alemania³. Allí se dispone en un implantador de alta corriente $I^{max} \sim 1 \text{ mA}$, $E^{max} = 200 \text{ keV}$ (Danfysik 1090 [148]) y uno de alta energía: $I^{max} \sim 10 \mu\text{A}$, $E^{max} = 500 \text{ keV}$ [147].

En ambos implantadores la dispersión relativa en energía del haz y la oscilación alrededor del valor fijado son $\Delta E/E \leq 10^{-3}$. Sin embargo, la energía no es un parámetro crítico en

²La evaporación del material sobre los blancos fue realizada por Dagmar Frischke.

³La irradiación de los blancos era llevada a cabo por el grupo de implantación de iones dirigido por Edgar Richter.

las aplicaciones usuales de estos implantadores⁴ y la incertidumbre en el valor absoluto de la energía del haz es de aproximadamente 3 keV.

Para evitar una erosión puntual por *sputtering*, el haz era barrido sobre la superficie del blanco de modo de lograr una irradiación uniforme. Por otro lado, el frenado de los protones en el blanco genera calor que debe ser disipado (típicamente $10 \mu\text{A} \times 300 \text{ keV} = 3 \text{ W}$). Para esto, los blancos son refrigerados mediante un flujo de agua.

6.4. Proceso de sputtering

El principal inconveniente en las irradiaciones prolongadas es el desgaste del blanco por *sputtering*. Este proceso es producido por las colisiones sucesivas que provoca la incidencia de iones, lo que conlleva la expulsión de átomos del blanco [152]. Este efecto debe ser considerado en el diseño de los blancos.

Para ponderar la magnitud de este proceso en el caso de portones en MgO, puede utilizarse un programa de simulación o bien determinarse experimentalmente. La tasa de *sputtering* en elementos puros se puede obtener de tablas de trabajos experimentales previos [152].

6.4.1. Simulación

Se utilizó un programa de simulación de interacciones atómicas (SRIM, versión 2000, [153, 154, 155, 156]) para estimar la tasa de *sputtering* a diversas energías y ángulos de incidencia. La tasa resulta ser creciente con el ángulo de incidencia (medido desde la normal a la superficie) y decreciente con la energía. Las tasas de *sputtering* para condiciones típicas se muestran en la tabla 6.1.

6.4.2. Determinación experimental

Los resultados de las simulaciones del proceso de *sputtering* de ^{nat}MgO fueron corroborados mediante dos irradiaciones con protones de energía $E_p^{\text{lab}} = 100 \text{ keV}$ en el implantador de alta corriente del Centro de Investigación Rossendorf.

En la primera oportunidad, se utilizó un blanco con un espesor de $2,5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ y un área de $4 \times 4 \text{ cm}^2$. El mismo fue irradiado con una corriente de protones de 1 mA durante 2 horas.

⁴La energía se determina midiendo una tensión parcial en la cascada de resistencias. Los aceleradores de uso específico en reacciones nucleares, en cambio, son calibrados midiendo en línea los rayos gamma de una reacción resonante de alta producción ($^{24,26}\text{Mg}(p,\gamma)$ por ej.) [149, 150], o a través de la detección de partículas de retroceso [151].

E_p^{lab} (keV)	Espesor ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	sputtering Mg (át./ 10^6 prot.)	sputtering O (át./ 10^6 prot.)
100	2,5	900	880
100	6	640	460
300	6	360	30

Tabla 6.1: Tasas de *sputtering* de MgO por incidencia normal de protones calculadas con el programa SRIM. La primera de las condiciones puede compararse con la determinación experimental.

La pérdida por *sputtering* se determinó midiendo la densidad superficial de átomos antes y después de la irradiación.

Para la segunda medición, se construyó un blanco especial a tal efecto, consistente en cuatro zonas de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ evaporadas sobre un mismo soporte con $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Dos de estas zonas fueron irradiadas durante 1 y 2 horas ($I = 1 \text{ mA}$) mientras que las otras dos fueron dejadas sin irradiar.

La medición de la densidad superficial de átomos se realizó mediante la técnica de detección de la dispersión elástica de retroceso (*Elastic Recoil Detection*, ERD [157]). En esta técnica, la superficie a estudiar se bombardea con iones pesados⁵ a ángulos rasantes (5–20° respecto de la superficie). Los átomos del blanco son dispersados con suficiente energía como para ser expulsados del material y ser detectados por una cámara de ionización de ánodo segmentado⁶. A partir de las mediciones de la pérdida parcial de energía y de la energía residual, se identifica el elemento y la profundidad a la cual este estaba localizado [158, 159].

Estas mediciones se realizaron en el espectrómetro magnético (Q3D) [159] asociado al acelerador tándem de la Universidad Técnica de Múinich, Alemania⁷. Los resultados de densidad superficial se resumen en la tabla 6.2.

A partir de la primer medición puede estimarse una tasa de *sputtering* de Mg de $\sim 4 \times 10^{-3}$ átomos/ion. No es posible, sin embargo, establecer la tasa de *sputtering* de O, pues se depositó una gran cantidad de O e H sobre la superficie, presumiblemente en la forma de agua. En la segunda medición, a pesar de utilizar mayores dosis por unidad de área, no se midió una variación significativa de la densidad. Ante esta discrepancia, en el diseño de los blancos y la planificación de las irradiaciones se consideró la tasa de *sputtering* calculada por el programa SRIM ([153], ver 6.4.1).

⁵En estas mediciones se utilizó ^{197}Au a 120 MeV e ^{127}I a 170 MeV.

⁶Se trata de otra cámara que la utilizada en las mediciones de AMS, aunque tiene similares características.

⁷Se agradece a Andreas Bergmaier y Peter Neumaier la conducción de estas mediciones.

Medición	Dosis irradiada (10^{18} prot./cm ²)	Densidad superficial ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)		
		Mg	O	H
1	0	$2,0 \pm 0,2$	$1,5 \pm 0,2$	$0,02 \pm 0,002$
	1,4	$1,5 \pm 0,2$	$11,5 \pm 1$	$0,5 \pm 0,05$
2	0	$18,6 \pm 0,6$	$12,8 \pm 0,4$	$7 \pm 0,2$
	22,5	$19,4 \pm 0,6$	$12,6 \pm 0,4$	$3,6 \pm 0,1$
	45,0	$19,7 \pm 0,6$	$13,5 \pm 0,4$	$5,2 \pm 0,2$

Tabla 6.2: Resultados de las mediciones vía ERD de la densidad superficial de blancos de MgO antes y después de la irradiación con protones de 100 keV.

6.5. Cálculo de la energía del haz

Para que la mayor parte de los protones irradiados alcance la energía de la resonancia dentro de la capa de MgO, la energía del haz y el espesor de los blancos deben ser calculados teniendo en cuenta diversos efectos:

- la dispersión en energía que sufre el haz *straggling*,
- la variación del espesor del blanco por *sputtering*,
- el retroceso de los núcleos de ^{26}Al al formarse,
- la incertidumbre del espesor del blanco,
- la incertidumbre del valor absoluto de la energía del haz,
- la incertidumbre de la energía de la resonancia a medir.

Para esto, se considera que la energía del haz incidente, E_i , tiene un error sistemático ϵ_i y una distribución con una desviación estándar σ_i . La energía de la resonancia, E_r , tiene además una incertidumbre de origen estadístico σ_r (ver tabla 4.1).

$$\begin{aligned} E_i &= E_i^0 \pm \epsilon_i \pm \sigma_i, \\ E_r &= E_r^0 \pm \sigma_r. \end{aligned} \quad (6.1)$$

La pérdida de energía de los protones a través del blanco de espesor d se calculó mediante el programa SRIM [153]. Se obtuvo así la distribución de energía de los protones salientes, la cual se aproxima por una distribución gaussiana, centrada en $E^0(d)$ y de ancho $\sigma_E(d)$.

Este ancho representa el *stragglng* en energía, de modo que la energía de salida $E(d)$ puede escribirse como

$$E(d) = E^0(d) \pm \sigma_E(d). \quad (6.2)$$

La pérdida de energía puede aproximarse como una función lineal del espesor x . La dispersión en energía, por ser un proceso estadístico, se interpola en cambio como la raíz del espesor⁸:

$$\begin{aligned} \Delta E(x) &\sim \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle x, \\ \sigma_E(x) &\sim \sigma_{E(d)} \sqrt{x/d}. \end{aligned} \quad (6.3)$$

Aquí $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle$ es el frenado medio, definido como

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{E_i - E(d)}{d}. \quad (6.4)$$

Por lo tanto, la incertidumbre en la energía de un protón a una profundidad x del blanco, $\epsilon^{(n)}(x)$ puede estimarse como

$$\epsilon^{(n)}(x) = \epsilon_i + n \sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_r^2 + \sigma_{E(x)}^2} = \epsilon_i + n \sqrt{\sigma^2 + \sigma_{E(d)}^2 x/d}, \quad (6.5)$$

donde $\sigma^2 = \sigma_i^2 + \sigma_r^2$. El parámetro n indica la cantidad de desviaciones estándar σ consideradas alrededor del valor medio. Al calcular la energía de irradiación se tomó $n = 2$, de modo de asegurar que al menos el 95,4 % de los proyectiles tiene una energía en el intervalo $(E - \epsilon^{(2)}, E + \epsilon^{(2)})$.

Para una dosis dada, puede estimarse el espesor del blanco s que será erosionado por efecto del *sputtering* (ver figura 6.1). Para que los átomos formados en la reacción no sean a su vez erosionados, la reacción debe tener lugar a profundidades mayores que s :

$$E_i^{\min} = E_i^0 - \epsilon^{(n)}(s) \geq E_r + s \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle. \quad (6.6)$$

Por otro lado, al final de la irradiación el haz incide directamente a esa profundidad. Debe pedirse entonces que la reacción no se produzca más allá del espesor residual $(d_{\min} - s)$ del blanco:

$$E_i^{\max} = E_i^0 + \epsilon^{(n)}(d - s) \leq E_r + (d_{\min} - s) \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle. \quad (6.7)$$

Aquí, d_{\min} es el mínimo espesor dado por la incertidumbre en el espesor del blanco (10 %).

Adicionalmente, debe quedar una capa de material en la que se detenga el retroceso de los núcleos formados en el blanco. El espesor r de esta zona se determina como el rango máximo de estos núcleos⁹. Esta zona no tiene que estar compuesta necesariamente por blancos activos. En el caso de utilizar blancos de material enriquecido, el cual es muy costoso, puede utilizarse otro elemento para esta zona de frenado (*catcher*). Este otro elemento sólo debe ser soluble

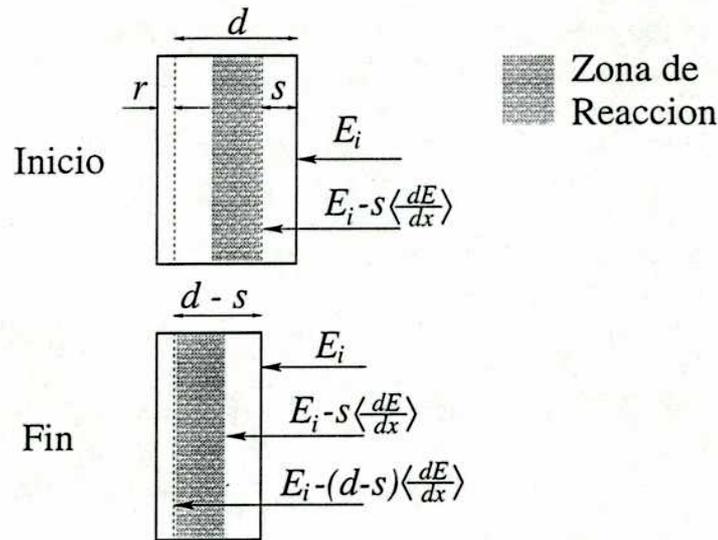


Figura 6.1: Formación de la reacción resonante dentro del espesor del blanco. Para calcular la energía de irradiación debe tenerse en cuenta que una capa de espesor s será erosionada. Por lo tanto, en el inicio de la irradiación, la reacción debe tener lugar a más profundidad. Asimismo, como los núcleos formados tienen un retroceso de rango medio r , la reacción debe producirse antes de esa zona.

junto al MgO para que los átomos de ^{26}Al puedan ser extraídos químicamente. El espesor del blanco d será suficiente para realizar la medición si se cumplen tanto la condición (6.6) como la (6.7). Restando ambas inequaciones, puede escribirse como una única condición:

$$f(s) = (d_{\min} - 2s) \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle - \epsilon^{(n)}(s) - \epsilon^{(n)}(d - s) \geq 0 \quad (6.8)$$

La energía óptima de irradiación se obtiene sumando las condiciones (6.6) y (6.7), haciendo valer la igualdad:

$$E_i^0 = E_r + \frac{d_{\min}}{2} \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle + \frac{\epsilon^{(n)}(s) - \epsilon^{(n)}(d - s)}{2} \quad (6.9)$$

$$= E_r + \frac{\Delta E_{\min}}{2} + \frac{\sqrt{\sigma^2 + \sigma_E^2(d) x/d} - \sqrt{\sigma^2 + \sigma_E^2(d) (1 - x/d)}}{2} \quad (6.10)$$

⁸En este rango de energías, el frenado aumenta levemente al disminuir la energía. La dispersión, por su parte, aumenta más rápido que $\sigma_E(x) \propto \sqrt{x}$ debido a la dispersión angular que sufren las partículas.

⁹Para la máxima energía con que se irradió en este trabajo, $E_p^{\text{lab}} = 435 \text{ keV}$, el ^{26}Al se forma con una energía de 16,7 keV y tiene un rango máximo (2σ) de $12 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Por otro lado, para poder excluir la producción de la reacción a través de una resonancia de menor energía, E'_r , se debe cumplir

$$E_i^{\min} = E_i^0 - \epsilon^{(n)}(d) \geq E'_r + d_{\max} \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle. \quad (6.11)$$

En la tabla 6.3 se detallan las energías del haz con las que se irradiaron las muestras de este trabajo. Los blancos utilizados tenían una superficie de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ de MgO natural y la incertidumbre en su espesor se estimó como 10%. El espesor de estos blancos era mayor que el mínimo necesario para asegurar que el 95% de los protones (2σ) pase por la energía de resonancia (condición [6.8]). Dado que el parámetro más incierto es la energía del haz provisto por el implantador, la energía óptima (ec. [6.9]) se calcula sobreestimando su incertidumbre como $\epsilon_i = 20 \text{ keV}$ (la incertidumbre nominal es de 3 keV).

energía de la resonancia $E_r \pm \sigma_r$ (keV)	espesor del blanco $d + r$ ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	protones incidentes N_p ($\times 10^{18}$)	pérdida por sputtering s ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	rango del ^{26}Al r ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	pérdida de energía de energía $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \pm \sigma_E$ (keV)	energía del haz E_i (keV)
434,5 \pm 0,1	182	4,5	0,11	12	55 \pm 3	457
389,0 \pm 0,1	198	1,0	0,02	11	64 \pm 3	415
316,1 \pm 0,1	142	5,4	0,13	9	50 \pm 3	336

Tabla 6.3: Parámetros relevantes en el cálculo de la energía del haz para la irradiación de las muestras.

Capítulo 7

Procesamiento Químico de las Muestras

La medición de la concentración $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ por medio de las técnicas de AMS utilizadas en este trabajo requiere una separación química previa del Mg a niveles de pocas ppm. Esta separación debe realizarse en muestras de sólo 100-500 μg de Al, minimizando a su vez las pérdidas de material en el proceso.

Aquí se supone que los isótopos ^{26}Al y ^{27}Al son químicamente idénticos y que por lo tanto no se produce un fraccionamiento isotópico entre ellos durante ninguna etapa del proceso químico¹.

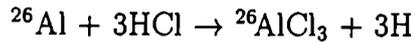
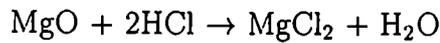
7.1. Principios de la separación de Al y Mg

La extracción de Al de una muestra natural se realiza usualmente por medio de una columna de intercambio iónico. Sin embargo, las resinas de intercambio tienen curvas de absorción (en función de la molaridad del ácido solvente) muy similares para Al y Mg (ver por ej. [160]).

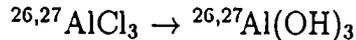
La separación se realizó entonces por medio de la precipitación de Al [161, 162]. Para esto, el material de MgO conteniendo los átomos formados de ^{26}Al se disuelve en ácido clorhídrico (HCl) juntamente con el portador ^{27}Al , formándose dicloruro de magnesio y tricloruro de

¹Una corroboración de esta hipótesis está dada por la medición de una muestra estándar provista en la forma de Al metálico por Anton Wallner, de la Universidad de Viena. La concentración de esta muestra ($^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} \sim 3,5 \times 10^{-12}$) fue medida extrayendo Al^- . En [126] se muestra que las mediciones realizadas por AMS en Viena a partir de muestras metálicas y en la forma de óxido (Al_2O_3) coinciden con las de decaimiento γ . En el presente trabajo se corroboró la concentración de esta muestra aplicándole el proceso químico de separación de Mg y midiéndola a partir de la extracción de AlO^- .

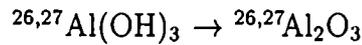
aluminio:



La precipitación se provoca agregando amoníaco (NH_3) a la solución hasta que sea neutralizada ($\text{pH} \sim 7$). Ante la disponibilidad de cationes H^+ se forma cloruro de amonio (NH_4Cl) en la solución y el Al forma un hidróxido:



El hidróxido de aluminio precipita mediante centrifugación, mientras que el MgCl_2 permanece disuelto. A su vez, el cloruro de amonio formado se elimina con agua. El material así obtenido se calcina a alta temperatura para su oxidación:



La forma de óxido es la apropiada para poder extraer un haz de $^{26,27}\text{AlO}^-$ en una fuente de iones negativos por *sputtering* (ver 8.1.1). Por tratarse de un aislante térmico y eléctrico el Al_2O_3 debe ser mezclado con un polvo conductor. Para esto puede utilizarse Cu, Ag o Nb.

7.2. Análisis de la contaminación de Mg

La medición de las primeras muestras procesadas mostró un nivel de contaminación de ^{26}Mg excesivamente alto, que impedía la identificación de ^{26}Al . Esto motivó que estudiara el origen de esta contaminación y un método químico de supresión.

Esta interferencia se asocia a ^{26}Mg (presumiblemente dispersado) y no a ^{27}Al . El grupo de eventos que tienen señales similares a las de ^{26}Al , y por lo tanto interfieren, mostró claramente estar correlacionado con los eventos de ^{26}Mg que inciden sin dispersión en el detector (ver 5.3.1 y 8.1.3). En cambio, no estaba correlacionado con la cantidad de ^{27}Al (corriente \times tiempo) medida en las copás de Faraday.

Estas primeras muestras estaban compuestas por $80 \mu\text{g}$ de MgO (natural o enriquecido al 93%) y $160 \mu\text{g}$ de Al como portador. La concentración de una de estas muestras era, por ejemplo $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} \sim 3 \times 10^{-12}$ (10^7 átomos de ^{26}Al) y en su medición se obtuvieron 100 eventos identificados preliminarmente como ^{26}Al (ver 8.2), lo que se correspondería con una concentración $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} \sim 4 \times 10^{-12}$. Sin embargo, la medición de una muestra testigo, libre de ^{26}Al pero abundante en Mg, mostró que el 60% de estos eventos correspondían a ^{26}Mg . Esto implicaría un nivel de contaminación en la muestra del orden de las 500–1000 ppm ($\sim 10^{16}$ átomos).

El parámetro a minimizar es el número absoluto de átomos de ^{26}Mg en la muestra, $\mathcal{N}_{^{26}\text{Mg}}^{\text{muestra}}$. El sistema de AMS tiene una supresión de ^{26}Mg respecto de ^{26}Al de $S_{\text{AMS}} \sim 10^{-9}$

y una eficiencia $\epsilon_{AMS} \sim 10^{-5}$. Por lo tanto, el número de ^{26}Mg en la muestra determina la cantidad de eventos interferentes $N_{^{26}\text{Al}}^{\text{fondo}}$ (^{26}Mg falsamente identificados como ^{26}Al) en su medición:

$$N_{^{26}\text{Al}}^{\text{fondo}} = S_{AMS} \epsilon_{AMS} N_{^{26}\text{Mg}}^{\text{muestra}} \sim 10^{-14} N_{^{26}\text{Mg}}^{\text{muestra}}. \quad (7.1)$$

El número de eventos interferentes provenientes del ^{26}Mg es en definitiva el que limita la sensibilidad del método de medición.

Esta contaminación de Mg (medida en ppm relativas a Al) mostró ser inversamente proporcional al tamaño de las muestras, lo que indicaría un valor absoluto constante. Esto es, es más difícil lograr muestras limpias cuanto más pequeñas son. De hecho, muestras de ensayo producidas a partir de aluminio puro, sin el agregado de Mg, mostraron un nivel de contaminación similar a las muestras que sí contuvieron Mg y fueron procesadas. Esto indica que el Mg contaminante no provenía del material del blanco, sino era incorporado en alguna etapa del proceso.

Para verificar esto, se midió la relación isotópica $^{24}\text{Mg}:^{25}\text{Mg}:^{26}\text{Mg}$ de dos muestras producidas a partir blancos de ^{25}MgO enriquecido al 93,3% y 98,8% y se comparó con una muestra de MgO natural. En esta medición se sintonizaron alternativamente las masas 24, 25, 26 en el acelerador tándem. A su vez, el campo del imán con gas (GFM, ver 5.3.1) fue ajustado para enfocar Mg en el detector (con atenuadores 33×10^3). La transmisión fue determinada sintonizando el acelerador y el GFM para incidir con ^{27}Al en el detector (con atenuación 33×10^6) y los eventos de $^{24,25,26}\text{Mg}$ eran normalizados respecto a la corriente de ^{27}Al medida en las copas de Faraday. Los resultados de la tabla 7.1 muestran que, en efecto, el material original del blanco es mayormente eliminado en el proceso químico y que la muestra se contamina con Mg externo con relación isotópica natural.

	Mg natural	Muestra 93,3% original medición		Muestra 98,8% original medición	
^{24}Mg	79,0%	4,4%	66,9%	1,0%	81%
^{25}Mg	10,0%	93,3%	20,3%	98,8%	11%
^{26}Mg	11,0%	2,3%	12,7%	0,2%	8%
Mg original remanente		12,4%		1,1%	
contaminación Mg/Al		1600 ppm		47000 ppm	

Tabla 7.1: Contaminación de Mg presente en muestras producidas a partir de ^{25}MgO enriquecido al 93,3% y 98,8%. La medición de la relación isotópica $^{24}\text{Mg}:^{25}\text{Mg}:^{26}\text{Mg}$ muestra que el Mg contaminante no es el propio del blanco, sino que se incorpora con posterioridad. Este efecto es justamente más notorio en la muestra más contaminada.

Se ensayaron entonces sistemáticamente distintos métodos químicos de separación, va-

riando la cantidad de material portador (^{27}Al), el tipo de reactivos y formas de introducir la muestra resultante en el cátodo de la fuente de iones. El contenido de Mg estas muestras era medido incidiendo con ^{26}Mg directamente en el detector.

Se pudo determinar así que la mayor parte del Mg contaminante provenía del agua destilada y del ácido clorhídrico. Se utilizaban hasta 10 ml para introducir la muestra en el cátodo, los cuales eran posteriormente reducidos por evaporación. El ácido clorhídrico más puro comercialmente disponible tiene 1 ppb de Mg [163]. Por su parte, el agua destilada en un laboratorio convencional tiene una conductividad de $\sim 0,1 \mu\text{S}/\text{cm}$, lo que equivale a un total de 64 ppb de sólidos disueltos y, aproximadamente, ~ 10 ppb de Mg. Por lo tanto, 10 ml de este agua representan $2,5 \times 10^{15}$ átomos de ^{26}Mg , o sea, 250 ppm en una muestra de $500 \mu\text{g}$ de Al. Este nivel de contaminación produce ~ 25 eventos interferentes en una medición.

7.2.1. Cátodo portamuestra

Otra fuente de contaminación resultó ser el material del cátodo portamuestras que se coloca en la fuente de iones. Para evaluar distintos materiales, se midió la cantidad de eventos de ^{26}Mg provenientes de los cátodos vacíos. Como se muestra en la tabla 7.2, el material menos contaminante resultó ser el grafito².

Material del cono	Conteo de ^{26}Mg (kHz)
Cu	35
Ag 99,9 %	30
Ag 99,99 %	4
grafito	0,3
muestra de Al con 5 ppm de ^{26}Mg	~ 20

Tabla 7.2: Conteo de ^{26}Mg (enfocado directamente en el detector) para cátodos vacíos de distintos materiales. Sólo el cátodo de grafito tiene un conteo despreciable frente al de una muestra limpia de Al (~ 5 ppm de ^{26}Mg).

7.2.2. Portador ^{27}Al

La cantidad de eventos interferentes de ^{26}Mg no depende de la cantidad de ^{27}Al utilizada como portador. Sin embargo, la cantidad de ^{27}Al debe ser elegida de modo de lograrse una

²Material adquirido de *Alfa Aesar* (stock 14738), *Ultra 'F' purity*, 99,9995%

concentración significativa para la medición ($^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} > 10^{14}$), esto es, superior que cualquier nivel natural de ^{26}Mg preexistente en el aluminio utilizado. Nótese que el fondo natural de ^{26}Al no depende en modo alguno de la pureza química del material utilizado sino de su origen geológico. El aluminio en la superficie, expuesto a la incidencia rayos cósmicos [166], tiene un fondo natural de $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} \sim 10^{-14}$. El material que se obtiene de minas subterráneas tiene en cambio $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} < 5 \times 10^{-16}$.

Por ejemplo, para medir una muestra conteniendo 2×10^6 átomos de ^{26}Al y lograr una concentración $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} = 3 \times 10^{-13}$, la cantidad de portador fue limitada a $300 \mu\text{g}$.

Por otro lado, la cantidad de portador debe ser suficiente para lograr una corriente estable y duradera en la fuente de iones, que pueda ser medida mediante una copa de Faraday sin excesiva interferencia de moléculas. Si bien en este trabajo se midieron corrientes estables ($\langle I \rangle \sim 5 \text{ nA}$) a partir de muestras de $5 \mu\text{g}$ de Al, es conveniente utilizar más de $20 \mu\text{g}$.

7.3. Procedimiento de separación y preparado de las muestras

La precipitación y posterior manipulación de muestras menores a 1 mg de Al es en extremo difícil. El $\text{Al}(\text{OH})_3$ es prácticamente incoloro y al precipitar es apenas visible, debiéndose medir el pH de la solución para corroborar su precipitación. Otra dificultad es extraerlo seco del tubo de ensayo: se queda mucho material adherido a las paredes del tubo y la pequeña cantidad de polvo extraída es inmanejable.

Por lo tanto, en el proceso químico se utilizan $\sim 2 \text{ mg}$ de Fe como vehículo del Al. El Fe, también de valencia III, se comporta muy similarmente al Al: se disuelve en HCl formando FeCl_3 y precipita para el mismo nivel de pH que el aluminio, formando un hidróxido ($\text{Fe}(\text{OH})_3$). La solución de Fe es de color amarillo intenso y al precipitar forma grumos marrones claramente visibles en la solución incolora. Esto permite una buena separación de la fase líquida donde queda el MgCl_2 .

Los blancos fueron disueltos en 7 ml de HCl (30%), el cual contiene el ^{27}Al portador y el Fe ya disueltos. De esta manera se logra la homogeneización isotópica del aluminio. Se realizan luego 3 procesos de precipitación. Cada precipitación se realiza agregando $\sim 5 \text{ ml}$ de solución de amoníaco (25%, $< 1 \text{ ppb Mg}$ [164]) hasta que sean visibles los grumos de $\text{Fe}(\text{OH})_3$ ($\text{pH} \gtrsim 7$). Allí se deja reposar 5-10 minutos para que se complete la transición y se centrifuga. Cada proceso de precipitación es seguido de 3 lavados con agua destilada convencional ($0,05 \mu\text{S}/\text{cm}$), neutralizada con NH_3 ($\text{pH} \gtrsim 7$) y nueva centrifugación. En cada caso la fase líquida es extraída con una micropipeta.

En los últimos lavados, más críticos, se utiliza agua destilada de extrema pureza ($< 0,05 \text{ ppb}$ de Mg [165]). En el último paso, la muestra se traspasa a un recipiente cónico de *teflon* de

1,5 ml, en cuyo fondo se depositó previamente 5 mg de polvo de plata (pureza 99,999 %). Se evita así perder material de la muestra adherido al fondo del recipiente. En el recipiente cónico la muestra se vuelve a centrifugar, se extrae el agua y se seca a 60–80 °C en vacío durante varias horas. Luego la muestra es traspasada a un recipiente de cuarzo y calcinada a 900 °C durante 2 horas. El material resultante, Al_2O_3 , Fe_2O_3 y Ag, tiene un tamaño suficiente como para ser manipulada y presionada en el orificio del cátodo de grafito. La presencia de Fe_2O_3 en la muestra no dificulta la extracción de AlO^- en la fuente de iones. Por el contrario, regula la eyección de material de la muestra, lográndose una corriente menor, pero más duradera y estable.

En este proceso es particularmente crítico utilizar elementos de laboratorio libres de toda contaminación de ^{26}Al . Luego de la última precipitación es asimismo importante mantener la muestra asilada de cualquier fuente de Mg, como ser el polvo ambiental o elementos utilizados al principio de la separación.

7.4. Resultados del proceso químico

7.4.1. Eficiencia del proceso químico y de extracción de iones

Dado el limitado número de átomos de ^{26}Al en las muestras, debe evitarse toda pérdida de material durante el proceso químico que redunde en una disminución de la eficiencia de detección. Es importante entonces evaluar si se pierde una fracción significativa de la muestra en las sucesivas precipitaciones.

Se prepararon entonces muestras de prueba con 160 μg de Al cada una, realizando con las mismas 1, 2 y 3 precipitaciones. Dado el pequeño tamaño de las muestras, y que la componente de mayor masa es la plata, pesar el material obtenido en una balanza no da una medida significativa de la fracción de Al que se pierde. Las mismas fueron probadas en cambio en la fuente de iones. Se midieron corrientes medias de 100–150 nA de $^{27}\text{AlO}^-$ en la copa de Faraday del inyector (FC_{iny}) sin observarse diferencias relevantes entre sí. Esto que sugiere que no hay una significativa pérdida de material en cada precipitación.

Asimismo para determinar cuantitativamente la eficiencia, se midieron muestras con 50, 15 y 5 μg de portador ^{27}Al hasta agotar el material de la muestra. La relación entre la cantidad total de iones de $^{27}\text{AlO}^-$ registrados en la copa de Faraday FC_{iny} y la cantidad de átomos de ^{27}Al agregados en la muestra determinan la eficiencia del proceso químico $\epsilon^{\text{quím}}$ y la de la fuente de iones ϵ^{fte} . El producto de estas eficiencias resultó

$$\epsilon^{\text{quím}} \cdot \epsilon^{\text{fte}} \sim 2 \times 10^{-3}. \quad (7.2)$$

7.4.2. Nivel de supresión de ^{26}Mg alcanzado

Con el agregado de Al como material portador, las muestras a tratar contienen Al y Mg en abundancias similares. Mediante el tratamiento químico descrito se logró reducir el contenido de Mg en 5 órdenes de magnitud, produciéndose muestras con $500 \mu\text{g}$ de ^{27}Al y un nivel de Mg reducido a $^{26}\text{Mg}/^{27}\text{Al} \sim 5 \text{ ppm}$. Esto equivale a un contenido menor a 10^{14} átomos de ^{26}Mg en la muestra. Considerando la supresión y eficiencia del sistema de AMS (ec. [7.1]) este nivel de contaminación produce alrededor de 1 evento de ^{26}Mg falsamente identificado como ^{26}Al al medirse la muestra hasta su agotamiento.

Capítulo 8

Medición de la Concentración $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ mediante AMS

La concentración de las muestras de este trabajo fue medida en las instalaciones de AMS del acelerador tándem de la Universidad Técnica de Munich. En este capítulo se describen las principales características de este sistema y el procedimiento de medición.

8.1. Dispositivos experimentales utilizados

8.1.1. La fuente de iones

En este trabajo se utilizó una fuente de iones negativos tipo Middleton [134, 133], que funciona por *sputtering* con cesio (ver 8.1).

En esta fuente, el Cs^1 es calentado en un recipiente y sus vapores son conducidos al filamento ionizador. Este es un filamento coaxial recubierto en Ta que opera a temperaturas de ~ 1000 °C. El cesio se ioniza allí como Cs^+ y es acelerado hacia el cátodo portamuestra que se encuentra a -6 kV respecto del ionizador. El filamento ionizador está enrollado en forma semiesférica de modo de enfocar el haz de C^+ en el cátodo [167].

Los iones de Cs^+ desprenden átomos de la muestra por *sputtering*. Los iones desprendidos con carga negativa, AlO^- entre ellos, son acelerados por la misma diferencia de potencial entre el cátodo y el ionizador. A partir de allí, son nuevamente acelerados por un electrodo de extracción a 28 kV respecto del ionizador.

Los iones desprendidos con carga positiva quedan nuevamente adheridos a la superficie de la muestra. Sin embargo, las partículas neutras que se desprenden no se aceleran en

¹Adquirido de *Alfa Aesar* (stock 10146) pureza 99,98 %.

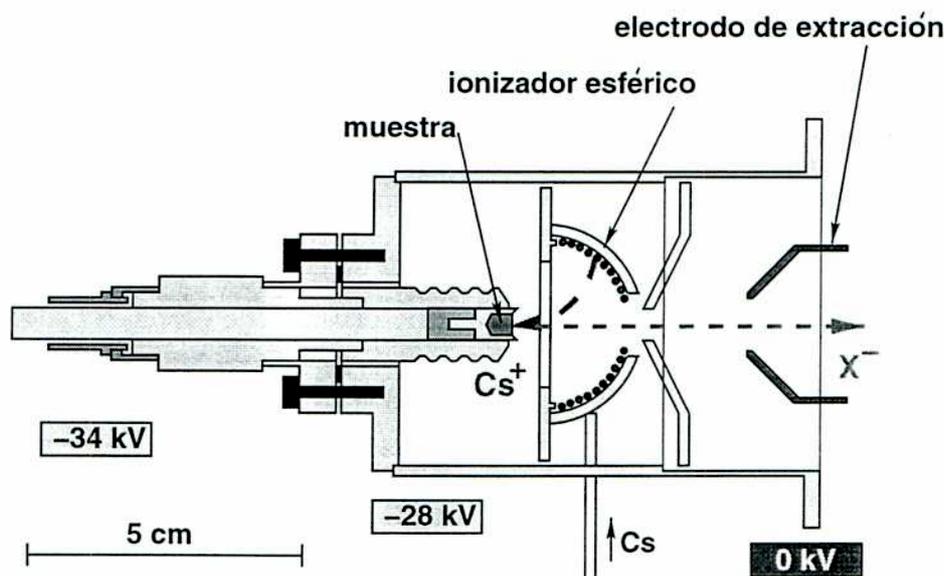


Figura 8.1: Esquema de la fuente de iones negativos tipo Middleton utilizada en este trabajo.

el potencial y se desperdician. Para evitar esto, la muestra está contenida en un orificio (2 mm de diámetro y 2 mm de profundidad) dentro del cátodo, de modo de impedir lo más posible la salida de partículas neutras. Estas se adhieren en las paredes del orificio, teniendo nuevamente la posibilidad de ser eyectadas como iones negativos [168, 169].

8.1.2. Sistema de inyección y acelerador tándem

Los iones de AlO^- producidos en la fuente de iones con energía $E_f = 34 \text{ keV}$ son seleccionados en masa por el imán inyector ($\rho = 45 \text{ cm}$). Se utilizan para ello campos magnéticos de valor $B_{\text{iny}}(^{27}\text{AlO}^-) = 3870 \text{ G}$ y $B_{\text{iny}}(^{26}\text{AlO}^-) = 3825 \text{ G}$. A continuación hay un deflector electrostático de 18° y una columna de preaceleración de 150 kV.

Así, los iones moleculares son inyectados en el acelerador tándem² de 14 MV. Para lograr mayor estabilidad, se utilizó una tensión de terminal máxima de $V_T = 12,500 \text{ MV}$. La distribución de estados de carga de los iones de ^{26}Al emergentes del *stripper* de carbono ($4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) se muestra en la tabla 8.1.

De los estados de carga con probabilidad apreciable, $q = 9$ tiene la mayor energía y esto permitiría una mejor separación del isóbaro interferente mediante el GFM (ver 8.1.3). Sin

² Acelerador fabricado por *High Voltage Engineering Corporation*.

Estado de carga	Fracción producida	Energía final (MeV)
5	3,8 %	70,35
6	18 %	82,85
7	36 %	95,35
8	30 %	107,85
9	11 %	120,35
10	1,6 %	132,85

Tabla 8.1: Distribución de estados de carga producida en el *stripper* de $4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ para una tensión de terminal $V_T = 12,500 \text{ MV}$. Se muestra también las correspondientes energías finales de los iones de ^{26}Al (ver ec. [5.2]). Esta distribución depende de la energía de los iones incidentes en el *stripper*, desplazándose a estados de carga más altos para mayores energías.

embargo, para maximizar la eficiencia de detección se eligió utilizar el estado de carga $q = 7$. Una solución de compromiso podría ser utilizar $q = 8$, que tiene una probabilidad no muy inferior a la de $q = 7$. En ese caso, sin embargo, los iones de $^{13}\text{C}^{4+}$ con idéntica rigidez magnética que el $^{26}\text{Mg}^{8+}$ incidirían masivamente en el detector, sin supresión alguna³. Si bien el detector podría discriminarlos con facilidad (ver 5.3.2), su conteo saturaría el detector.

Los iones de $^{26}\text{Al}^{7+}$ son luego sintonizados por el imán analizador ($\rho = 1,667 \text{ m}$) con un campo magnético $B_{\text{anal}}(^{26}\text{Al}^{7+}) = 6143 \text{ G}$. Para sintonizar el haz piloto de $^{27}\text{Al}^{7+}$, se utiliza el mismo valor de campo magnético y se varía la tensión de terminal (ec. [B.3]) a $V_T(^{27}\text{Al}^{7+}) = 12,027 \text{ MV}$.

Previo al imán analizador se encuentra además el filtro de Wien que elimina iones interferentes (ver 5.1.3 y el apéndice B)

8.1.3. El imán con gas

La selección del imán analizador y el filtro de Wien elimina todas las interferencias salvo la de ^{26}Mg (ver 5.2). La separación de los isóbaros ^{26}Al y ^{26}Mg se realiza en el sistema de GFM [138, 139, 140, 170] (ver fig. 5.1). Este sistema consta de un imán de 135° con un radio medio de giro $\rho = 90 \text{ cm}$. En este imán se utiliza N_2 como gas, el cual es separado del alto vacío de la línea mediante una lámina de *mylar*⁴ de $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

El campo magnético máximo, $B_{\text{GFM}}^{\text{max}} = 1,25 \text{ T}$, permite analizar partículas con rigidez

³Los iones de $^{13}\text{C}^{4+}$ tendrían también dentro del GFM una rigidez magnética muy similar ($\Delta B\rho/B\rho \sim 3\%$) a la del ^{26}Al (ver ec. [5.5]).

⁴Película de poliéster (polietilen tereftalato).

magnética $B\rho = 1,12 \text{ T}\cdot\text{m}$. Esto corresponde a iones con número másico de hasta $A=145$ acelerados a energías del orden de 300 MeV. La separación en posición de dos partículas con distinta rigidez magnética es $dx = 1,55 \text{ cm}/\%(B\rho)$.

Para determinar la presión óptima de gas del GFM debe tenerse en cuenta también al detector gaseoso. La separación isobárica en la cámara de ionización es mejor a mayor energía. En particular, esta energía debe ser superior a la del pico de Bragg, de modo que la pérdida de energía aún sea proporcional a Z^2 (ver ec. [5.9]). Sin embargo, parte de la energía de los iones se pierde en el gas del imán. Por lo tanto, la presión de gas en el imán se optimiza como un compromiso entre la resolución espacial en el imán y la resolución en el detector.

En este caso, la mejor separación total de ^{26}Al y ^{26}Mg se logró con una presión de $P_{\text{GFM}} = 7 \text{ mbar}$ de N_2 . Esto es aproximadamente $2/3$ de la presión que daría la mejor resolución espacial.

Para utilizar un sistema de GFM es necesario contar con un acelerador tándem de alta tensión, $V_T \gtrsim 8 \text{ MV}$, que permita dotar a los iones de energías de varios MeV/nucleón. Con una presión $P_{\text{GFM}} = 7 \text{ mbar}$, los iones de ^{26}Al (95 MeV) pierden unos 21 MeV dentro del imán y 0,8 MeV en las láminas separadoras [153]. Restan así alrededor de 73 MeV para la identificación con el detector.

Para la energía de los iones incidentes, $E \sim 90 \text{ MeV}$, los estado de carga promedio $\langle q \rangle$ (ec. [5.5]) resultan:

$$\langle q \rangle(^{26}\text{Al}) = 11,016,$$

$$\langle q \rangle(^{26}\text{Mg}) = 10,312.$$

Por lo tanto, para que el haz de ^{26}Al incida en el detector, el campo magnético se ajustó en $B_{\text{GFM}}^{26} = 0,77 \text{ T}$. La diferencia relativa de rigidez magnética entre los isóbaros es

$$\frac{\Delta(B\rho)}{(B\rho)} = 6,38 \%. \quad (8.1)$$

Esto permite que a la salida del GFM haya una separación espacial

$$\Delta x = 9,9 \text{ cm}. \quad (8.2)$$

En la figura 8.2 se muestra como esta separación mejora a mayor energía de los iones incidentes. Sin embargo, a partir de $E \sim 90 \text{ MeV}$ no hay una mejora demasiado significativa.

Al enfocar ^{26}Al en el detector, el isóbaro ^{26}Mg tiene un radio de giro mayor y puede ser detenido por una placa (ver 8.3). Sin embargo, la cola más externa de la distribución de ^{26}Mg puede incidir en la pared exterior de la cámara. Los iones incidentes que resulten

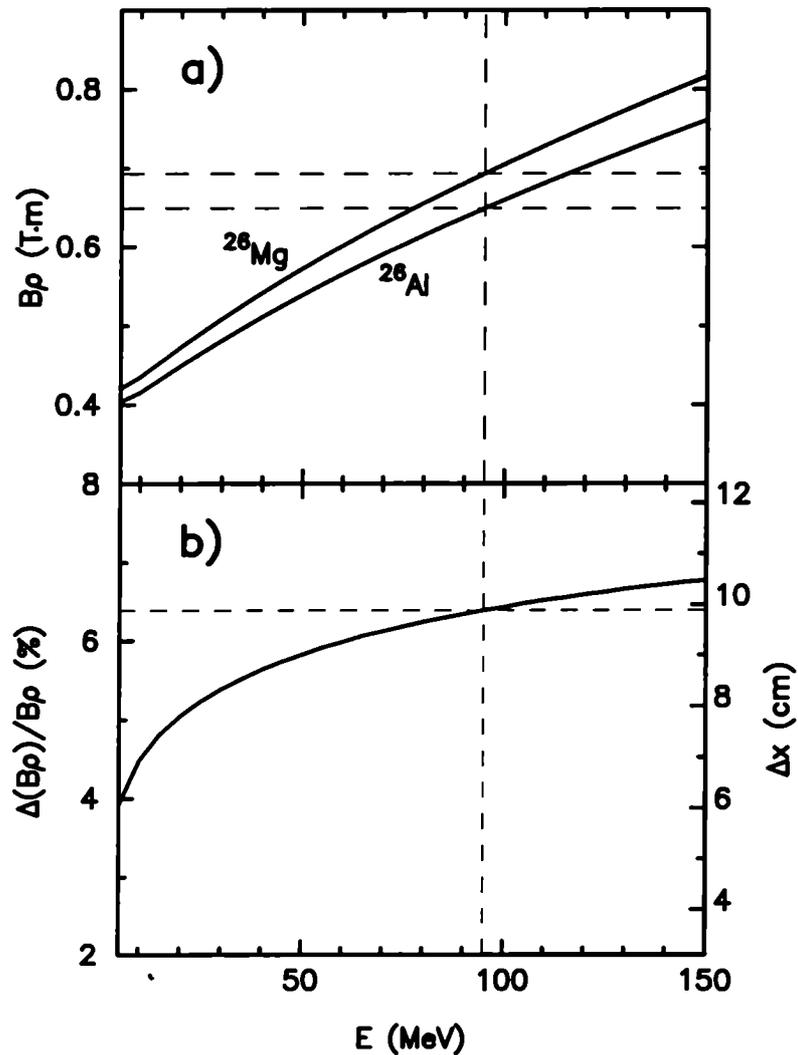


Figura 8.2: a) Rigidez magnética media $\langle B\rho$ en función de la energía para el par isobárico $^{26}\text{Al}-^{26}\text{Mg}$. b) Diferencia de rigidez magnética y la correspondiente separación espacial. Las líneas segmentadas indican las condiciones en las que se realizó el experimento ($E_{^{26}\text{Al}} = E_{^{26}\text{Mg}} = 95$ MeV).

dispersados en dirección al detector pueden ser distinguidos por tener un continuo de energías decrecientes. Como la pérdida de energía en la dispersión aumenta con el ángulo ϕ de la misma, la posición de incidencia⁵ de los iones dispersados es mayor a menor energía. Estos eventos se agrupan entonces en la parte inferior del espectro bidimensional energía–posición de la figura 8.6.

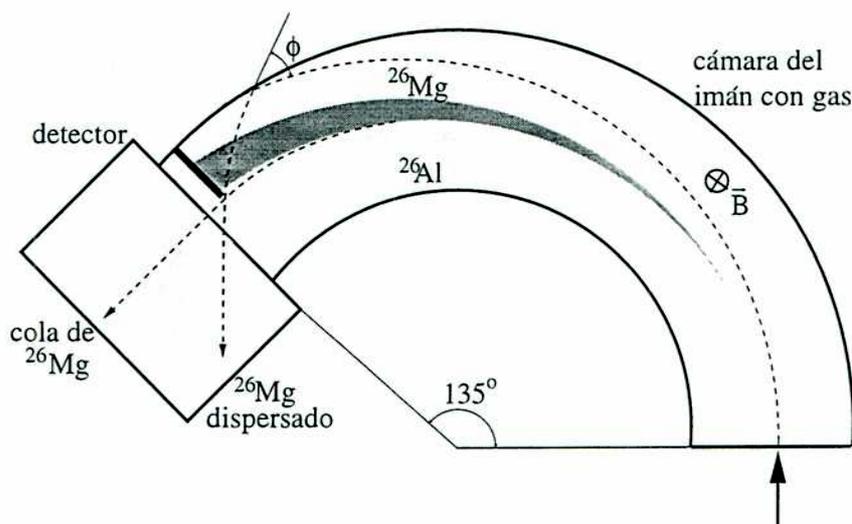


Figura 8.3: Esquema del sistema de GFM utilizado. El ^{26}Mg tiene un radio medio de giro mayor que el del ^{26}Al y puede ser detenido por una placa. Sin embargo, dada la dispersión del haz, la fracción de los iones de ^{26}Mg con menor rigidez magnética puede incidir en el detector. Por otro lado, algunos iones de ^{26}Mg pueden colisionar con la pared externa y ser dispersados hacia el detector.

8.1.4. La cámara de ionización

El detector utilizado en este trabajo es una cámara de ionización de ánodo segmentado [137]. En esta cámara se utiliza gas isobutano (C_4H_{10}) pues tiene una baja energía de ionización (23 eV/par). Para la medición de ^{26}Al , con energía residual de 73 MeV, la presión óptima del gas resulta ser $P_{CI} = 45$ mbar. Esta presión se elige de modo de poder frenar los iones de ^{26}Al y ^{26}Mg en el interior de la cámara.

El cátodo de la cámara se polariza a -700 V y el ánodo a potencial de tierra. En medio de ellos, se encuentra una grilla de Frisch⁶ polarizada a -280 V (ver 8.4). De la grilla de Frisch se extrae además una señal (E_t) proporcional a la energía total depositada por el proyectil.

⁵La posición se mide desde el exterior hacia el interior de la curva del imán.

⁶Los proyectiles inciden en el espacio entre el cátodo y la grilla. La señal que produce la deriva de los electrones en ese espacio es apantallada por la grilla. El ánodo registra entonces sólo la deriva de los electrones entre la grilla y el ánodo. Esto independiza la señal de la distancia entre el ánodo y el punto de incidencia

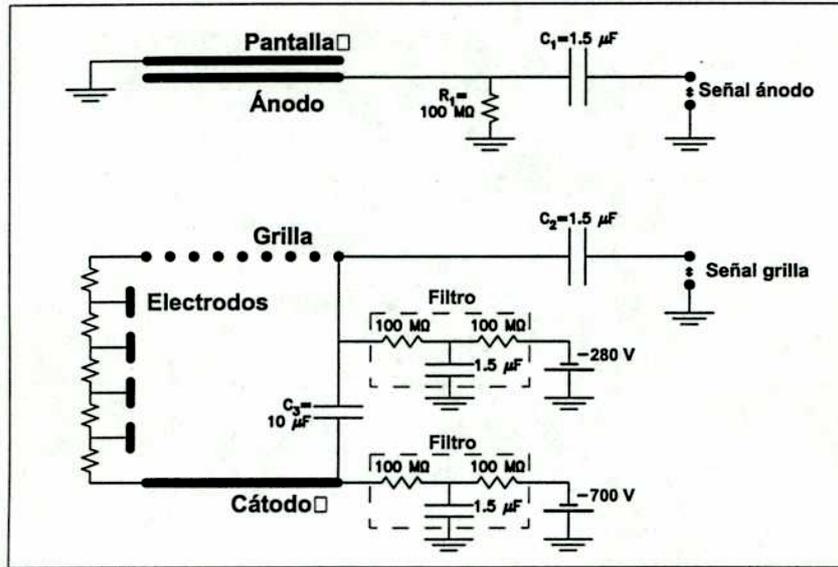


Figura 8.4: Circuito eléctrico de la cámara de ionización de ánodo segmentado. Las señales de cada segmento y la de la grilla de Frisch son registradas individualmente.

La placa del ánodo ($185 \times 195 \text{ mm}^2$) está segmentada como se muestra en la figura 8.5. Las múltiples señales de pérdida parcial de energía, $E_1 = E_{1d} + E_{1i}, \dots, E_4$ y E_5 permiten distinguir isóbaros por su distinto poder de frenado (ver 5.3.2). Las señales de los segmentos triangulares permiten determinar además la posición de incidencia x_{inc} de los proyectiles:

$$x_{inc}^1 = \frac{l}{2} \left(\frac{E_{1i} - E_{1d}}{E_{1d} + E_{1i}} \right) \quad (8.3)$$

donde $l = 145 \text{ mm}$ es el ancho del triángulo. En combinación con la posición obtenida a partir del tercer par de triángulos, x_{inc}^3 , puede calcularse también el ángulo de incidencia en el plano horizontal, ϕ_x . Esta información permite descartar eventos interferentes provenientes de una colisión. El ángulo de incidencia en la dirección vertical puede calcularse a partir de la diferencia de tiempo entre las señales⁷ de E_2 y E_4 .

La resolución en posición de la cámara es $\Delta x_{inc} < 2,5 \text{ mm}$ (FWHM). La resolución para el ángulo horizontal es $\Delta \phi_x < 3^\circ$ y para el vertical $\Delta \phi_y < 2,2^\circ$ [140].

La señal rápida de los preamplificadores es usada para eliminar eventos superpuestos (*pile-up*): se rechazan las señales detectadas con una diferencia de tiempo Δt entre 0,1 y del proyectil [142, 171].

⁷Las secciones más separadas, E_1 y E_5 , no se utilizan pues E_1 está segmentada y a E_5 no llegan todos los iones.

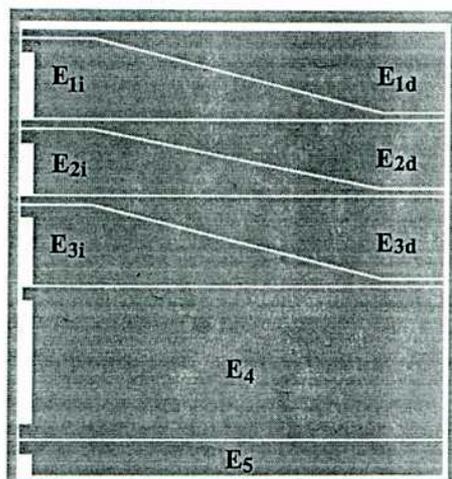


Figura 8.5: Vista del ánodo segmentado (el haz incide desde arriba). A partir de las las señales de los segmentos triangulares puede determinarse la posición y ángulo de incidencia. Normalmente, se conectan los segmentos E_{2r} y E_{2l} en cortocircuito.

$10 \mu\text{s}$. Si $\Delta t < 0,1 \mu\text{s}$ los eventos no pueden distinguirse, y se registra la suma de ambas señales. Esto no forma un fondo continuo, sino eventos con señales mucho mayores que son fácilmente rechazadas.

8.2. Procedimiento de una medición

La medición de la concentración $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ de una muestra supone sintonizar primero el haz piloto de ^{27}Al , caracterizar las señales de ^{26}Al y determinar la transmisión y el nivel de interferencia. Para esto, además de la muestra a medir, se utilizan muestras estándar -de concentración conocida- y muestras testigo (*blank*), que no contienen ^{26}Al .

8.2.1. Sintonización del haz piloto de ^{27}Al

Para optimizar los elementos de sintonización y enfoque del acelerador se utiliza un haz piloto de ^{27}Al . Este haz se forma a partir de un cátodo con gran cantidad de Al_2O_3 . Para sintonizar el haz, se optimizan en forma secuencial las corrientes medidas en las distintas copas de Faraday (FC) a lo largo del acelerador (ver fig. 5.1):

1. Se ajusta el campo magnético del imán inyector, maximizando la corriente de $^{27}\text{AlO}^-$ en la copa de Faraday del inyector, FC_{iny} .

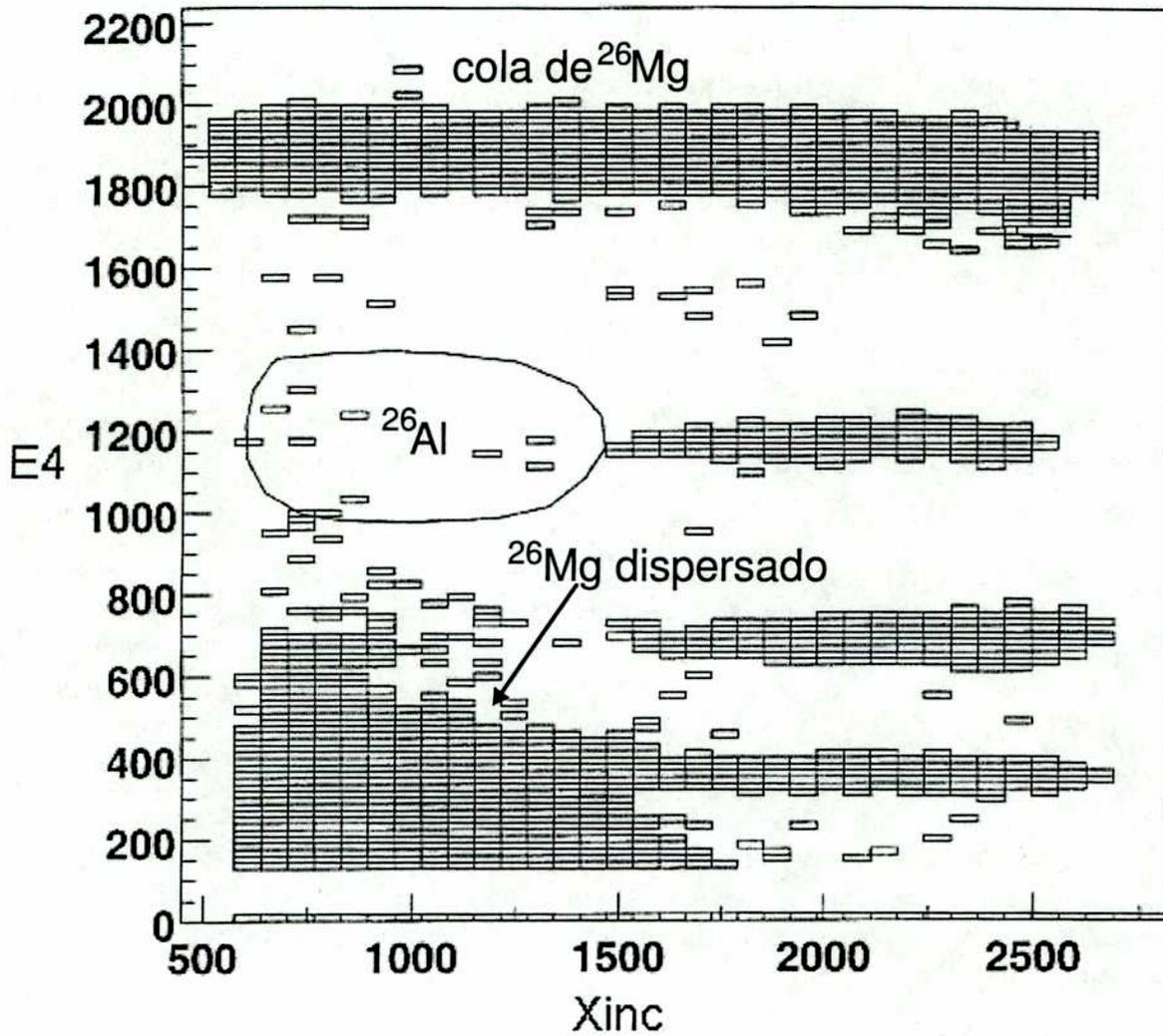


Figura 8.6: Espectro bidimensional (sin restricciones electrónicas) de una muestra testigo (*blank*) de ^{27}Al . El eje vertical indica la pérdida de energía parcial E_4 y el eje horizontal la posición de incidencia x_{inc} (en unidades arbitrarias). El grupo de eventos en la parte superior corresponde a la cola de la distribución espacial de ^{26}Mg . Los eventos de la parte inferior son ^{26}Mg dispersados en la pared externa del GFM. El contorno indica la zona en donde se ubicarían los eventos de ^{26}Al .

2. Se ajustan los elementos electrostáticos de enfoque, en particular el deflector de 18° , optimizando la corriente de $^{27}\text{AlAlO}^-$ en la copa ubicada a la entrada del acelerador principal (FC_1).
3. Se fija el campo magnético del imán analizador y se ajusta la tensión del terminal V_T maximizando la corriente en una copa de Faraday ubicada detrás del imán analizador (FC_5). La tensión del terminal se estabiliza mediante las señales de los limitadores del haz (modo *slit*). Estos limitadores miden la corriente eléctrica que produce la incidencia del haz. De esta forma se calibra la medida de la tensión del terminal, determinándose el corrimiento (*offset*). Al sintonizarse ^{26}Al la corriente generada por estos iones y los de ^{26}Mg es insuficiente para generar una señal en los limitadores del haz. La estabilización se logra entonces mediante un voltímetro generador. Este sistema logra una estabilidad de 1 kV para tensiones de 13 MV [172].
4. Se fija el campo magnético del filtro de Wien y se optimiza el valor de su campo eléctrico maximizando la corriente en las copas de Faraday ubicadas después del imán analizador (FC_5) y antes del GFM (FC_{GFM}).
5. Se ajusta el GFM para incidir con ^{27}Al en el detector⁸ y se determina el ancho σ^i de cada una de las señales de la cámara de ionización. El estado de carga medio del ^{27}Al en el gas es muy similar al del ^{26}Al . Como el ^{26}Al es sintonizado manteniendo fijo el campo del imán analizador ambos isótopos tendrán la misma trayectoria dentro del GFM.

Con el haz de ^{27}Al se determina la transmisión entre los extremos del acelerador, T^{acel} , es decir, desde la salida del imán inyector a la entrada del sistema de detección. Esta transmisión se define como el cociente entre las corrientes medidas en las copas FC_{iny} y FC_{GFM} . Una sintonización satisfactoria del haz piloto de ^{27}Al permite lograr una transmisión del acelerador

$$T^{\text{acel}} = \frac{I(\text{FC}_{\text{GFM}})}{I(\text{FC}_{\text{iny}})} \sim 3\%. \quad (8.4)$$

8.2.2. Caracterización de las señales de ^{26}Al

Se utiliza una muestra estándar⁹ con una concentración $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}=10^{-10}$ y se ajustan los valores del imán inyector para seleccionar $^{26}\text{AlO}^-$. Asimismo, se ajustan la tensión de terminal y el filtro de Wien para sintonizar $^{26}\text{Al}^{7+}$ en el sector de alta energía del acelerador (ver el apéndice B).

⁸Dada la alta intensidad del haz piloto deben utilizarse atenuadores (33×10^6).

⁹El uso de una muestra estándar con una concentración mucho mayor puede contaminar la fuente de iones, impidiendo la posterior medición de muestras testigo.

La primera identificación se realiza a partir del espectro bidimensional E_4 vs. x_{inc} (ver fig. 8.6). Comparando con el espectro de la muestra sin ^{26}Al , se determina el contorno de la zona donde se ubican las señales de ^{26}Al . Posteriormente, se reproducen los espectros unidimensionales de las demás señales bajo la condición del contorno en E_4 vs. x_{inc} . Con los eventos así obtenidos se determinan ventanas de selección en cada una de estas señales. Se calcula también el centroide de la distribución $\langle x_i \rangle$ (ver fig. 8.7). Reproduciendo nuevamente el espectro E_4 vs. x_{inc} , bajo la condición de las ventanas de selección, puede corregirse el contorno. Para que un evento sea identificado como ^{26}Al debe pasar la condición de las ventanas unidimensionales y estar dentro del contorno bidimensional (ver 8.8). Adicionalmente, para cada evento se define un parámetro

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^9 \left(\frac{x_i - \langle x_i \rangle}{\sigma_i} \right)^2 \quad (8.5)$$

donde x_i es la señal i del evento. La suma es sobre las nueve señales que caracterizan al evento: $E_1, \dots, E_5, E_t, x_{inc}, \phi_x$ y ϕ_y . Con este parámetro puede formarse un espectro en donde los eventos de ^{26}Al se diferencian claramente del resto. A este espectro puede, a su vez, aplicársele una condición, típicamente $\chi^2 < 12$.

También es posible caracterizar las señales del isóbaro interferente ^{26}Mg y definir un parámetro χ_{isob}^2 . En ese caso, para que un evento sea aceptado como ^{26}Al debe cumplir la condición $\chi_{isob}^2 > \chi_{MIN}^2$.

Las ventanas de selección, los contornos bidimensionales y el valor de corte de χ^2 se eligen como un compromiso entre la transmisión y nivel de interferencia. Esta elección es relativamente arbitraria siempre que la muestra a medir, la muestra testigo y la estándar sean medidas en las mismas condiciones. En el caso en que las muestras tengan un alto nivel de contaminación, puede reducirse la interferencia imponiendo condiciones más estrictas. Esto, sin embargo, reduce la transmisión y, por ende, la eficiencia de detección.

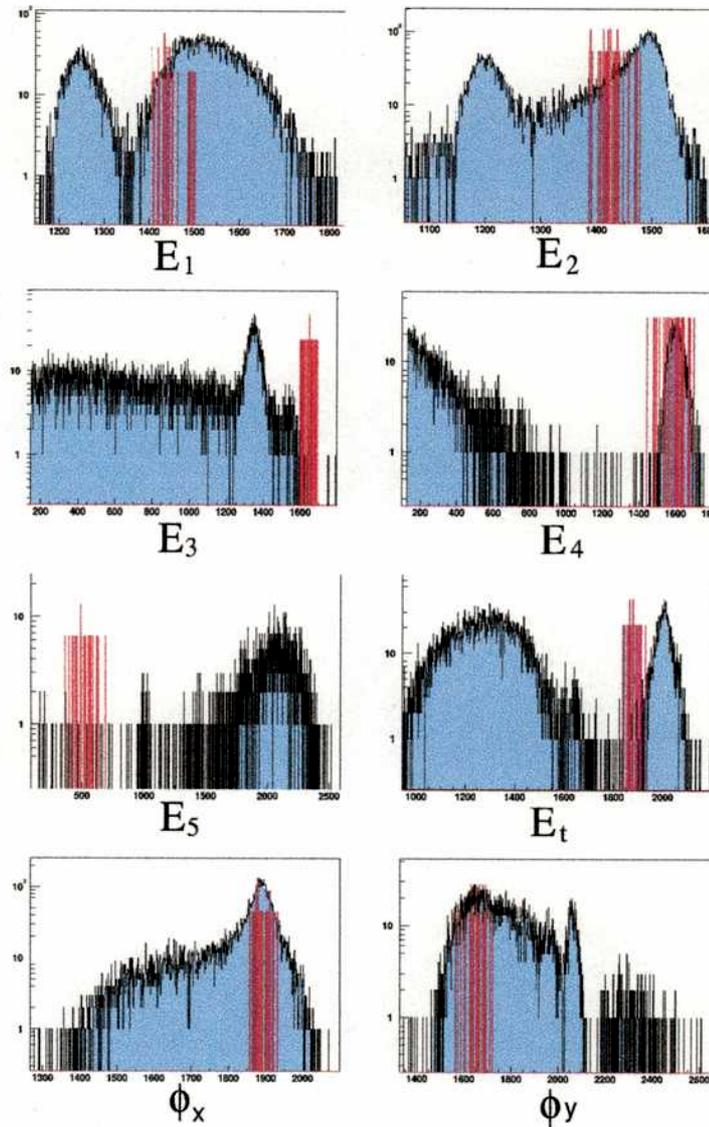


Figura 8.7: Espectros unidimensionales de ocho señales obtenidos en una medición individual de la muestra irradiada a 316,1 keV. En azul se muestran los espectros completos, que contienen 11300 eventos, la mayoría de los cuales corresponde a ^{26}Mg . En rojo se muestran (en otra escala) los 29 eventos aceptados por las ventanas de selección definidas en los espectros unidimensionales. De estos 29 eventos, 26 se ubican dentro del contorno definido en el espectro bidimensional $E_4 - x_{\text{inc}}$ (ver fig. 8.6) y son identificados como ^{26}Mg . Dada la cantidad de eventos registrados, se calcula un nivel de fondo equivalente a 0,1 evento (ver 8.2.4). Como se ve en los espectros, las señales que mejor discriminación ofrecen son E_3 , E_5 y E_t .

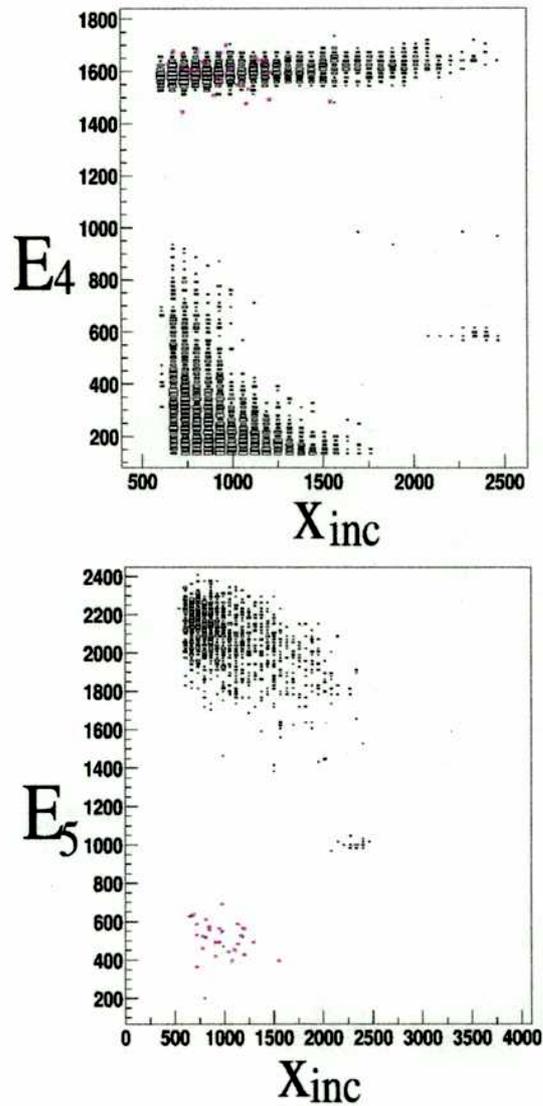


Figura 8.8: Espectros bidimensionales correspondientes a la misma medición de la figura 8.7: E_4 y E_5 vs. la posición de incidencia x_{inc} . En este caso, la mejor visualización de los eventos de ^{26}Mg se logra en el espectro $E_4 - x_{inc}$.

8.2.3. Determinación de la eficiencia de aceptación del detector

Para determinar qué fracción de los iones que llegan a la FC_{GEM} son aceptados por el detector se utilizaron muestras estándar de Al_2O_3 con una concentración $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} = (0.97 \pm 0.01) \times 10^{-11}$. Este valor fue obtenido por una medición en la Universidad de Viena¹⁰ [108, 126].

Con esta muestra estándar se determinó la eficiencia de aceptación del detector, ϵ^{det} , la cual se calcula como

$$\epsilon^{\text{det}} = \frac{q c N_{^{26}\text{Al}} f_{tm}}{\langle I \rangle t C_{\text{std}}}. \quad (8.6)$$

Aquí,

- q es el estado de carga del haz de ^{27}Al (7^+ en este caso).
- $N_{^{26}\text{Al}}$ es el número de eventos aceptados como ^{26}Al en el detector.
- t es el tiempo de la medición.
- f_{tm} es el factor de corrección por el tiempo muerto de la adquisición, calculado como el cociente entre el número de eventos registrado y el número de disparos.
- C_{std} es la concentración $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ conocida de la muestra estándar e
- $\langle I \rangle$ es la corriente promedio de ^{27}Al , medida en FC_{GEM} antes y después de la medición de ^{26}Al .

En las mediciones realizadas, la transmisión era determinada antes y después de medir cada muestra. En cada oportunidad, se toman entre 200 y 500 eventos de ^{26}Al alternando con 3 mediciones de la corriente de ^{27}Al en FC_{GEM} . La eficiencia de aceptación del detector resulta ser

$$\epsilon^{\text{det}} \sim 70\%. \quad (8.7)$$

8.2.4. Determinación del nivel del fondo

En principio, el fondo en estas mediciones puede tener dos orígenes:

- ^{26}Mg , o eventualmente ^{27}Al , que interfiere y es falsamente identificado como ^{26}Al .
- ^{26}Al de origen natural, presente ya en el aluminio utilizado como material portador (ver 7.2.2).

¹⁰Las mediciones de Viena están calibradas con muestras de alta concentración medidas por AMS y por decaimiento γ (ver 5.2.1).

En estas mediciones, el único fondo apreciable resultó ser el producido por la interferencia de ^{26}Mg . Sin embargo, cualquiera sea el origen del fondo, este se determina midiendo muestras testigo idénticas a los blancos irradiados. Estas muestras se producen a partir de los mismos materiales y cantidades que los blancos (200 μg de MgO y 500 μg de Al). Se les aplica además el mismo proceso químico de separación. La concentración (sin correcciones) medida en estas muestras testigo resultó de $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} \sim 10^{-14}$.

Para constatar el origen de este fondo se utilizaron muestras con alta contaminación de Mg (1000 ppm de ^{26}Mg)¹¹. Con estas muestras testigo se determina qué fracción de los eventos de ^{26}Mg que inciden en el detector ($N_{^{26}\text{Mg}}^{\text{test}}$) son identificados como ^{26}Al . Esta fracción resultó $f_{\text{det}} = 8,9 \times 10^{-6}$.

Así, al detectarse $N_{^{26}\text{Al}}^{\text{det}}$ eventos de ^{26}Al de una muestra, la cantidad de eventos genuinos de ^{26}Al , $N_{^{26}\text{Al}}$, se calcula descontando la contribución de ^{26}Mg , $N_{^{26}\text{Al}}^{\text{fondo}}$. Este fondo se calcula a partir del número total de eventos¹² detectados en la muestra, $N_{^{26}\text{Mg}}^{\text{det}}$:

$$N_{^{26}\text{Al}} = N_{^{26}\text{Al}}^{\text{det}} - N_{^{26}\text{Al}}^{\text{fondo}} = N_{^{26}\text{Al}}^{\text{det}} - f_{\text{det}} N_{^{26}\text{Mg}}^{\text{det}}. \quad (8.8)$$

De esta forma, prácticamente la totalidad de los eventos de las muestras testigo de Mg son descontados y la concentración corregida por la ecuación (8.8) resulta $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} < 5 \times 10^{-15}$. Esto es, toda la interferencia de las muestras testigo se explica como proveniente de ^{26}Mg .

Por otro lado, para evaluar el fondo natural de ^{26}Al en el aluminio utilizado se midieron muestras con grandes cantidades de Al_2O_3 (~ 10 mg) en las que pueden alcanzarse con facilidad bajos niveles de ^{26}Mg ($\lesssim 1$ ppm). De estas muestras se detectaron en total $N_{^{26}\text{Al}}^{\text{det}} = 9$ eventos. Esto sería compatible con una concentración $(^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al})_0 = 3,2_{-0,9}^{+1,4}$. Sin embargo, a partir de la cantidad de eventos registrados en el detector, $N_{^{26}\text{Mg}}^{\text{det}}$, se sigue que 7,6 de estos 9 eventos corresponden al fondo. La concentración corregida por la ecuación (8.8) resulta entonces $4 \times 10^{-17} < ^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} < 2 \times 10^{-15}$.

8.2.5. Medición de la concentración $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ en las muestras

La concentración de una muestra se determina como

$$C_{\text{muestra}} = \frac{^{26}\text{Al}}{^{27}\text{Al}} = \frac{q e \sum_{i=1}^n N_{^{26}\text{Al}}^i f_{\text{tm}}^i}{\langle T^{\text{det}} \rangle \sum_{i=1}^n \langle I^i \rangle t^i}, \quad (8.9)$$

¹¹ Estas muestras se utilizan sólo al final del experimento, para no contaminar la fuente con Mg antes de medir las muestras relevantes.

¹² Los iones de ^{27}Al pueden constituir una fracción importante de los eventos que registrados en el detector. Sin embargo sus señales son claramente distinguibles y no producen interferencia. En estos casos, la fracción puede definirse respecto del número de eventos de ^{26}Mg dispersados, y no del número total. Los eventos de ^{26}Mg dispersados resultaron ser los que producen mayor interferencia.

donde $N_{^{26}\text{Al}}^i$ es el número de eventos de ^{26}Al (corregido según la ec. [8.8]) de la medición individual i y $\langle T^{\text{det}} \rangle$ es la transmisión promedio, determinada antes y después de la medición de la muestra. Las sumatorias son sobre las mediciones individuales. Si bien los haces de $^{26}\text{Al}^{7+}$ y $^{27}\text{Al}^{7+}$ se producen con distinta probabilidad en el *stripper*, el factor de corrección queda absorbido en el cálculo de la transmisión que tampoco toma en cuenta este efecto.

Típicamente se realizan entre 5 y 10 mediciones de ^{26}Al , entre las cuales se mide la corriente de ^{27}Al en FC_{GFM} . En cada una de estas mediciones, de aproximadamente 10 minutos, se registran 10 – 20 eventos. Esto busca optimizar el error como compromiso entre el error estadístico de la cantidad de eventos y el del valor integrado de la corriente de ^{27}Al durante la medición de ^{26}Al .

8.2.6. Cálculo de errores

Las concentraciones medidas se indican con un nivel de confianza del 68%. Las principales fuentes de incertidumbre son el error estadístico asociado al número de eventos, la incertidumbre en la corriente de ^{27}Al y la incertidumbre en la concentración de la muestra estándar.

El error asociado a la corriente de ^{27}Al medida en FC_{GFM} es debido a que esta corriente varía durante la medición de ^{26}Al . Esta variación está dada principalmente por el agotamiento e inhomogeneidades de la muestra y caídas de las tensiones de la fuente. Por lo tanto, la interpolación lineal dada por el valor promedio $\langle I \rangle$ no describe perfectamente estas variaciones.

Las mediciones tienen además un error estadístico, que se suma cuadráticamente con los anteriores. Para el caso de una medición con más de 20 eventos, se calcula el intervalo gaussiano ($N \pm \sqrt{N}$). En este caso, el número de eventos $N_{^{26}\text{Al}}$ está dado por la expresión (8.8) y debe sumarse la incertidumbre asociada al fondo. Esta incertidumbre está determinada por el número de eventos identificados como ^{26}Al en la muestra testigo $N_{^{26}\text{Al}}^{\text{test}}$ y normalizada según el cociente entre el número de eventos de ^{26}Mg en la muestra a medir y en la muestra testigo, $N_{^{26}\text{Mg}}^{\text{mues}}$ y $N_{^{26}\text{Mg}}^{\text{test}}$ respectivamente.

Para el caso de una medición con 20 o menos eventos, el intervalo de confianza se calcula según el procedimiento de Feldman-Cousins [173], en donde se consideran las mediciones con pocos eventos y un fondo de interferencia.

Los errores considerados son, entonces,

- Corriente en FC_{GFM} 5 %
- Muestra estándar 1 %
- Error estadístico $\left[N_{26Al}^{det} + \left(N_{26Mg}^{mues} / N_{26Mg}^{test} \right)^2 N_{26Al}^{test} \right]^{-1/2}$ para $N_{26Al}^{det} > 20$
según la referencia [173] para $N_{26Al}^{det} \leq 20$

8.3. Mediciones realizadas

Se presenta aquí la medición de la concentración $^{26}Al/^{27}Al$ de tres muestras irradiadas para determinar la intensidad de las resonancias $\omega\gamma^g$ (ver tabla 8.2). En la figura 8.9 se muestran los resultados de las mediciones individuales y la concentración resultante.

energía de la resonancia E_r	316,1 keV	389,0 keV	434,5 keV
protones incidentes $N_p \times 10^{18}$	$5,4 \times 10^{18}$	$1,0 \times 10^{18}$	$4,5 \times 10^{18}$
portador agregado ^{27}Al	500 μg	300 μg	500 μg
átomos de ^{26}Al en la muestra [†] N_{26Al}	$9,4 \times 10^6$	$2,4 \times 10^6$	$1,7 \times 10^7$
eventos de ^{26}Al detectados N_{26Al}^{det}	109	53	120
eventos de fondo $f_{det} \cdot N_{26Mg}^{det}$	0,8	2,5	0,4
concentración $^{26}Al/^{27}Al$ de fondo	$0,6 \times 10^{-14}$	$1,7 \times 10^{-14}$	$0,5 \times 10^{-14}$
concentración $^{26}Al/^{27}Al$ medida	$(8,4 \pm 0,8) \times 10^{-13}$	$(3,6 \pm 0,5) \times 10^{-13}$	$(1,53 \pm 0,14) \times 10^{-12}$

† Calculado a partir de la cantidad de portador y la concentración medida.

Tabla 8.2: Medición de la concentración $^{26}Al/^{27}Al$ en muestras de MgO natural irradiadas con protones. A partir de la concentración $^{26}Al/^{27}Al$ se determina la intensidad de las resonancias.

8.4. Eficiencia de detección y sensibilidad del método

Dada la baja intensidad de las resonancias que se miden en este trabajo, las muestras contienen un número limitado de átomos de ^{26}Al . Por lo tanto, el parámetro que debe optimizarse en este método de medición es la eficiencia de detección \mathcal{E} . Esta se define como la fracción de los átomos de ^{26}Al del blanco que es finalmente identificada en el detector. Esta eficiencia se puede calcular a partir de las eficiencias del proceso químico y de la fuente, ϵ^{quim} y ϵ^{fte} (ec. [7.2]), la transmisión del acelerador, T^{acel} (ec. [8.4]) y la eficiencia de aceptación

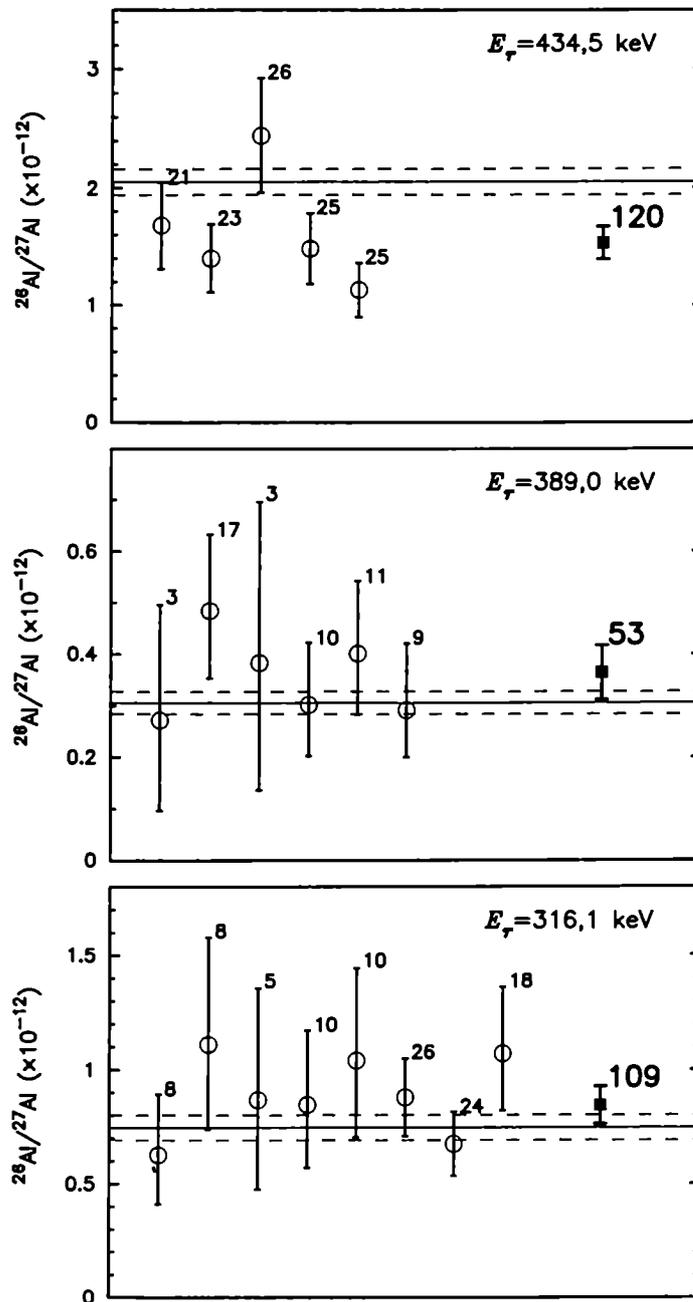


Figura 8.9: Medición de la concentración $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ en muestras irradiadas. Se muestran la concentración obtenida en cada medición individual (círculos vacíos) y el valor resultante (cuadrados llenos). Se indica además el número de eventos de ^{26}Al registrado en cada medición. Los intervalos indicados tienen un nivel de confianza de 68%. Las líneas horizontales indican la concentración (con su correspondiente intervalo de confianza) estimada a partir de la intensidad de las resonancias aceptadas por *NACRE* [86, 87] (ver tabla 4.1).

del detector, ϵ^{det} (ec. [8.7]):

$$\mathcal{E} = \underbrace{\epsilon^{\text{quím}} \cdot \epsilon^{\text{fte}}}_{\sim 2 \times 10^{-3}} \cdot \underbrace{T^{\text{acel}}}_{\sim 0,03} \cdot \underbrace{\epsilon^{\text{det}}}_{\sim 0,7} \sim 4 \times 10^{-5}. \quad (8.10)$$

Esto significa que puede identificarse un evento en el detector por cada ~ 24.000 átomos de ^{26}Al formados en el blanco.

La sensibilidad del método está determinada por esta eficiencia de detección y por la supresión del fondo producido por el isóbaro ^{26}Mg . Las muestras tratadas con el proceso químico desarrollado en este trabajo (cap. 7) y medidas por el sistema de AMS aquí descrito producen un fondo de $N_{^{26}\text{Al}}^{\text{fondo}} \sim 1$ evento al ser medidas hasta su agotamiento.

Por lo tanto, el método tiene una sensibilidad suficiente para medir una concentración no nula (con un nivel de confianza de 95 % [173]) en una muestra conteniendo alrededor de 10^5 átomos de ^{26}Al .

Esta sensibilidad equipara la que fue posible alcanzar con un acelerador operando a $V_T = 17$ MV [131], en el cual se extrajo AlO^- de la fuente de iones y se eliminó el isóbaro ^{26}Mg por ionización total (ver 5.2.3).

Por otro lado, la sensibilidad alcanzada es algo mayor que la de los sistemas de AMS que miden ^{26}Al extrayendo Al^- de la fuente de iones (ver 5.2.2). En estos casos, el isóbaro ^{26}Mg se suprime en la fuente de iones y no es necesario utilizar para ello un sistema de GFM. La identificación de ^{26}Al no requiere entonces energías tan altas, sino que es suficiente con aproximadamente 10 MeV. Para esto pueden utilizarse aceleradores de menor tamaño ($V_T \lesssim 3$ MV ¹³), los cuales tienen una mejor transmisión, típicamente $T^{\text{acel}} \sim 10\%$. La extracción de iones de la fuente es, sin embargo, más ineficiente: $\epsilon^{\text{fte}} \sim \times 10^{-4}$. Esto resulta en una eficiencia de detección $\mathcal{E} \sim 1 \times 10^{-5}$.

¹³A estas energías se utiliza por lo general un *stripper* gaseoso, en el cual el estado de carga de mayor producción es $q = 3+$ (ver por ej. [126]).

Capítulo 9

Resultados y su implicancia astrofísica

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos para la intensidad de las resonancias y se los compara con los valores aceptados. Se discute asimismo la relevancia de estas resonancias para la producción estelar de ^{26}Mg y se calcula la tasas de reacción del proceso $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}^g$ para el rango de temperaturas de interés.

9.1. Intensidad de las resonancias medidas

A partir de los resultados experimentales (tabla 8.2) y de la ecuación (4.11) se calculan las intensidades $\omega\gamma^g$ de las resonancias como

$$\omega\gamma^g = \frac{2}{\lambda^2} \frac{m_A}{m_A + m_a} \frac{\epsilon}{\phi} \frac{1}{f} \frac{N_{^{26}\text{Al}^g}}{N_p}. \quad (9.1)$$

Aquí, ϵ es el poder de frenado (ec. [4.2]), ϕ es el factor de apantallamiento electrónico (ver 2.1.7) y f es la fracción isotópica de ^{25}Mg ($f = 0,1$ en Mg natural). El factor de apantallamiento ϕ está dado por la ecuación (2.53) mientras que el poder de frenado ϵ se calcula mediante el programa SRIM [153]:

Energía de la resonancia E_r (keV)	316,1	389,0	434,5
factor de apantallamiento ϕ	1.146	1.105	1.088
poder de frenado ϵ (eV $\mu\text{g}^{-1}\text{cm}^2$)	376	342	324

En la figura 9.1 se comparan la intensidad de las resonancias medidas en este trabajo con las aceptadas en la compilación de la colaboración *NACRE* [87]. Se muestra también un valor recientemente medido para la resonancia de 434,5 keV [85] no incluido en dicha compilación. Los valores obtenidos para las resonancias de 316,1 y 389,0 keV se condicen con los recomendados por *NACRE*. La intensidad medida para la resonancia de 434,5 keV es

algo menor ($2,6 \sigma$) que el valor dado por *NACRE*, coincidiendo en cambio con la medición de Powell et al. [85].

9.2. Cálculo de la tasa reacción estelar

En medios estelares, la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}^g$ se produce a través de resonancias delgadas con energías $38,4 \text{ keV} \leq E_r \lesssim 1 \text{ MeV}$ (ver 2.1.3). La tasa de reacción estelar $\langle\sigma v\rangle$ depende de la intensidad de estas resonancias y de la distribución de energía de las partículas interactuantes (ver fig. 2.3). Esta distribución es del tipo Maxwell-Boltzmann (ec. [2.3]) y está determinada por la temperatura del medio estelar T . En la figura 9.2 se muestra la distribución de Maxwell-Boltzmann para temperaturas estelares típicas y la locación de las resonancias. La tasa de reacción estelar en función de la temperatura T se calcula a través de la ecuación (2.37). Para evaluar esta ecuación se utilizó el programa *RateErrors* [174, 175], el cual calcula la contribución de cada resonancia y la incertidumbre en la tasa de reacción que genera el error de cada una. La incertidumbre puede provenir tanto del error con que está determinada la intensidad de la resonancia como de la energía en la que se localiza la resonancia¹. En los casos aquí considerados la incertidumbre provino mayormente de los errores de las intensidades. En la figura 9.3 se muestra la contribución individual de las principales resonancias a la tasa de reacción para tres valores de temperatura estelar. En la figura 9.4 se muestra la tasa de reacción total, teniendo en cuenta la contribución de 49 resonancias con energías de hasta 1,15 MeV.

¹El factor exponencial de la distribución de Maxwell-Boltzmann, $f_{MB}(E, T) = \exp(-E/kT)$, es muy sensible a cambios en la energía E y la propagación de errores a primer orden, $\sigma_{MB}^{(1)} = |\partial f_{MB}/\partial E|\sigma_E$, no es suficientemente precisa [174]. El valor medio del factor $f_{MB}(E, T)$ se calcula en cambio como la convolución del mismo con una distribución gaussiana $G(E', E)$ que representa la incertidumbre σ_E de la energía de resonancia:

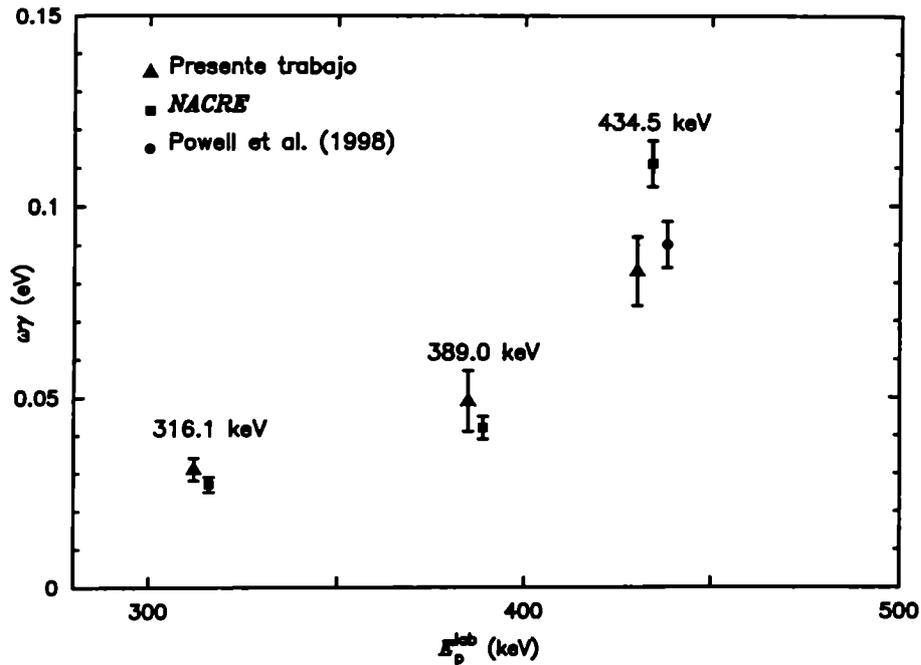
$$\langle f_{MB}(E, T) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} G(E', E) f_{MB}(E', T) dE' = \exp \left\{ \left[E - \frac{\sigma_E^2}{2kT} \right] / kT \right\}. \quad (9.2)$$

Esto es, la energía efectiva en el factor de Maxwell-Boltzmann es menor que la energía más probable $\langle E \rangle$. La varianza del factor f_{MB} se calcula como

$$\sigma_{MB}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} G(E', E) [f_{MB}(E', T) - \langle f_{MB}(E, T) \rangle]^2 dE' = \langle f_{MB}(E, T/2) \rangle - \langle f_{MB}(E, T) \rangle^2, \quad (9.3)$$

resultando una variación estándar

$$\sigma_{MB} = e^{-E/kT} e^{(\sigma_E/kT)^2/2} \sqrt{e^{(\sigma_E/kT)^2} - 1}. \quad (9.4)$$



E_p^{lab}	$\omega\gamma^g$ (meV)		
	316,1 keV	389,0 keV	434,5 keV
Presente trabajo	31 ± 3	49 ± 8	83 ± 9
<i>NACRE</i>	27 ± 2 (1,1 σ)	42 ± 3 (0,8 σ)	111 ± 6 (2,6 σ)
Powell et al. (1998)			90 ± 6 (0,8 σ)

Figura 9.1: Comparación entre la intensidad de las resonancias con decaimiento al nivel fundamental, $\omega\gamma^g = f_0 \omega\gamma$, medidas en el presente trabajo y los valores recomendados por *NACRE* [87] y el medido por Powell et al. [85]. Se indica entre paréntesis la significancia de la diferencia con los valores de este trabajo. Estos datos ya incluyen la fracción de decaimiento al nivel fundamental, f_0 . Los valores de f_0 son los adoptados por [81] y [80] (ver tabla 4.1). Los intervalos de incertidumbre indicados tienen un nivel de confianza de 68% (1σ).

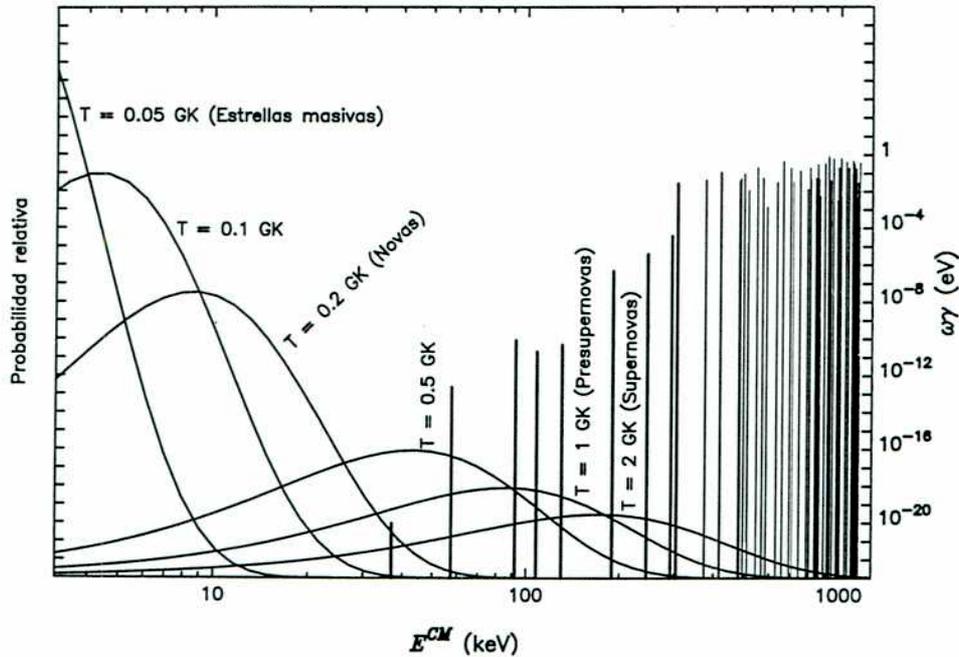


Figura 9.2: Distribuciones de Maxwell-Boltzmann para temperaturas a las que tiene lugar la producción estelar de ^{26}Al . Las ubicaciones de las resonancias de la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)$ están representadas por las líneas verticales y su intensidad $\omega\gamma$ se muestra sobre el eje derecho. A una determinada temperatura, la contribución de cada resonancia está dada por el producto entre el valor de la distribución y su intensidad.

9.3. Tasa de reacción a partir de las resonancias medidas

Como se observa en la figura 9.4, las resonancias medidas en este trabajo dominan la producción de ^{26}Al a temperaturas entre 0,1 y 1,5 GK. Se utilizó entonces el programa *RateErrors* para calcular la contribución de estas tres resonancias a la tasa de reacción para este rango de temperaturas (ver fig. 9.5.a). En la figura 9.5.b se compara esta tasa de reacción con la que se obtiene a partir de la intensidad de las resonancias aceptadas por *NACRE*. Si bien es marginalmente mayor ($1,1\sigma$) a $T = 0,15$ GK, la tasa de reacción obtenida en este trabajo coincide con los valores aceptados.

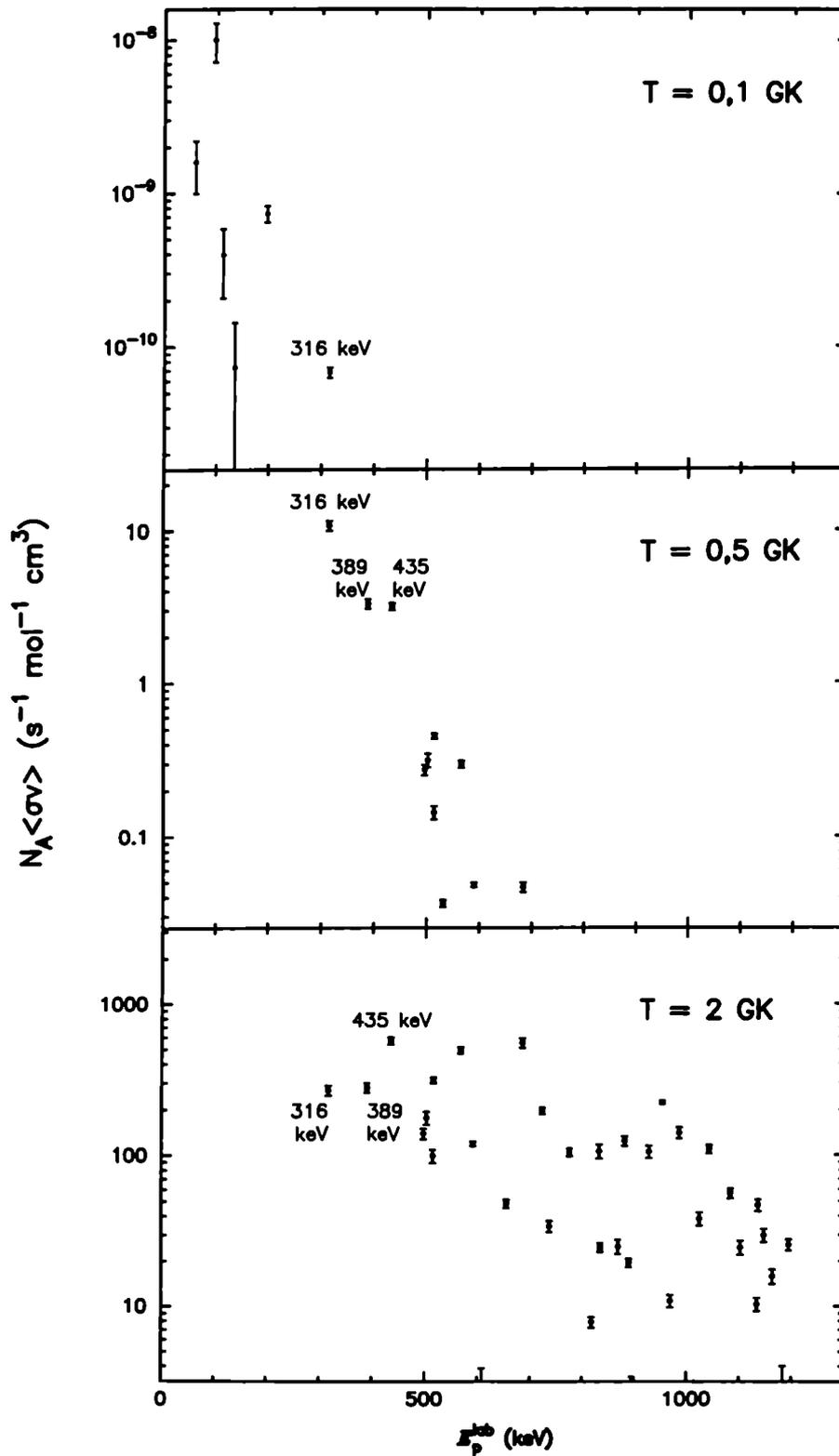
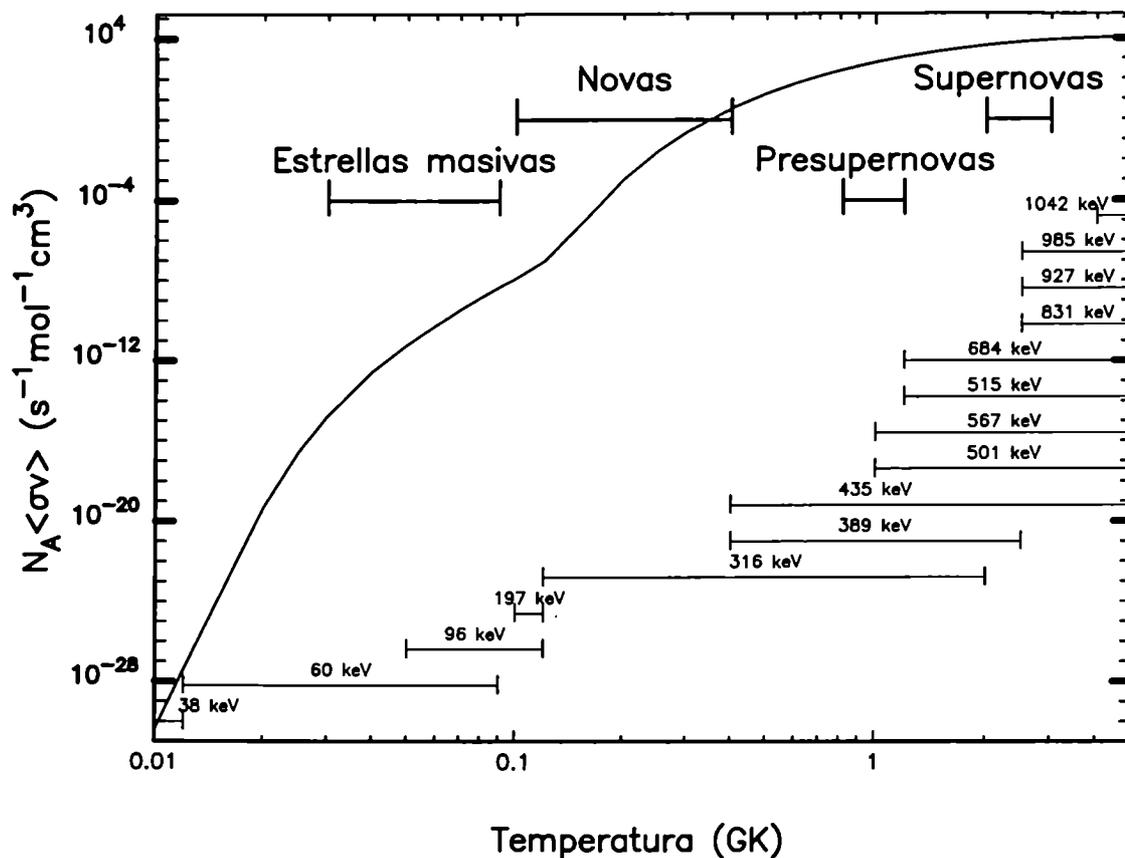


Figura 9.3: Contribución individual de las resonancias a la tasa de reacción para tres temperaturas estelares. Las resonancias medidas, $E_p^{\text{lab}} = 316, 389$ y 435 keV, dominan claramente la producción estelar de ^{26}Al a una temperatura de $0,5$ GK.

(a)



(b)

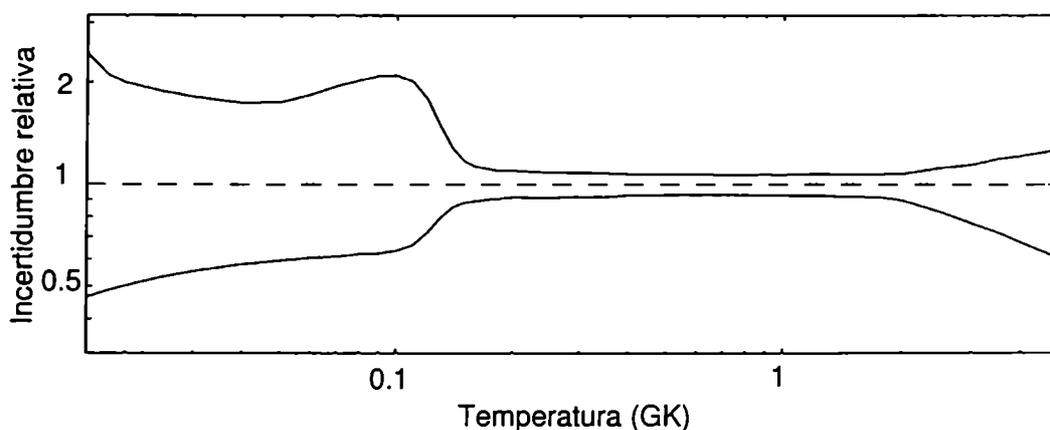


Figura 9.4: (a) Tasa de reacción del proceso $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)$ en función de la temperatura. En la parte superior se indican los rangos de temperatura que son característicos en los distintos escenarios astrofísicos en los que se produce ^{26}Al . Debajo se indica el intervalo en que cada resonancia tiene una contribución importante para la tasa de reacción total ($>10\%$). (b) Para poder apreciar la incertidumbre en la tasa de reacción se grafican los límites del intervalo de confianza (68%) en forma relativa al valor más probable.

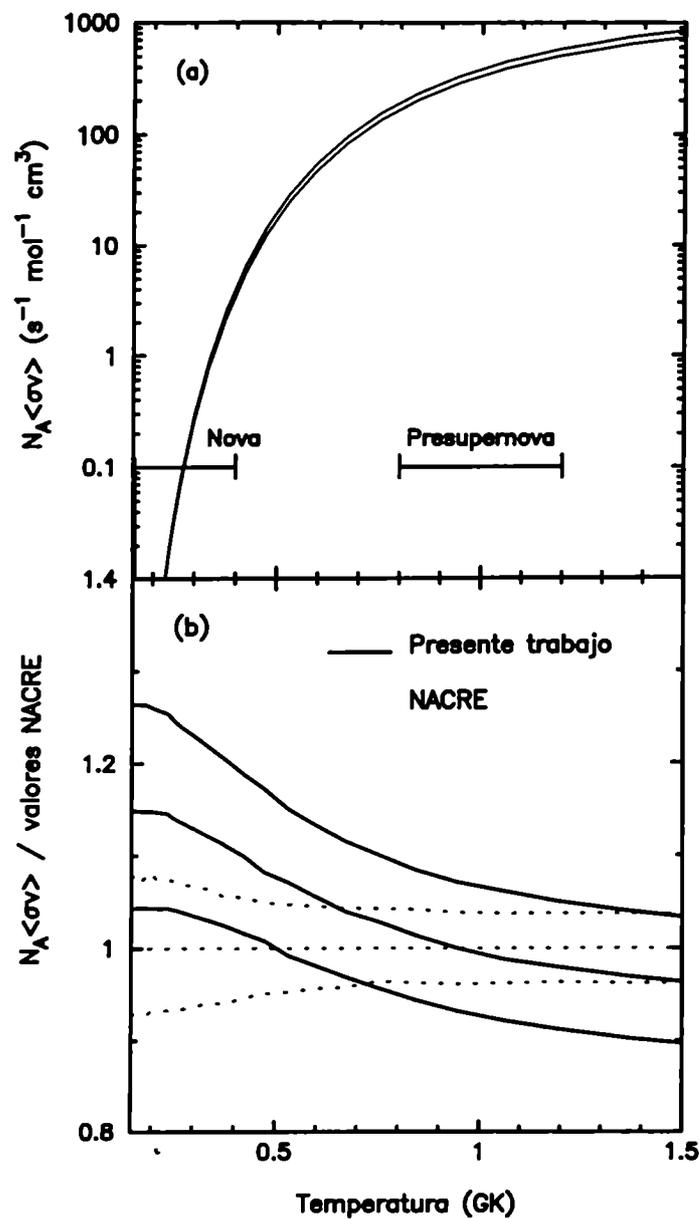


Figura 9.5: (a) Tasa de reacción estelar del proceso $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}^g$ a través de las resonancias $E_p^{\text{lab}} = 316; 389$ y 435 keV, calculada a partir de los valores medidos en este trabajo. Las líneas indican el intervalo de incertidumbre (68%). (b) Comparación con la tasa de reacción calculada a partir de los valores aceptados por *NACRE* (normalizada a la unidad). En ambos casos se indican los intervalos de incertidumbre.

Conclusiones

En esta tesis se desarrolló un método alternativo para la medición de las resonancias de baja intensidad de la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$. En este caso, se utilizó la técnica de espectrometría de masas con aceleradores para detectar los átomos de ^{26}Al formados en blancos de MgO . Este método evita los inconvenientes que presenta el fondo de rayos gamma para la técnica usual de la detección en línea de la desexcitación del núcleo compuesto ^{26}Al .

Para esto, se mejoró la sensibilidad que presenta esta técnica espectrométrica para la detección de un limitado número de átomos de ^{26}Al . La eficiencia de detección fue incrementada mediante la extracción del haz molecular AlO^- de la fuente de iones, lo que requirió una efectiva supresión del isóbaro ^{26}Mg . Para lograr esta reducción se desarrolló un procedimiento químico que permitió la separación de Mg a niveles de pocas partes por millón en muestras de 100 a 500 μg de Al . Asimismo, la identificación inequívoca de ^{26}Al requirió la utilización de un imán con gas en conjunción con una cámara de ionización de múltiples señales.

La aplicación de estas técnicas permite suprimir el isóbaro ^{26}Mg en 18 órdenes de magnitud y detectar ^{26}Al en muestras conteniendo 10^5 átomos. Con esta sensibilidad es posible medir la intensidad de una resonancia de 10^{-6} eV con una activación del blanco de un día de duración y una intensidad de haz de 1 mA.

En este trabajo se obtuvieron mediciones de la intensidad de tres resonancias que dominan la producción estelar de ^{26}Al en el rango de temperaturas entre 0,1 y 1,5 GK. El método de medición empleado determina directamente la producción de ^{26}Al en su estado fundamental, el cual es la fuente de la radiación de $E_\gamma = 1,809$ MeV de origen galáctico. Los datos preexistentes, obtenidos todos por detección gamma, son así corroborados en forma independiente, lo que contribuye a determinar el origen del radioisótopo ^{26}Al en la Vía Láctea.

Apéndice A

Método de Detección de Partícula de Retroceso

En el marco de este trabajo se ensayó otro método¹ para la medición de la intensidad de las resonancias de la reacción $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$. En este caso se produce la reacción en cinemática inversa $\text{H}(^{25}\text{Mg},\gamma)^{26}\text{Al}$ en el *stripper* del acelerador tándem (fig. 5.1) y se detecta en línea el ^{26}Al producido mediante las mismas técnicas de discriminación de iones descritas en 5.2 y 5.3.

Para esto se utiliza una muestra de MgO en la fuente de iones y se extrae un haz molecular². El haz incide en un *stripper* gaseoso de metano (CH_4), el cual provee los blancos de hidrógeno para la reacción $\text{H}(^{25}\text{Mg},\gamma)^{26}\text{Al}$. Las tensiones del inyector V_0 y del terminal V_T se ajustan para que los iones de ^{25}Mg incidan en el *stripper* con la energía de la resonancia en el sistema inverso de laboratorio $E_{^{25}\text{Mg}}^{\text{lab}}$:

$$E_{^{25}\text{Mg}}^{\text{lab}} = \frac{m_{^{25}\text{Mg}}}{m_p} E_p^{\text{lab}} = \frac{m_{^{25}\text{Mg}}}{m_m} (V_f + V_0 + V_T) - \frac{\Delta E^{\text{stripp}}}{2}, \quad (\text{A.1})$$

Aquí m_m es la masa de la molécula inyectada en el acelerador y E_p^{lab} es la energía de resonancia en el sistema de laboratorio en que el protón es el proyectil. Para cada resonancia, la molécula se elige de modo de poder utilizar la mayor tensión de terminal posible para su aceleración (ver tabla A.1). A mayor energía se optimiza tanto la transmisión del acelerador como la separación isobárica en el GFM y en la cámara de ionización (ver 8.1.3). Los núcleos

¹Este método había sido aplicado con anterioridad para la medición de la reacción $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)^{24}\text{Mg}$ utilizando el *stripper* usual de carbono [176].

²El Mg atómico no forma iones negativos estables (ver 5.1.3). La corriente de ^{25}Mg que se extrae de la fuente puede incrementarse utilizando una muestra de ^{25}MgO enriquecido.

de ^{26}Al producidos en la reacción tienen una energía de retroceso $E_{26\text{Al}}^{\text{prod}}$ dada por³

$$E_{26\text{Al}}^{\text{prod}} = \frac{m_{26\text{Al}}^n m_{25\text{Mg}}^n}{(m_{25\text{Mg}}^n + m_p)^2} E_{25\text{Mg}}^{\text{lab}} \quad (\text{A.2})$$

(m^n indica las masas nucleares). El estado de carga q adquiere una energía final

$$E_{26\text{Al}}^{\text{final}} = E_{26\text{Al}}^{\text{prod}} + qV_T. \quad (\text{A.3})$$

Para optimizar la eficiencia de detección se elige el estado de carga más probable de la distribución.

Para poder sintonizar el ^{26}Al producido en el sector de alta energía del acelerador deben optimizarse previamente el imán analizador, el filtro de Wien y demás elementos ópticos siguiendo los pasos detallados en 8.2.1. Para esto es más conveniente utilizar un haz piloto de ^{26}Mg , pues este puede extraerse de la misma muestra cambiando sólo el campo del imán inyector. El haz de ^{26}Mg debe ser sintonizado en el sector de alta energía con la misma rigidez magnética que el haz a medir. Esto implica que debe tener una energía

$$E_{26\text{Mg}}^{\text{piloto}} = \frac{m_{26\text{Al}}}{m_{26\text{Mg}}} E_{26\text{Al}}^{\text{final}} \quad (\text{A.4})$$

para la cual es necesaria una tensión de terminal

$$V_T^{\text{piloto}} = \left(E_{26\text{Mg}}^{\text{piloto}} - \frac{(V_f + V_0) m_{26\text{Mg}}}{m_m} + \Delta E^{\text{stripp}} \right) \left(q + \frac{m_{26\text{Mg}}}{m_m} \right)^{-1} \quad (\text{A.5})$$

Esta tensión difiere en aproximadamente 70 keV de la usada para sintonizar los núcleos de ^{26}Al formados. Esta diferencia tiene relevancia para estimar el fondo de ^{26}Mg que se espera en un experimento. En la tabla A.1 se listan además las energías finales que tienen el haz de ^{25}Mg ($E_{25\text{Mg}}^{\text{haz}}$) y los iones de ^{26}Mg ($E_{26\text{Mg}}^{\text{fondo}}$). Estos últimos se introducen en forma espúrea en el imán inyector y son sintonizados en el acelerador. Las diferencias de rigidez magnética entre estos iones interferentes y los iones de ^{26}Mg son típicamente

$$\frac{\Delta B\rho}{B\rho} (^{25}\text{Mg}) \sim 1,7\% \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{\Delta B\rho}{B\rho} (^{26}\text{Mg}) \sim 0,3\%. \quad (\text{A.7})$$

Además de la reacción $\text{H}(^{25}\text{Mg}, \gamma)^{26}\text{Al}$, pueden medirse también resonancias de la reacción $\text{H}(^{24}\text{Mg}, \gamma)^{25}\text{Al}$ en forma totalmente análoga. Para esto sólo es necesario cambiar el campo del imán inyector y generar un haz de ^{24}Mg a partir de la misma muestra de MgO (ver tabla

E_p^{lab} (keV)	$E_{^{25}\text{Mg}}^{\text{lab}}$ (MeV)	Molécula sintonizada	V_T (MV)	$E_{^{26}\text{Al}}^{\text{prod}}$ (MeV)	q (e)	$E_{^{26}\text{Al}}^{\text{final}}$ (MeV)	$E_{^{25}\text{Mg}}^{\text{haz}}$ (MeV)	$E_{^{26}\text{Mg}}^{\text{fondo}}$ (MeV)
434,5	10,778	$^{25}\text{MgH}^-$	11,029	10,358	6	76,533	76,953	76,970
389,0	9,648	$^{25}\text{MgH}^-$	9,853	9,272	5	58,538	58,914	58,928
316,1	7,840	$^{25}\text{MgO}^-$	12,676	7,535	5	70,913	71,219	71,338
303,5	7,529	$^{25}\text{MgO}^-$	12,164	7,235	5	68,056	68,350	68,464
254,0	6,299	$^{25}\text{MgO}^-$	10,148	6,054	4	46,645	46,891	46,987
197,0	4,887	$^{25}\text{MgO}^-$	7,831	4,696	4	36,020	36,210	36,284
135,1	3,351	$^{25}\text{Mg}^{19}\text{F}_3^-$	10,812	3,220	3	35,655	35,786	35,878
112,2	2,784	$^{25}\text{Mg}^{79}\text{Br}^-$	11,393	2,675	3	36,854	36,963	37,046
95,8	2,376	$^{25}\text{Mg}^{79}\text{Br}^-$	9,695	2,283	3	31,368	31,461	31,532

Tabla A.1: Condiciones para la medición de la reacción $\text{H}(^{25}\text{Mg}, \gamma)^{26}\text{Al}$. Se muestra la energía de la resonancia en el sistema directo de laboratorio, E_p^{lab} , en el sistema inverso $E_{^{25}\text{Mg}}^{\text{lab}}$, la molécula que es conveniente sintonizar, la tensión de terminal V_T y el estado de carga q que tiene mayor probabilidad en el *stripper* gaseoso. Se muestra también la energía final que tienen los iones de ^{26}Al producidos en la reacción, $E_{^{26}\text{Al}}^{\text{prod}}$, la del haz de ^{25}Mg , $E_{^{25}\text{Mg}}^{\text{haz}}$, y la de los iones espúreos de ^{26}Mg , $E_{^{26}\text{Mg}}^{\text{fondo}}$.

E_p^{lab} (keV)	$E_{^{25}\text{Mg}}^{\text{lab}}$ (MeV)	Molécula sintonizada	V_T (MV)	$E_{^{26}\text{Al}}^{\text{prod}}$ (MeV)	q (e)	$E_{^{26}\text{Al}}^{\text{final}}$ (MeV)	$E_{^{24}\text{Mg}}^{\text{haz}}$ (MeV)	$E_{^{25}\text{Mg}}^{\text{fondo}}$ (MeV)
419,1	10,396	$^{24}\text{MgH}^-$	10,641	9,976	7	84,455	84,867	84,892
223,0	5,532	$^{25}\text{MgO}^-$	9,024	5,309	5	50,420	50,636	50,733

Tabla A.2: Condiciones para la medición de la reacción $\text{H}(^{24}\text{Mg}, \gamma)^{25}\text{Al}$.

A.2). El isótopo ^{25}Al tiene una período de semidesintegración de 7,18 s, suficiente para ser detectado luego de su formación.

La detección de los productos de una reacción resonante implica mantener simultáneamente dos condiciones:

- La energía del haz incidente en el *stripper*, $E_{^{25}\text{Mg}}^{\text{lab}}$, debe coincidir con la energía de resonancia (ec. A.1). La tolerancia de esta condición está dada por la pérdida de ener-

³Aquí se asume que los fotones γ de desexcitación se emiten en forma isotrópica en el sistema de centro de momentos. Esta suposición es razonable considerando que la compleja cascada de desexcitación γ (ver fig. 3.1) produce numerosos fotones cuyos impulsos en promedio se compensan. Las desviaciones que sufre el núcleo de ^{26}Al debido a su fotones γ que emite son menores que la aceptación angular del acelerador.

gía el *stripper*, ΔE^{stripp} .

- Los productos de reacción deben ser sintonizados por los elementos del sector de alta energía del acelerador.

Se realizaron pruebas iniciales para medir con este método la resonancia de $E_p^{lab} = 316,1$ keV en el acelerador tándem de la Universidad Técnica de Munich (fig. 5.1). El imán analizador tiene una aceptación $\Delta B\rho/B\rho \leq 5 \times 10^{-4}$ que puede suprimir la interferencia de los iones de ^{25}Mg y ^{26}Mg . Una supresión adicional se logra con el GFM y la cámara de ionización. En efecto, los espectros obtenidos mostraron estar notablemente libres de interferencia.

En este acelerador el *stripper* gaseoso tiene una longitud de 80 cm y se estima⁴ que la máxima presión que se alcanza es del orden de 10 μbar . Esto representa una densidad de 0,6 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ y produce una pérdida de energía $\Delta E^{stripp} \sim 15$ keV. Considerando la incertidumbre en el valor absoluto de la energía del acelerador tándem, la pérdida de energía no es suficiente para asegurar que los iones de ^{25}Mg alcancen la energía de resonancia en el interior del *stripper* gaseoso. Para reducir esta incertidumbre se realizó una calibración⁵ corrigiéndose en un 0,2% los parámetros preexistentes.

Para buscar la condición de resonancia (ec. A.1) debe variarse la energía del haz de ^{25}Mg en el *stripper*. Sin embargo, cada cambio de la tensión de terminal V_T implica sintonizar nuevamente el sector de alta energía del acelerador. Para evitar esto, puede variarse la tensión del preacelerador V_0 y compensar esta variación con un leve cambio en la tensión de terminal V_T , de modo de dejar constante la energía final $E_{^{26}\text{Al}}^{final}$.

En las pruebas iniciales realizadas no se encontraron eventos de ^{26}Al , presumiblemente por la falta de presión suficiente en *stripper* gaseoso que permita un margen de error para cumplir con la condición de resonancia (A.1).

⁴El *stripper* gaseoso consiste en un tubo con gas por el que pasa el haz. El gas no está confinado con separadores sino que es inyectado en el centro y extraído en los extremos por bombas de vacío. La medición de presión se realiza en un extremo y a partir de ese valor se estima la presión en el resto del tubo. Esta medición tiene por lo tanto mucha incertidumbre.

⁵La calibración se realizó comparando las trayectorias de un haz de $^{58}\text{Ni}^{20+}$ y de partículas α (8784.86 keV) generadas por una fuente de ^{212}Po en un espectrómetro magnético (*Q3D*) [177].

Apéndice B

Sintonización de un haz microscópico

Dado que el radioisótopo a medir no puede ser detectado por las copas de Faraday, la sintonización debe realizarse a partir de los parámetros del isótopo estable, $B_{\text{iny}}^{\text{est}}$, V_T^{est} y $B_{\text{anal}}^{\text{est}}$.

El sector de baja energía del acelerador, desde la fuente de iones hasta el terminal de alta tensión, posee, a excepción del imán inyector, sólo elementos electrostáticos de enfoque. Estos elementos, con campo eléctrico \mathcal{E} , seleccionan iones con una determinada relación entre energía y carga eléctrica

$$\frac{\mathcal{E}\rho}{2} = \frac{E}{q}, \quad (\text{B.1})$$

independientemente de su masa (ρ es el mínimo radio de giro en el campo eléctrico). Por lo tanto, para cambiar la masa seleccionada en el sector de baja energía sólo es necesario modificar el campo del imán inyector:

$$B_{\text{iny}}^{\text{rad}} = B_{\text{iny}}^{\text{est}} \sqrt{\frac{m^{\text{rad}}}{m^{\text{est}}}}. \quad (\text{B.2})$$

En algunos casos, para calcular el cociente de las masas es relevante utilizar las masa exactas de los isótopos y no sólo sus números másicos.

En el sector de alta energía, en cambio, los elementos de enfoque son magnéticos, lo que fijan la rigidez magnética de las partículas sintonizadas (ver ec. [5.1]). Para analizar una masa distinta se puede corregir el campo del imán analizador y de todas las lentes de enfoque según la expresión (B.2). Alternativamente se puede, como se hizo en este trabajo, dejar fijos los campos magnéticos y variar la tensión del terminal V_T según la expresión (ver ec. [5.2])

$$V_T^{\text{rad}} = \left\{ \frac{m_a^{\text{est}}}{m_a^{\text{rad}}} \frac{q_{\text{rad}}^2}{q_{\text{est}}^2} \left[(V_f + V_0) \frac{m_a^{\text{est}}}{m_m^{\text{est}}} + \left(q^{\text{est}} + \frac{m_a^{\text{est}}}{m_m^{\text{est}}} \right) V_T^{\text{est}} \right] - (V_f + V_0) \frac{m_a^{\text{rad}}}{m_m^{\text{rad}}} \right\} \left(q^{\text{rad}} + \frac{m_a^{\text{rad}}}{m_m^{\text{rad}}} \right)^{-1} \quad (\text{B.3})$$

Se suponen aquí estados de carga distintos para el isótopo estable, q^{est} , y el radiactivo, q^{rad} .

Por su parte, también el filtro de Wien (ver 5.1.3) debe modificarse al cambiar de masa. Lo más sencillo es dejar fijo el campo magnético B_{WF} y modificar el eléctrico \mathcal{E}_{WF} . Teniendo en cuenta que el radioisótopo tiene la misma rigidez magnética que el isótopo estable, la relación queda:

$$\mathcal{E}_{WF}^{\text{rad}} = \frac{m_a^{\text{est}} q^{\text{rad}}}{m_a^{\text{rad}} q^{\text{est}}} \mathcal{E}_{WF}^{\text{est}}. \quad (\text{B.4})$$

Bibliografía

- [1] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler y F. Hoyle *Rev, Mod. Phys.* **29** (1957) 547.
- [2] C. E. Rolfs, W. S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos*, The University of Chicago Press, Chicago (1988).
- [3] D.D. Clayton, W. Craddock *Astrophys. J.* **142** (1965) 189.
- [4] H.C. Urey *Proc. Nat. Acad. Sci.* **41** (1955) 127.
- [5] R.C. Reedy, J.R. Arnould, D. Lal, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **33** (1983) 505.
- [6] R.G. Liberman, Tesis doctoral, Universidad de Buenos Aires, (2001).
- [7] D.N. Schramm, F. Tera, G.J. Wasserburg, *Earth Planet. Sci. Lett.* **10** (1970) 44.
- [8] W.B. Clarke, J.R. de Laeter, H.P. Schwarcz, K.C. Shane, *J. Geophys. Res.* **75** (1970) 448.
- [9] C.M. Gray, W. Compston, *Nature* **251** (1974) 495.
- [10] H.C. Urey, *Astrophys. J.* **124** (1956) 623.
- [11] D.D. Clayton, *Astrophys. J.* **239** (1980) L37.
- [12] T. Lee, D.A. Papanastassiou, G.J. Wasserburg, *Astrophys. J. (Lett.)* **211** (1977) L107.
- [13] D.D. Clayton, *Nature* **257** (1975) 36.
- [14] A.G.W. Cameron, *Icarus* **60** (1984) 416
- [15] D.D. Clayton, M.D. Leising *Phys. Rep.* **144** (1987) 233.
- [16] D.W. Arnett, *Astrophys. J.* **157** (1969) 1369.
- [17] R. Ramatay, R.E. Lingenfelter, *Astrophys. J.* **213** (1977) L5.
- [18] D.W. Arnett, *Ann. N.Y. Acad. Sci.* **302** (1977) 90.

- [19] W. Mahoney et al., *Astrophys. J.* **262** (1982) 742.
- [20] W.A. Mahoney et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **178** (1980) 363.
- [21] W.A. Mahoney et al., *Ap J.* **286** (1984) 578.
- [22] D.D. Clayton, *Astrophys. J.* **280** (1984) 144.
- [23] J. Knödseder et al. *Astron. & Astrophys.* **344** (1999) 68
- [24] C. E. Rolfs, H. P. Trautvetter, W. S. Rodney *Rep. Prog. Phys.* **50** (1987) 233.
- [25] R. Bass, *Nuclear reactions with heavy ions* , Springer Verlag (1980).
- [26] H.J. Assenbaum, k. Langanke, C. Rolfs, *Z. Phys. A* **327** (1987) 461.
- [27] S. Ichimaru, *Rev. Mod. Phys.* **54** (1982) 1017.
- [28] S. Ichimaru, K. Utsumi, *Astrophys. J.* **287** (1984) 382.
- [29] S.E. Woosley, T.A. Weaver, *Essays in Nuclear Astrophysics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1982).
- [30] E.A. Samworth, E.K. Warburton, G.A.P. Engelbertink, *Phys. Rev.* **C5** (1972) 138.
- [31] T.L. Norris, *J. Geophys. Res.* **88**(Suppl.) (1983) B331.
- [32] R. Middleton, *Nucl. Instr. and Meth.* **218** (1983) 430.
- [33] J.H. Thomas et al., *Phys. Rev. C* **30** (1984) 385.
- [34] C.M. Lederer et al., *Table of Isotopes*, 7^{ma} edición, John Wiley & Sons, Nueva York, (1978).
- [35] G. Pfenning, H. Klew, Nebenius, W. Seelmann-Eggebert *Karlsruher Nuklidkarte*, 6^{ta} edición, Karlsruhe (1995).
- [36] G. Audi et al., *Nucl. Phys.* **A624** (1997) 1.
- [37] E.B. Norman et al., *Nucl. Phys.* **A357** (1981) 228.
- [38] N.P.T. Bateman, *Nucl. Phys.* **A621** (1997) 60c.
- [39] R.B. Vogelaar et al., *Phys. Rev.* **C53** (1996) 1945.
- [40] R.T. Skelton, R.W. Kavanagh, D.G. Sargood, *Phys. Rev.* **C35** (1987) 45.
- [41] P.E. Koehler et al., *Phys. Rev.* **C56** (1997) 1138.

- [42] R.A. Ward, W.A. Fowler, *Astrophys. J.* **238** (1980) 266.
- [43] K. Elix et al., *Z. Phys.* **A293** (1979) 261.
- [44] E.O. de Neijts et al, *Nucl. Phys.* **A230** (1974) 490.
- [45] Timmermann et al., *Nucl. Phys* **A477** (1988) 105.
- [46] P.M. Endt, C. Rolfs, *Nucl. Phys.* **A467** (1987) 261.
- [47] U. Oberlack, Tesis doctoral, Universidad Técnica de Munich (1997).
- [48] N. Prantzos and R. Diehl, *Phys. Rep.* **267** (1996) 1.
- [49] A. Maeder, G. Meynet *Astron. & Astrophys.* **287** (1994) 803.
- [50] N. Langer et al., *Nucl. Phys.* **A621** (1997) 457c.
- [51] G. Meynet, M. Arnould, *Origin and Evolution of the Elements*, CUP, Cambridge (1993).
- [52] Ch. Iliadis et al., *Nucl. Phys.* **A512** (1990) 509.
- [53] G.R. Caughlan, W.A. Fowler, *At. Data Nucl. Data Tables* **40** (1988) 238.
- [54] A. Chieffi, M. Limongi, *New Astronomy Rev.* **46** (2002) 459.
- [55] D.D. Clayton, *Nature* **368** (1994) 222.
- [56] H. Bloemen et al., *Astron. & Astrophys.* **281** (1994) L5.
- [57] D.D. Clayton, D.H. Hartmann, M.D. Leising *Astrophys. J.* **415** (1993) L25.
- [58] F. Timmes, S. Woosley, T. Weaver *Astrophys. J. Suppl.* **98** (1995) 617.
- [59] R. Diehl, *Nucl. Phys.* **A688** (2001) 62c.
- [60] P. von Ballmoos, R. Diehl, V. Schönfelder, *Astrophys. J.* **395** (1987) 654.
- [61] G.H. Share et al., *Astrophys. J.* **292** (1985) L61.
- [62] C.J. McCallum et al., *Astrophys. J.* **317** (1987) 877.
- [63] U. Oberlack et al., *Astron. & Astrophys.* **120** No. 4 (1996) C311.
- [64] S. Plüschke et al., *New Astronomy Rev.* **46** (2002) 535.
- [65] B. Teegarden et al., *Astrophys. J.* **375** (1991) L9.
- [66] Ph. Durouchoux et al., *Astron. & Astrophys. Sup.* **97** (1993) 185.

- [67] J.E. Naya et al., *Nature* **384** (1996) 44.
- [68] V. Schönfelder, *Astrophys. J. Suppl.* **86** (1993) 657.
- [69] R. Diehl et al., *Nucl. Phys.* **A621** (1997) 79c.
- [70] U. Oberlack et al., *Astron. & Astrophys.* **353** (2000) 715.
- [71] S. Boggs et al., *Astrophys. J.* **544** (2000) 320.
- [72] C. Winkler et al., a publicarse en *Astron. & Astrophys.* (2003).
- [73] G.A.P. Engelbertink, P.M. Endt, *Nucl. Phys.* **88** (1966) 12.
- [74] M.R. Anderson et al., *Nucl. Phys.* **A349** (1980) 154.
- [75] J. Keinonen, *Nucl. Phys.* **A341** (1980) 345.
- [76] A.E. Champagne, A.J. Howard, P.D. Parker, *Nucl. Phys.* **A402** (1983) 179.
- [77] A.E. Champagne et al., *Nucl. Phys.* **A451** (1986) 498.
- [78] P.M. End, P. de Wit, C. Alderliesten, *Nucl. Phys.* **A451** (1986) 61.
- [79] R.R. Betts, H.T. Fortune, D.J. Pullen, *Nucl. Phys.* **A299** (1978) 412; **A312** (1978) 524(E).
- [80] A.A. Rollefson et al, *Nucl. Phys.* **A507** (1990) 413.
- [81] A.E. Champagne et al., *Nucl. Phys.* **A505** (1989) 384.
- [82] C.M. Vincent, H.T. Fortune, *Phys. Rev* **C2** (1970) 782;
- [83] C.M. Vincent, H.T. Fortune, *Phys. Rev* **C7** (1973) 865.
- [84] C. Iliadis et al., *Phys. Rev.* **C53** (1996) 475.
- [85] D.C. Powell, *Nucl. Phys.* **A644** (1998) 263.
- [86] C. Angulo et al., *Nucl. Phys.* **A656** (1999) 3.
- [87] <http://pntpm.ulb.ac.be/Nacre>
- [88] P.M. Endt, *Nucl. Phys.* **A521** (1990) 1.
- [89] A. Arazi et al., *New Astronomy Rev.* **46** (2002) 525.
- [90] A. Arazi et al., *Nucl. Instr. and Meth.* (2003) en prensa.

- [91] J.O. Fernández Niello et al., *Brazilian Journal of Physics* **33** Nro 2 (2003) 218.
- [92] L.W. Álvarez, R. Cornog, *Phys. Rev* **56** (1939) 379.
- [93] K.H. Purser et al., *Reveu de Physique Appliquée* **12** (1977) 1487.
- [94] L.K. Fifield, *Reports on Progress in Physics* **62** (1999) 1223.
- [95] D. Elmore, F.M. Phillips, *Science* **236** (1987) 543.
- [96] M. Suter, *Nucl. Instr. and Meth.* **B52** (1990) 211.
- [97] W. Kutschera, *Nucl. Instr. and Meth.* **B50** (1990) 252.
- [98] R.C. Finkel, M. Suter, *Adv. Anal. Chem.* **1** (1993) 1.
- [99] C. Tuniz et al., *Accelerator Mass Spectrometry: 'Ultrasensitive Analysis for Global Science'*, Boca Raton, Fl., CRC Press.
- [100] H. Oeschger et al., *12th Nobel Symposium on Radiocarbon Variation and Absolute Chronology*, ed. Olssen, I. U., Nueva York, John Wiley & Sons, (1970) 471.
- [101] D.W. Burbank et al., *Nature* **379** (1996) 505.
- [102] W. Rom et al., *Radiocarbon* **41/2** (1999) 44.
- [103] S.J. King et al, *Analyst* **122** (1997) 1049.
- [104] Keywood et al., *J. Geophys. Res.* **103** (1998) 8281.
- [105] A. Wallner et al., *Nucl. Instr. and Meth.* (2003) en prensa.
- [106] G.E. Jacobsen et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **B172** (2000) 666.
- [107] W. Kutschera, Actas de *Experimental Nuclear Physics in Europe*, AIP Conference Series **495** (1999) 407.
- [108] A. Wallner, Tesis Doctoral, Universidad de Viena (2000).
- [109] R.A. Muller, *Science* **196** (1977) 489.
- [110] C.L. Bennet et al., *Science* **198** (1977) 508.
- [111] D.E. Nelson, R.G. Korteling, W.R. Stott, *Science* **198** (1977) 507.
- [112] M. Suter, St. Jacob, H.A. Synal, *Nucl. Instr. and Meth.* **B123** (1997) 148.
- [113] D.J.W. Mous et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **B123** (1997) 153.

- [114] D.J.W. Mous et al., *Radiocarbon* **40/1** (1998) 283.
- [115] J.O. Fernández Niello et al., *Nucl. Instr. and Meth.* (2003) en prensa.
- [116] W. Starzecki et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **193** (1982) 499.
- [117] S. Hatori et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **B172** (2000) 299.
- [118] K. Knie et al., *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 18.
- [119] J.S. Southon, D.E. Nelson, J.S. Vogel, *Nucl. Instr. and Meth.* **B52** (1990) 70.
- [120] K.H. Purser, T.H. Smick, R.K. Purser, *Nucl. Instr. and Meth.* **B52**(1990) 263.
- [121] G.M. Raisbeck, F. Yiou, C. Stephan, *J. de Phys. Lett.* **40** (1979) L-241.
- [122] E.S. Michlovich et al., *J. Geophys. Res* **99** (1994) 23187.
- [123] J.P. Day et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **92** (1994) 463.
- [124] J.S. Vogel, J. McAnnich, S.P.H.T. Freeman, *Nucl. Instr. and Meth.* **123** (1997) 241.
- [125] M. Paul et al., *Phys. Lett.* **B94**, Nr. 3 (1980) 303.
- [126] A. Wallner et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **B172** (2000) 382.
- [127] A. Wallner et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **B139** (1998) 301.
- [128] I. Langmuir, K.H Kingdon, *Science* **57** (1923) 58.
- [129] L.R. Kilius et al., *Nature* **282** (1979) 488.
- [130] R. Middleton, J. Klein *Phil. Trans. R. Soc.* **A323** (1987) 121.
- [131] J. Barker et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **B52** (1990) 540.
- [132] G.D. Alton, *Nucl. Instr. and Meth.* **A244** (1986) 133.
- [133] R. Middleton, *Nucl. Instr. and Meth.* **A214** (1983) 139.
- [134] R. Middleton, *A Negative-Ion Cookbook*, Univerisdad de Filadelfia, 1982.
- [135] M. Paul et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A277** (1988) 418.
- [136] M. Paul, *Nucl. Instr. and Meth.* **B52** (1990) 315.
- [137] U. Zoppi, Tesis doctoral, ETH, Zurich (1993).
- [138] K. Knie, Tesis doctoral, Universidad Técnica de Munich (1997).

- [139] K. Knie, T. Faestermann, G. Korschinek, *Nucl. Instr. and Meth.* **B123** (1997) 128.
- [140] Knie, K. et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **B172** (2000) 717.
- [141] R.O. Sayer, *Reveu de Physique Appliquee* **12** (1977) 1543.
- [142] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, Nueva York (1979).
- [143] H.A. Bethe, *Annalen der Physik* **5** (1930) 325.
- [144] F. Bloch, *Z. Phys.* **81** (1933) 363.
- [145] E. Biémont, Y. Frémat, P. Quinet, *Atom. Data and Nucl. Data Tabl.* **71** (1999) 117.
- [146] J. Lindhard, M. Scharff, *Phys. Rev.* **124** (1961) 124.
- [147] <http://www.fz-rossendorf.de/pls/robis/>
- [148] <http://www.danfysik.com/240.html>
- [149] M. Uhrmacher et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **B9** (1985) 234.
- [150] L. Buchmann, H. Baumeister, C. Rolfs et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **B4** (1984) 132.
- [151] A.M.J. Ferrero et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **B42** (1989) 389.
- [152] G. Betz, G.K. Wehner, *Sputtering by Bombardment I*, R. Behrisch, ed. *Topics in Applied Physics Vol. 47*, Springer-Verlag, Berlin (1983).
- [153] <http://www.srim.org>.
- [154] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, V. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Pergamon, Nueva York (1985).
- [155] J.F. Ziegler, J.M. Manoyan, *Nucl. Instr. and Meth.* **B35** (1988) 215.
- [156] J.F. Ziegler, *The Stopping and Range of Ions in Solids* IIT Press, (2002).
- [157] J.L. L'Ecuyer et al., *J. Appl. Phys* **47** (1976) 381.
- [158] G. Dollinger et al., *Europhys. Lett.* **42** (1998) 25.
- [159] A. Bergmaier, Tesis doctoral, Universidad Técnica de Munich (1999).
- [160] S.G. Iyer, Ch. Venkateswarlu, *Indian J. Chem.* **14A** (1976) 437.
- [161] G. Jander, E. Blasius, *Jander-Blasius: Lehrbuch der analytischen und präparativen anorganischen Chemie*, Hirzel Verlag, Stuttgart (1995).

- [162] Silkie Merchel, Universidad de Colonia (Alemania), comunicación privada.
- [163] Certificado de análisis, ácido clorhídrico 30 % *Suprapur* (Merck Co.).
- [164] Certificado de análisis, solución de amoníaco 25 % *Suprapur* (Merck Co.).
- [165] Certificado de análisis, agua *Ultrapur* (Merck Co.).
- [166] F. Kubo, tesis doctoral, Universidad Técnica de Munich (2001).
- [167] G. Korschinek, J. Sellmair, A. Urban, *Nucl. Instr. and Meth.* **A271** (1988) 328.
- [168] C. Wallner et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **B172** (2000) 333.
- [169] C. Wallner, Tesis doctoral, Universidad Técnica de Munich (2000).
- [170] <http://www.bl.physik.uni-muenchen.de/gams>.
- [171] A. Arazi, Tesis de Licenciatura, Universidad de Buenos Aires (1997).
- [172] P. Hartung, L. Rohrer, H. Schnitter, *Annual Report of the Beschleunigerlaboratorium der L.M.U und T.U. München* (1999) 88.
- [173] G.J. Feldman, R.D. Cousins, *Phys. Rev.* **D57** (1998) 3873.
- [174] W.J. Thompson, C. Iliadis, *Nuc. Phys.* **A647** (1999) 259.
- [175] <http://www.tunl.duke.edu/~astro>.
- [176] M. Paul, D. Fink, G. Hollos, *Nucl. Instr. and Meth.* **B29** (1987) 393.
- [177] T. Faestermann, G. Dollinger, W. Carli, *Annual Report of the Beschleunigerlaboratorium der L.M.U und T.U. München* (1996) 4.

Agradecimientos

Institucionales

- Al departamento de Física de la Comisión Nacional de Energía Atómica.
- Al Servicio Alemán de Intercambio Académico.
- A la Fundación Antorchas.

Personales

- A mi director, y amigo, Jorge Fernández Niello.
- A quienes mucho me ayudaron:
Frau *Resi* Reindl y *Dågmar* Frischke.
- A los amigos que conocí en Alemania:
Catalin, Christian, Elke. Iman, Steffi, Thomas y Toni.
- A mis amigos de siempre:
Abelardo, Alejandro, Cinthia, Sara, Sebastián, Verónica y Yanina.
- A mis padres.