



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis de Licenciatura en Astronomía

IMPACTO DE LA EMISIÓN DE AXIONES SOBRE
LAS PROPIEDADES EVOLUTIVAS Y PULSACIONALES
DE ENANAS BLANCAS DB

Tiara Battich

Director: Dr. Leandro G. Althaus
Codirector: Dr. Alejandro H. Córscico

LA PLATA, ARGENTINA
- MARZO DE 2015 -

0. Prefacio, agradecimientos y dedicatoria

A Iri, bueno, por compartir conmigo muchas cosas. Por ser alguien que se levanta y lucha, y me da una mano.

A Manu, por la alegría, la confianza y la compañía. Por este último tiempo compartido que me hizo/hace muy bien.

A Juli, por la sinceridad y la compañía.

A Mai, por la música compartida. Y por mapachín.

A Mau, por las tardes compartidas. Por más grullas en tu casa.

A Juan, por esa hermosa amistad que nace de yerbas y toallitas.

A Igna, por la compañía y cariño de cuatro años, y la ayuda que me diste.

A INTI, por enseñarme (entre muchas cosas) que se puede. Por tanto debate realmente enriquecedor. Y por el trabajo que le ponen día a día.

A les chiques del ENEA, les viejes y les nueves, por la posibilidad de compartir y mostrarme que trabajar en conjunto puede ser de lo más hermoso cuando se hace priorizando el trato humano por sobre valores eficientistas y productivistas (y a Mauro por esas palabras).

A Mauro, Mai, Yani y Juli por dejarme reburbujear en sus casas.

A toda la Comi de Género, porque fueron, y son, un espacio que me permitió, y permite, entender que se puede seguir adelante, que la vida puede ser bella. Porque por el sólo hecho de existir, de saber que hay gente que le pone garra, que siente que vale la pena dedicar tiempo de sus vidas, que es capaz de sentir empatía, que es capaz de alzar la mano y decir basta, por eso, mis días fueron más llevaderos. Gracias.

A todes les que alguna vez se sentaron a estudiar conmigo o me dieron cobijo en sus casas para tal fin, ofreciendome su compañía. Sin lo cual, esto de recibirse sería imposible.

A Juan y Cami. Por ser tan geniales primero. Por lo que les conozco. Por lo que les quiero. Por tanto.

A Ceci, el Herni, Andrés, el Gordo y Natalí, por la compañía en los primeros años.

A les chiques de Tucumán, entre quienes quiero nombrar a Dianis y Diego, que me escriben siempre a pesar de mi cuelgue.

A mi madre, por alentarme a hacer lo que quisiera en la vida, por su apoyo y ayuda para que yo pueda estudiar acá.

A mi padre, por el apoyo y la ayuda también, para que pueda estudiar acá, y el entusiasmo que presentás cada vez que te cuento algo de la carrera.

A Bea, mi madrina de corazón, que siempre está a una llamada de teléfono. Siempre. Gracias, Bea.

A Jere, por ser un hermano tan genial, y por tu cariño. La alegría de tenerte en mi vida es muy grande.

A Nico, Ari, Lucas y Paula, porque a pesar de los distancia, ahí están cada vez. Y por toda la ayuda que también me dieron, y dan.

A Evi, por el alivio que me das, te quiero prima.

Al tío Pedro que me inscribió en la carrera. Y por la seguridad de saber que ahí estás.

A las chicas de casa.

A Lu, por darme lo que necesitaba para poder escribir este trabajo en un ambiente tranquilo, lo cual fue muy importante.

A Vero, por hacer que cinco años de convivencia pasen volando y sean lo más.

A todes aquellos que me enseñan a ser docente, aun cuando me cuesta aprender.

Quiero dedicar este trabajo por un lado a mi madre, que con la fuerza de no sé dónde, intenta realizar el cambio, para que la vida sea bella. Quiero dedicarlo también, a todes mis amigos que me ayudaron en estos últimos momentos que no fueron fáciles, con un gesto, un mensaje, una oreja, compañía, o con el hombro cada vez que recaí. Ustedes hacen que yo hoy esté acá, terminando este trabajo, y les quiero. Gracias.

Finalmente, en el día de la mujer, a todas las víctimas de violencia de género, y todes aquellos que encuentran la fortaleza para levantar la voz.

Tiara Battich.
e-mail: tbattich@carina.fcaglp.unlp.edu.ar
La Plata, 8 de Marzo de 2015.

Resumen

Las enanas blancas representan la etapa evolutiva final de estrellas con masas menores a 8-10 masas solares. Estas estrellas son objetos fuertemente degenerados, cuya evolución puede ser descripta básicamente como un proceso de enfriamiento. Los procesos físicos que gobiernan la lenta evolución de las enanas blancas son bien conocidos, por lo que estos objetos son ideales para estudiar las propiedades de partículas fundamentales, como los hipotéticos axiones (Weinberg, 1978). Estas partículas surgen como consecuencia natural de la solución al problema CP (carga-paridad) de la cromodinámica cuántica propuesta por Peccei y Quinn (Peccei & Quinn, 1977). De existir los axiones e interactuar con los electrones, se emitirían en el interior denso de las enanas blancas y saldrían de estas estrellas prácticamente sin volver a interactuar, convirtiéndose en un importante sumidero de energía. Esto tendría un efecto en las propiedades evolutivas y pulsacionales de las enanas blancas, que fue estudiado para enanas blancas DA (enanas blancas con envolturas ricas en hidrógeno) (Bischoff-Kim et al., 2008; Córscico et al., 2012a,b, 2001; Miller Bertolami et al., 2014), pero no así para enanas blancas DB (enanas blancas deficientes en hidrógeno). En este trabajo estudiamos de manera general el efecto de la emisión de axiones en la evolución de enanas blancas DB y en las propiedades pulsacionales de enanas blancas DBV (DB pulsantes), con el objetivo de determinar el potencial de estas estrellas para el estudio de la física de los axiones. Para este propósito utilizamos modelos de estrellas DB obtenidos por Althaus et al. (2009b) a partir del cálculo de la evolución de las estrellas progenitoras desde la secuencia principal de edad cero. A partir de estos modelos calculamos un conjunto de secuencias evolutivas de enanas blancas DB incluyendo emisión de axiones, para distintas masas de la enana blanca y diferentes masas del axión. Encontramos que la tasa de enfriamiento de las enanas blancas DB aumenta al tener en cuenta la emisión de los axiones, siendo este aumento más importante cuanto mayor es la masa de estas partículas. De manera esperable con este resultado, encontramos que las tasas de cambio de los períodos de pulsación experimentan un aumento adicional al tener en cuenta la emisión de axiones. De la misma forma, este aumento es mayor cuanto más grande es la masa de los axiones. Por otro lado, los períodos no se ven afectados significativamente por la emisión de axiones. Estos resultados coinciden con lo obtenido para enanas blancas DA según Miller Bertolami et al. (2014), y enanas blancas DAV (DA pulsantes) según Córscico et al. (2012a,b) e implican que las estrellas DBV podrían resultar buenas candidatas para estudiar la física de los axiones.

Como la emisión de axiones afecta significativamente las tasas de cambio de período de enanas blancas, tanto de estrellas DAV como DBV, si se dispone de una medición de la tasa de cambio de período de alguna enana blanca, es posible utilizar este valor para acotar la masa que podrían tener los axiones. Existen mediciones de la tasa de cambio de períodos de enanas blancas DAV. Isern et al. (1992) propusieron por primera vez utilizar la tasa de cambio de período de una enana blanca DAV para estimar la masa del axión. Recientemente Córscico et al. (2012a,b) derivaron un valor de $m_{\text{ax}} \cos^2 \beta \simeq 17 \text{ meV}$ ($1 \text{ meV} = 10^{-3} \text{ eV}$) utilizando modelos astrosismológicos para las enanas blancas DAV G117-B15A (Córscico et al., 2012a)

y R548 (Córscico et al., 2012b), donde $\cos^2 \beta$ es un parámetro libre de la teoría que propone la existencia de los axiones. Estos valores no concuerdan con las cotas encontradas para la masa del axión a partir del uso de otras técnicas astrofísicas, como el estudio de la función de luminosidad de enanas blancas, que sugiere que $m_{\text{ax}} \cos^2 \beta \lesssim 10 \text{ meV}$ (Isern et al., 2009; Miller Bertolami et al., 2014). Resultaría de interés, entonces, obtener una cota a la masa del axión a partir de la medición de la tasa de cambio de período de una estrella DBV, ya que sería un resultado independiente a los obtenidas por Córscico et al. (2012a,b) y Miller Bertolami et al. (2014).

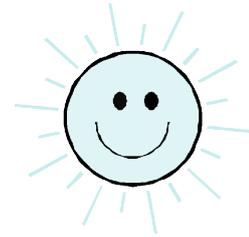
Redaelli et al. (2011) estimaron, a partir de observaciones, un valor de la tasa de cambio de período ($\dot{\Pi}$) de la enana blanca DBV PG 1351+489 de $\dot{\Pi} = (2.0 \pm 0.9) \times 10^{-13} \text{ s/s}$ y correspondiente al modo con mayor amplitud observada y período $\sim 489 \text{ s}$. En este trabajo utilizamos este valor de $\dot{\Pi}$ para calcular una cota a la masa del axión a partir de la comparación del valor estimado de las observaciones con valores teóricos derivados de un modelo astrosismológico de PG 1351+489 obtenido por Córscico et al. (2014) pero incluyendo la emisión de axiones de distinta masa. Obtenemos una cota estimativa para la masa del axión de: $m_{\text{ax}} \cos^2 \beta \lesssim 11.5 \text{ meV}$.

Índice general

Prefacio, agradecimientos y dedicatoria	iii
Resumen	vii
1. Introducción	1
1.1. Interés en el estudio de las enanas blancas	1
1.2. Contexto, motivación y objetivos	2
2. Marco teórico y códigos numéricos	7
2.1. Sobre los axiones	7
2.1.1. Cotas a la masa del axión	9
2.1.2. Emisión de axiones en enanas blancas	9
2.2. Estructura y evolución estelar	11
2.2.1. Ecuaciones de estructura y evolución estelar	11
2.2.2. Breve descripción de la evolución estelar	14
2.2.3. Código de evolución estelar LPCODE	19
2.3. Pulsaciones Estelares	21
2.3.1. Ecuaciones de pulsación	23
2.3.2. Análisis local de las soluciones	25
2.3.3. Código de pulsaciones estelares adiabáticas no-radiales LP-PUL	28
2.4. Simulaciones realizadas	28
3. Impacto de la emisión de axiones sobre las propiedades de las enanas blancas DB	31
3.1. Impacto sobre las propiedades evolutivas	31
3.2. Impacto sobre las propiedades pulsacionales	34
4. Cota a la masa del axión a partir de un modelo astrosismológico de PG 1351+489	43
4.1. Modelo astrosismológico para PG 1351+489	44
4.2. Acotando la masa del axión	48
4.2.1. Incertezas en los perfiles químicos	49
5. Conclusiones	51
Bibliografía	55

Capítulo 1

Introducción



20 años en la ciencia.

1.1. Interés en el estudio de las enanas blancas

Las enanas blancas (EB) constituyen la etapa evolutiva final de estrellas con masas iniciales menores a 8-10 masas solares. Estas estrellas son objetos fuertemente degenerados¹, cuya evolución puede ser descripta básicamente como un proceso de enfriamiento. A lo largo de la historia, el estudio de las EB ha contribuido a testear aspectos de la mecánica cuántica (como el principio de exclusión de Pauli), la relatividad especial (necesaria para explicar el estado de equilibrio hidrostático de estas estrellas) y la relatividad general (al actuar como micro-lentes gravitacionales), resultando asimismo de interés en diversos campos de la astrofísica.

Se espera que más del 97% de las estrellas terminen sus vidas como EB. Así, el estudio de las propiedades de poblaciones de EB permite derivar condiciones al cálculo de las etapas evolutivas previas a la de EB. Por ejemplo, comparando la distribución de masas de EB con estrellas de la secuencia principal en cúmulos, se puede obtener información de los procesos de pérdida de masa. Estos procesos son de suma importancia en la evolución química de la galaxia. En general, el estudio de las EB provee información sobre la estructura y evolución de la Vía Láctea. En particular, resultan de importancia a la hora de determinar la tasa de formación estelar de la galaxia. Asimismo, debido a la relativa simpleza de su evolución, las EB resultan objetos útiles para determinar edades de distintas poblaciones estelares, como cúmulos abiertos y globulares, o el disco galáctico. Para esto es necesario un estudio detallado de todos los procesos de generación y emisión de energía durante la evolución de una enana blanca, con el fin de obtener una determinación precisa de su tasa de enfriamiento.

¹En el cálculo de los modelos de enanas blancas debe considerarse una ecuación de estado correspondiente a un gas de electrones degenerado (gas de electrones de Fermi-Dirac). Un gas de electrones se encuentra degenerado cuando el carácter cuántico de la distribución de energía de estas partículas debe tenerse en cuenta.

Las EB resultan de interés también en un contexto cosmológico, dado que juegan un papel fundamental en los escenarios propuestos para la generación de los eventos de supernova tipo Ia. Uno de estos escenarios, por ejemplo, propone que el evento de supernova se obtiene como consecuencia de la fusión de dos EB (Santander-García et al., 2015). Estos eventos son sumamente importantes en la cosmología para la determinación de grandes distancias.

De interés en este trabajo es la utilidad de las EB en el estudio de procesos físicos bajo condiciones no reproducibles en la Tierra. Debido a las altas densidades que caracterizan a estas estrellas ($\bar{\rho} \sim 10^6 \text{ gr/cm}^3$), resultan excelentes laboratorios para el estudio de la materia sometida a condiciones extremas. Se puede mencionar, por ejemplo, el estudio de la variación de constantes fundamentales (García-Berro et al., 1995); ecuación de estado, cristalización y procesos de separación de elementos químicos a altas densidades (García-Berro et al., 1988a,b; García-Berro et al., 2010; Isern et al., 1991; Segretain et al., 1994); y el estudio de la física de partículas elementales en procesos que involucren interacciones electro-débiles, como por ejemplo, la emisión de neutrinos (Winget et al., 2004), o de los hipotéticos axiones (Isern et al., 2009, 2008; Miller Bertolami et al., 2014), que serán objeto de estudio en este trabajo.

Por otro lado, las EB, en su evolución, atraviesan por distintas fases de inestabilidad pulsacional. El carácter de estas pulsaciones en EB es no-radial, es decir, el desplazamiento del material no conserva la simetría esférica. Dependiendo de su estructura, las EB tendrán un determinado conjunto de modos normales de pulsación. En el caso de las EB, estos modos son de un tipo denominado *modos g* en los que la fuerza de empuje juega un papel fundamental. Para modelos de EB sin rotación ni campos magnéticos, los distintos modos de pulsación se caracterizan en general con dos números enteros, el grado armónico ℓ y el orden radial k .

La astrosismología de EB representa una herramienta más que nos brinda información sobre la estructura y evolución de las estrellas. Nuestro estudio de las estrellas se basa en la información que podemos obtener de la luz que nos llega de ellas. Una de las únicas formas en que podemos obtener información directa del interior de las EB es con el estudio de sus modos normales de pulsación. Estas inestabilidades mecánicas son posibles de observar en algunos casos, dado que se manifiestan como cambios de brillo en la curva de luz de estos objetos. La astrosismología de EB ha permitido, entre otras cosas, derivar valores de masas estelares y obtener información de la composición química de sus núcleos. Como ya mencionamos, las EB son buenos laboratorios para testear la física de partículas en condiciones extremas. Con la astrosismología de EB, en particular, es posible acotar propiedades de las partículas a estudiar. En esta dirección, por ejemplo, se han realizado trabajos para proporcionar un límite al posible valor del momento dipolar magnético del neutrino (Córscico et al., 2014), y también para acotar la masa del axión (Bischoff-Kim et al., 2008; Córscico et al., 2012a,b, 2001; Isern et al., 1992). Sobre este último punto se abocará específicamente el presente trabajo.

1.2. Contexto, motivación y objetivos

Entre los problemas sin resolver del modelo estándar de partículas se encuentra el denominado problema de carga-paridad (CP) en la cromodinámica cuántica, teoría que se ocupa de describir las interacciones fuertes. Dicho problema consiste en que la teoría no proporciona ninguna razón para la ausencia de violación de la simetría CP (carga-paridad) que se observa en las interacciones fuertes. En el año 1977 Peccei y Quinn (Peccei & Quinn, 1977) propusieron un mecanismo para solucionar este problema. Una consecuencia de este mecanismo sería la existencia de una partícula a la que se denominó axión (Weinberg, 1978). La propuesta en su forma original fue descartada por los experimentos. Sin embargo, luego fue modificada y actualmente se encuentran en discusión dos tipos de modelos de axiones que fueron denominados *modelos de axiones invisibles*. En estos modelos los axiones sufren un acoplamiento

suave con hadrones y fotones (modelos KSVZ, Kim (1979); Shifman et al. (1980)), o también con leptones cargados (modelos DFSZ, Dine et al. (1981); Zhitnitsky (1980)). Además de ser consecuencia de una posible solución al problema CP de la cromodinámica cuántica, los axiones fueron propuestos como candidatos a conformar la materia oscura (Raffelt, 1996). El porcentaje con el que los axiones contribuirían a la materia oscura depende de su masa, y esta cantidad no es predicha por la teoría que propone su existencia. En consecuencia, la masa de los axiones debe ser inferida mediante experimentos terrestres o a través de objetos astrofísicos en los que se den las condiciones físicas necesarias para la producción de axiones (Raffelt, 1996). Si bien la existencia de los axiones, hasta el día de la fecha, no pudo ser corroborada, a partir de los experimentos y las observaciones fue posible proporcionar límites a la intensidad del acoplamiento de los axiones con otras partículas.

En el interior denso de las EB y en los núcleos de las gigantes rojas se dan las condiciones físicas necesarias para la producción de axiones. En particular, las EB son objetos fuertemente degenerados, sin reacciones nucleares relevantes y cuya principal contribución a la luminosidad está dada por la liberación de energía térmica y gravitatoria. Por ende, su evolución puede ser descripta básicamente como un proceso de enfriamiento, convirtiéndose en objetos que ofrecen un escenario adecuado para estudiar la física de los axiones. Las partículas de este tipo que podrían emitirse en EB son aquellas que se acoplan a los electrones, es decir, axiones del modelo DFSZ. El camino libre medio de dichas partículas es tal que saldrían de la estrella sin volver a interactuar con la materia estelar. Conforme aumenta la masa del axión, más fuerte es su acoplamiento con los electrones, resultando en una mayor tasa de emisión de axiones. De esta manera, la masa de los axiones determina la magnitud de la emisión, y dado que se escapan libremente de la EB, resultarían en una fuente de enfriamiento extra. En consecuencia, cuanto más masivo es el axión, más rápido sería el enfriamiento de la EB. En consecuencia, mediante el estudio de estas estrellas sería posible inferir cotas al valor de la masa del axión (Raffelt, 1996). Esto se ha realizado mediante el uso de dos técnicas independientes. Una de ellas se basa en el estudio de la función de luminosidad de enanas blancas (FLEB)², mientras que la otra, en el estudio astrosismológico de EB pulsantes. Ambos métodos sugieren que existe una fuente de enfriamiento extra que no es tenida en cuenta por la teoría de evolución estándar de EB.

Como ya mencionamos, conforme aumenta la masa del axión, mayor sería la tasa de enfriamiento de la EB. El retraso o adelanto en los tiempos de enfriamiento se ve reflejado en la forma de la FLEB. Comparando las funciones de luminosidad construidas a través de modelos teóricos con aquellas observadas, se podría acotar el valor de la masa del axión. Esta técnica fue utilizada por primera vez por Isern et al. (2009, 2008). Estos autores encontraron que un valor de la masa del axión de $m_{\text{ax}} \cos^2 \beta \sim 5 \text{ meV}$ ($1 \text{ meV} = 10^{-3} \text{ eV}$) proporcionaba el mejor ajuste³, mientras que valores mayores a 10 meV podían ser descartados. Luego, Miller Bertolami et al. (2014) calcularon FLEB teóricas a partir de modelos de EB obtenidos teniendo en cuenta toda la evolución previa de la estrella progenitora y un tratamiento consistente de la emisión de axiones con la estructura térmica de las EB. Compararon sus resultados con nuevas funciones de luminosidad observadas y encontraron que los mejores ajustes estarían dados para $m_{\text{ax}} \cos^2 \beta \lesssim 5 \text{ meV}$, y que valores mayores a 10 meV podrían ser excluidos con suficiente confianza. Estos resultados no concuerdan con los últimos valores de la masa del axión que se desprenden del estudio astrosismológico de las enanas blancas DAV⁴ G117-B15A (Córscico et al., 2012a) y R548 (Córscico et al., 2012b).

²La función de luminosidad de enanas blancas representa el número de enanas blancas por unidad de magnitud bolométrica (o luminosidad) y unidad de volumen, en función de la magnitud bolométrica (o luminosidad).

³En la teoría que propone la existencia de los axiones, $\cos^2 \beta$ es un parámetro libre.

⁴Enanas blancas pulsantes con una envoltura rica en hidrógeno.

Los períodos de las pulsaciones presentes en las EB varían con el tiempo debido a los cambios en la estructura mecánica y térmica de estas estrellas, como producto de su evolución. La tasa a la cual varían los períodos depende de dos efectos independientes entre sí. Por un lado, el enfriamiento de las estrellas alarga los períodos, mientras que la contracción de las capas externas actúa en el sentido contrario, es decir, acortando los períodos. Entonces, la emisión de axiones en estas estrellas implicaría un alargamiento adicional en los períodos de pulsación. Si se dispone de un valor medido de la tasa de cambio de período de alguna estrella enana blanca es posible compararlo con valores teóricos para inferir una cota a la masa que podrían tener los axiones. La posibilidad de utilizar la tasa de cambio de períodos ($\dot{\Pi}$) para acotar el valor de la masa del axión fue propuesta por primera vez por Isern et al. (1992). En este trabajo obtuvieron un valor de $m_{\text{ax}} \cos^2 \beta \sim 8.7 \text{ meV}$ utilizando una medición de $\dot{\Pi}$ del modo correspondiente al período de 215 s de la estrella DAV G117-B15A. Córscico et al. (2001) derivaron como cota a la masa del axión $m_{\text{ax}} \cos^2 \beta \lesssim 4.4 \text{ meV}$ utilizando por primera vez un modelo astrosismológico para G117-B15A y una nueva medición de la tasa de cambio de período del mismo modo de pulsación. Luego, Bischoff-Kim et al. (2008) obtuvieron un límite superior de 13.5 meV ó 26.5 meV dependiendo del espesor de la envoltura de hidrógeno del modelo astrosismológico. El valor medido de $\dot{\Pi}$ del modo correspondiente a 215 s de G117-B15A fue variando con el tiempo, tendiendo en las últimas mediciones a un valor del orden de $\dot{\Pi} \simeq 4 \times 10^{-15} \text{ s/s}$. Utilizando la última medida de $\dot{\Pi}$ y nuevos modelos astrosismológicos detallados elaborados por Romero (2012), Córscico et al. (2012a) derivaron un nuevo valor para la masa del axión. Según el modelo astrosismológico para G117-B15A utilizado por estos autores, se tiene un valor de $\dot{\Pi} = 1.25 \times 10^{-15} \text{ s/s}$ para el período de 215 s, que en principio indica la existencia de un mecanismo extra de enfriamiento. Identificando este mecanismo como la emisión de axiones, la diferencia entre las tasas de cambio de período observada y teórica resulta consistente con la emisión de axiones con $m_{\text{ax}} \cos^2 \beta = 17.4_{-2.7}^{+2.3}$. Córscico et al. (2012b) obtuvieron un resultado similar utilizando una tasa de cambio de período medida de otra estrella DAV, R548, correspondiente a su modo de pulsación con período de 213 s. En este trabajo obtienen un valor de $m_{\text{ax}} \cos^2 \beta = 17.1_{-5.8}^{+4.3}$.

Otra cota a la masa del axión se obtiene del encendido del helio en estrellas de baja masa en la rama de las gigantes rojas. Con este método Raffelt & Weiss (1995) obtuvieron una cota superior de $m_{\text{ax}} \cos^2 \beta \lesssim 9 \text{ meV}$. Los últimos valores derivados para la masa del axión utilizando la astrosismología en enanas blancas DAV, como mencionamos anteriormente, están claramente en desacuerdo tanto con lo obtenido utilizando la función de luminosidad de EB, como con la cota derivada por Raffelt & Weiss (1995) utilizando las gigantes rojas. Un aspecto a tener en cuenta es que G117-B15A y R548 tienen características observacionales similares, es decir, temperatura y gravedad superficial comparables. Sucede lo mismo con sus características pulsacionales: los períodos de los que se pudo medir un valor de $\dot{\Pi}$ son muy parecidos. De esta manera, los modelos astrosismológicos para ambas estrellas presentan características similares, y los períodos correspondientes se asocian con el mismo modo de pulsación : $\ell = 1$ y $k = 2$. Es importante remarcar que en los modelos utilizados por Córscico et al. (2012a,b), los períodos de ambas estrellas fueron identificados con modos fuertemente atrapados en la capa más externa⁵ (envoltura rica en hidrógeno). En consecuencia, debido a la cercanía de estos modos de pulsación a la superficie, las tasas de cambio de períodos correspondientes estarían afectadas de manera relevante por la contracción gravitacional. Esto disminuiría la tasa de cambio de períodos. En cambio, si el modo en cuestión no fuese

⁵Un modo de pulsación en una estrella es atrapado cuando existe una resonancia entre el espesor de una capa de dada composición química, como puede ser la capa de helio o la envoltura de hidrógeno, y la longitud de onda de pulsación en dicha región. En consecuencia, la amplitud de vibración del modo de pulsación se torna relevante en esta capa siendo casi nula en el resto de la estrella.

atrapado, el $\dot{\Pi}$ sería mayor. En este caso, no resultaría necesario invocar la presencia de un mecanismo extra de enfriamiento consistente con emisión de axiones con una masa tan alta como $m_{\text{ax}} \cos^2 \beta \sim 17 \text{ meV}$. El hecho de que un modo de pulsación resulte atrapado o no depende de la estructura química del interior estelar. Sin embargo, en el cálculo de la composición química de los modelos estelares existen incertezas que derivan de procesos físicos no tan bien conocidos. Teniendo en cuenta estas incertezas, el trabajo de Miller Bertolami et al. (2014) podría ser interpretado como un argumento a favor de que los modos utilizados de G117-B15A y R548 no estén, en realidad, atrapados. En este contexto resulta de sumo interés obtener una cota para la masa del axi3n a partir de la medición de la tasa de cambio de período utilizando una estrella de características diferentes a G117-B15A y R548. Una enana blanca con estas características podría ser una estrella DAV con cantidades observables distintas a las de G117-B15A y R548, o directamente una estrella pulsante deficiente en hidrógeno, como lo son las DBV. De esta manera se podría obtener una cota a la masa del axi3n que resulte independiente de las obtenidas por C3rsico et al. (2012a,b).

Las enanas blancas DBV son m3s calientes que las DAV, luego, la emisi3n de axiones ser3a considerablemente mayor. Por ende, se espera que el impacto de la emisi3n de estas part3culas en las DBV, tanto en las propiedades evolutivas como pulsacionales, sea mayor que en las DAV. Adem3s, en las etapas evolutivas de las DBV el enfriamiento es m3s r3pido que en las DAV. Como consecuencia, las enanas blancas DBV tienen tasas de cambio de per3odo alrededor de dos3rdenes de magnitud mayor que las DAV. Sin embargo, debido a la falta de constancia que presentan los per3odos observados se observa en los per3odos en este tipo de estrellas, no se han obtenido a3n mediciones definitivas de la tasa de cambio de per3odo. Aun as3, existe una estimaci3n de $\dot{\Pi}$ de la enana blanca DBV PG 1351+489 dada por Redaelli et al. (2011) cuyo valor es $\dot{\Pi} = (2.0 \pm 0.9) \times 10^{-13} \text{ s/s}$ y corresponde al modo con mayor amplitud observada y per3odo $\sim 489 \text{ s}$.

El objetivo de este trabajo es, por un lado, estudiar el impacto que tendr3a la emisi3n de axiones en las propiedades evolutivas y pulsacionales de EB deficientes en hidrógeno DB, en particular, en la tasa de cambio de per3odos, en vistas de determinar el potencial de estas estrellas para acotar las propiedades de los hipot3ticos axiones. Por otro lado, queremos derivar una cota a la masa del axi3n comparando la tasa de cambio de per3odo estimada de las observaciones por Redaelli et al. (2011) con un valor te3rico de $\dot{\Pi}$ utilizando un modelo astrosismol3gico de PG 1351+489 obtenido por C3rsico et al. (2014), pero incluyendo emisi3n de axiones. De esta forma se tendr3a un valor para la cota a la masa del axi3n independiente de aquellos valores obtenidos por C3rsico et al. (2012a,b) a partir del estudio astrosismol3gico de estrellas DAV.

Cabe mencionar que esperamos obtener s3lo un valor estimativo para la cota a la masa del axi3n, debido principalmente a que la medici3n de $\dot{\Pi}$ de la que se dispone no es definitiva. Para obtener un valor m3s confiable de dicha cota, ser3a necesario una medici3n m3s precisa.

En el cap3tulo 2 de esta tesis se resumen brevemente el marco te3rico del trabajo y las caracter3sticas de los c3digos num3ricos utilizados para calcular los modelos evolutivos y astrosismol3gicos, detallando finalmente cu3les fueron las simulaciones realizadas. Los cap3tulos 3 y 4 est3n dedicados a la presentaci3n de los resultados. En el cap3tulo 3 se exponen los resultados obtenidos del estudio del impacto de la emisi3n de axiones sobre las propiedades evolutivas y pulsacionales en enanas blancas DB en general. En el cap3tulo 4 se detalla el modelo astrosismol3gico utilizado para PG 1351+489 y se discute la posibilidad de acotar la masa del axi3n. Finalmente, en el cap3tulo 5 se presentan las conclusiones del trabajo.

Capítulo 2

Marco teórico y códigos numéricos



.sllurD

El objetivo principal de este capítulo es introducir brevemente el marco teórico del trabajo, de manera de situarlo en un contexto más general. Asimismo, se incluyen breves reseñas a los códigos numéricos utilizados para la realización del trabajo. En la sección 2.1 presentamos en líneas generales la física de los axiones. La sección 2.2 está dedicada a presentar brevemente aspectos de la estructura y evolución estelar, mientras que en la sección 2.3, se introducen cuestiones sobre las pulsaciones estelares. Finalmente, en la sección 2.4 exponemos cuáles fueron las simulaciones realizadas para poder alcanzar los objetivos del trabajo.

2.1. Sobre los axiones

El modelo estándar (SM, en sus siglas en inglés) de la física de partículas tiene como objetivo describir las partículas que constituyen toda la materia y sus interacciones fundamentales conocidas. El SM está constituido por la cromodinámica cuántica (QCD en sus siglas en inglés), que es la teoría que se ocupa de describir las interacciones fuertes, y la teoría electrodébil, que unifica las interacciones débiles y electromagnéticas. Así, este modelo incluye las interacciones fuerte, débil (interacciones de corto alcance) y la electromagnética, pero no la gravitatoria. El SM, si bien posee gran respaldo experimental, tiene algunos problemas sin resolver, además del hecho de no incluir la interacción gravitatoria. Uno de estos problemas es el denominado *problema CP de la QCD*. Veamos en líneas (muy) generales en qué consiste.

Si la naturaleza de las interacciones no cambia al realizar transformaciones de cierto tipo, se dice que tienen cierta simetría. Podemos mencionar tres transformaciones de suma relevancia: las transformaciones de carga C , de paridad P y de inversión temporal T . Una transformación de carga implica cambiar una partícula por una antipartícula (por ejemplo, un electrón por un positrón). Una transformación de paridad, por otra parte, corresponde a invertir el sentido de las coordenadas espaciales, $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$. Por último, una inversión temporal, cambia el sentido de la coordenada temporal, $t \rightarrow -t$. Se puede aplicar, por ejemplo, una transformación de paridad P y una de carga C simultáneamente. Si la naturaleza de las

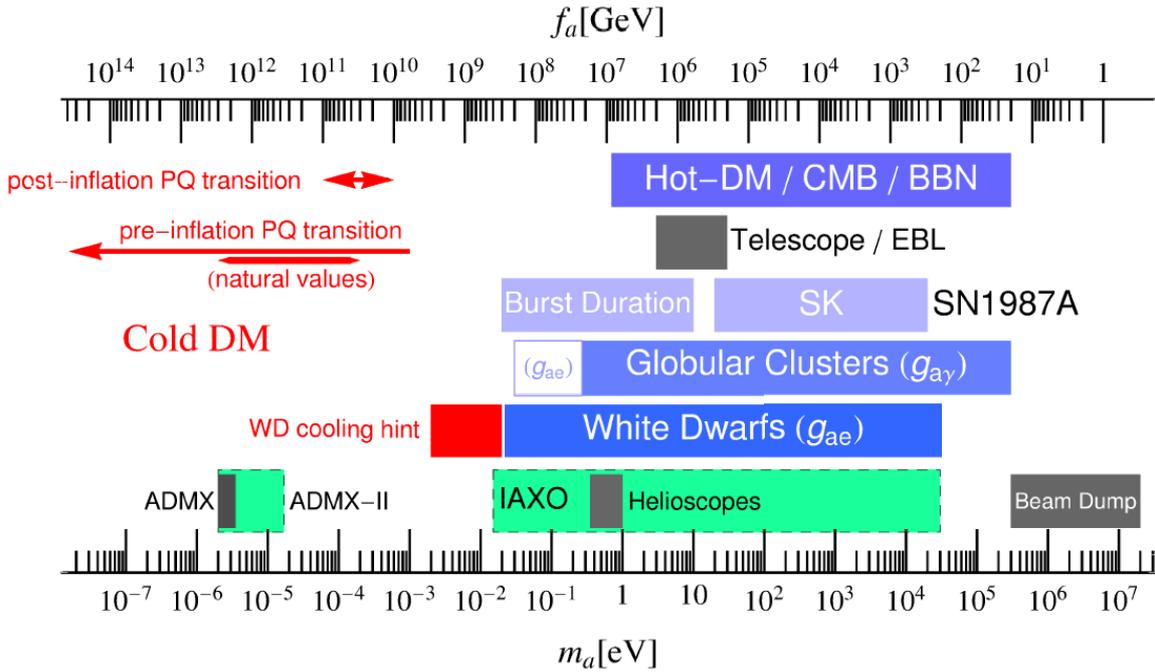


Figura 2.1. Cotas actuales a la masa del axi3n. Las barras indican los valores actualmente excluidos, seg3n cada m3todo, exceptuando las barras verdes, que indican las regiones que ser3n exploradas a futuro en la b3squeda del axi3n, a partir de experimentos de laboratorio o telescopios. Figura obtenida de Olive et al. (2014).

interacciones no varía ante esta doble transformaci3n, se dice que cumple la *simetría CP*. An3logamente, si se aplica adem3s una inversi3n temporal T , y las leyes de la f3sica resultan invariantes, se dice que cumplen la simetría *CPT*.

Los experimentos indican que la simetría *CPT* es una simetría que se conserva en todas las interacciones (Olive et al., 2014). No as3 la simetría *CP*, que se viola en algunos procesos que involucran la interacci3n d3bil (como en decaimientos del ka3n neutro). Adem3s, en el lagrangiano de la QCD (expresi3n te3rica que caracteriza la interacci3n fuerte) hay un t3rmino que viola la simetría *CP* expl3citamente (es decir, la expresi3n del t3rmino cambia al hacer transformaciones *CP*). Dicho t3rmino depende de un par3metro libre de la teor3a $\bar{\theta}$. Si el neutr3n tuviese un momento dipolar el3ctrico su valor ser3a proporcional a dicho par3metro. Sin embargo, experimentalmente no se observa un momento dipolar el3ctrico del neutr3n. L3mites experimentales a esta cantidad acotan el coeficiente $\bar{\theta}$ a $|\bar{\theta}| \lesssim 10^{-10}$ (Olive et al., 2014). Esto implica experimentalmente que no se observa violaci3n de la simetría *CP* en las interacciones fuertes. En principio, la QCD no proporciona ninguna raz3n para que este par3metro resulte tan peque3o (o quiz3s nulo), de hecho, se esperar3a que $\bar{\theta}$ sea del orden de la unidad. Por qu3 esto sucede es el denominado problema *CP* de la QCD. Una posible soluci3n a este problema fue propuesta por Peccei y Quinn en el a3o 1977 (Peccei & Quinn, 1977). La propuesta de Peccei y Quinn equivale, b3sicamente, a reemplazar la constante $\bar{\theta}$ por un campo dinámico, que ser3a el campo de axiones. Este procedimiento lleva naturalmente a que $\bar{\theta}$ se anule en el estado de m3nima energ3a de dicho campo. Una consecuencia directa de este mecanismo es la existencia de una partícula que fue denominada *axi3n* (Weinberg, 1978). La propuesta original de Peccei y Quinn fue descartada por las cotas experimentales y astrof3sicas. Las teor3as vigentes proponen que el axi3n se acopla muy d3bilmente con otras part3culas, lo cual implica que resulte poco masivo, y con una vida media muy prolongada. Este tipo de modelos se llamaron *modelos de axiones invisibles*. Actualmente, los modelos

más populares son el modelo KSVZ (Kim, 1979; Shifman et al., 1980) en donde los axiones se acoplan a hadrones y fotones, y el modelo DFSZ (Dine et al., 1981; Zhitnitsky, 1980) donde los axiones se acoplan además a electrones. Hoy en día, el mecanismo de Peccei y Quinn parece ser la solución más viable al problema CP de la QCD (Peccei, 2010). Para una discusión sobre el problema CP y sus posibles soluciones puede consultarse Peccei (2008) y Peccei (2010).

2.1.1. Cotas a la masa del axión

Las cotas astrofísicas a la masa del axión se basan en el hecho de que éstos se emitirían en el interior de los plasmas estelares y resultarían de esta forma en importantes sumideros de energía. La magnitud del acoplamiento de los axiones con la materia o la radiación está acotada por los límites observacionales en las tasas de pérdida de energía que puedan haber en los objetos estelares. En la figura 2.1, tomada de Olive et al. (2014), están graficados los valores actualmente excluidos a la masa del axión, a partir tanto de búsquedas en laboratorios y con telescopios, como de cotas derivadas con métodos astrofísicos y cosmológicos (que se basan en la comparación de propiedades medidas con valores teóricos de dichas propiedades. Para una explicación más detallada de cada cota y el método con que se obtuvo, puede consultarse Olive et al. (2014). Las cotas son, en general, obtenidas del acoplamiento de axiones con fotones y nucleones en el modelo KSVZ. Sólo los valores de las cotas derivadas a partir del estudio de cúmulos globulares y del enfriamiento de las enanas blancas usan el modelo DFSZ, donde en el gráfico se adoptó un valor de $\cos^2 \beta = 1/2$. En el caso de las EB, sólo se tiene acoplamiento de axiones con electrones. En el caso de los cúmulos globulares, en cambio, los acoplamientos pueden ser tanto con electrones como con fotones. También se observan las cotas obtenidas a partir del impacto que hubiese tenido la emisión de axiones en la supernova tipo Ia 1987 A. Las cotas más restrictivas son las obtenidas de métodos astrofísicos, a partir del estudio de cúmulos globulares, y del enfriamiento de las enanas blancas. La cosmología proporciona cotas inferiores a la masa del axión. Las bandas oscuras del gráfico representan valores excluidos por experimentos y búsquedas con telescopios. Entre éstos se encuentran, por ejemplo, CAST (CERN Axion Solar Telescope), dedicado a la búsqueda de axiones provenientes del Sol (Barth et al., 2013), y ADMX (Axion Dark Matter Experiment) (Asztalos et al., 2010). Las bandas verdes indican los próximos rangos de masas del axión que planean ser estudiados mediante experimentos y búsquedas con telescopios. Como mencionamos recientemente, las cotas más restrictivas se obtienen de los métodos astrofísicos. En particular, el estudio del enfriamiento en las enanas blancas podría proveer cotas en un rango de masas donde no hay aún experimentos propuestos para la búsqueda de axiones. Dicho rango se encuentra aproximadamente entre 10^{-5} y 10^{-2} eV.

2.1.2. Emisión de axiones en enanas blancas

En el interior denso de las enanas blancas, los axiones que podrían emitirse son los que se acoplan con electrones, es decir, los del modelo DFSZ. Los axiones de este modelo, en los plasmas estelares, pueden ser emitidos por procesos tales como Compton ($\gamma + e \rightarrow e + a$) y bremsstrahlung ($e + Ze \rightarrow Ze + e + a$)¹ (Raffelt, 1996). Sin embargo, en las enanas blancas el proceso dominante de emisión de axiones es el bremsstrahlung. En un plasma degenerado, el proceso Compton pierde relevancia debido al *bloqueo de Pauli*.² La emisión de axiones suele

¹(Ze) denota un núcleo de número atómico Z , e un electrón, a un axión y γ un fotón.

²Los electrones en un gas degenerado tienden a ocupar estados de baja energía. Por el principio de exclusión de Pauli dos electrones no pueden ocupar el mismo estado a la vez. Como consecuencia, hay pocos estados de baja energía disponibles para que un electrón pueda cambiar su estado. En el efecto Compton, el estado de un

2. Marco teórico y códigos numéricos

darse en términos de la constante de estructura fina de estas partículas α_a , que se relaciona con la masa de los axiones m_{ax} como:

$$\alpha_a = \frac{(2.8 \times 10^{-14} m_{\text{ax}}[\text{meV}] \cos^2 \beta)^2}{4\pi}, \quad (2.1)$$

donde $\cos^2 \beta$ es un parámetro libre de la teoría. La emisión de axiones por el proceso bremsstrahlung posee diferentes expresiones en el caso de un plasma degenerado o no degenerado. En las enanas blancas sólo el primero es importante. Además, en estas estrellas, debido a las altas densidades, las interacciones coulombianas no son despreciables. La magnitud de estas interacciones está dada por el parámetro de acoplamiento de Coulomb Γ . Para un plasma de una sola componente se tiene:

$$\Gamma = \frac{(Ze)^2}{ak_{\text{B}}T}, \quad (2.2)$$

donde k_{B} es la constante de Boltzmann, a es la separación media entre los iones, Z el número atómico correspondiente, y T la temperatura del plasma. Cuando Γ es pequeño ($\Gamma \ll 1$) las interacciones coulombianas son irrelevantes frente al movimiento térmico de los iones. Pero cuando el valor de Γ es del orden de la unidad, las interacciones coulombianas entre los iones empiezan a tomar relevancia.

Para el caso de correlaciones iónicas débiles ($\Gamma < 1$), la expresión de la emisión de axiones dada por Raffelt (1996) y adaptada para un plasma multicomponente por Miller Bertolami (2009) es:

$$\epsilon_{(\Gamma < 1)} = 10.85 \alpha_{26} T_8^4 \sum_j \frac{X_j Z_j}{A_j} F, \quad (2.3)$$

donde ϵ es la energía liberada por emisión de axiones por unidad de masa y tiempo, F está dado por

$$F = \frac{2}{3} \ln \left(\frac{2 + \kappa^2}{\kappa^2} \right) + \left[\frac{2 + 5\kappa^2}{15} \ln \left(\frac{2 + \kappa^2}{\kappa^2} - \frac{2}{3} \right) \right] \times \beta_{\text{F}}^2, \quad (2.4)$$

y las cantidades κ^2 y β_{F} son:

$$\kappa^2 = \frac{2\pi\alpha\hbar^3 c \rho}{m_u k T} \sum_j \frac{X_j Z_j}{A_j} \frac{1}{p_{\text{F}}}, \quad \beta_{\text{F}} = \frac{p_{\text{F}}^2}{m_e^2 c^2 + p_{\text{F}}^2}, \quad (2.5)$$

con:

$$p_{\text{F}}^2 = \hbar \left(\frac{3\pi^2 \rho}{\mu_e m_u} \right)^{1/3}. \quad (2.6)$$

En las expresiones de arriba $\alpha_{26} = \alpha_a/10^{-26}$, $T_8 = T/10^8 \text{ K}$, Z_j es el número atómico, X_j la abundancia por unidad de masa y A_j el número másico correspondientes a la especie nuclear j , α es la constante de estructura fina, ρ la densidad, μ_e es el peso molecular medio del electrón, m_u es la unidad de masa atómica, c es la velocidad de la luz en el vacío y \hbar , la constante de Planck ($\hbar = h/2\pi$).

Para el caso de correlaciones iónicas fuertes ($\Gamma > 1$), relevante en el interior de las enanas blancas, la expresión de la emisión de axiones DFSZ por efecto bremsstrahlung en un plasma degenerado dada por Nakagawa et al. (1988, 1987), es

$$\epsilon_{(\Gamma > 1)} = 10.8 \alpha_{26} T_8^4 \sum_j \frac{Z_j^2 X_j}{A_j} F_j, \quad (2.7)$$

electrón antes, y luego de haber interactuado con el fotón, debe ser distinto. Al haber pocos estados de baja energía disponibles, las interacciones por efecto Compton no son importantes en un plasma degenerado.

Tipo espectral	Características espectrales	Rango de temperatura
DO	fuertes líneas de HeII	$45000 \text{ K} \leq T_{\text{ef}} \leq 200000 \text{ K}$
DB	líneas de HeI	$11000 \text{ K} \leq T_{\text{ef}} \leq 30000 \text{ K}$
DC	sin líneas distinguibles	$T_{\text{ef}} \lesssim 11000 \text{ K}$
DQ	líneas de Cl y C	$T_{\text{ef}} \lesssim 11000 \text{ K}$
DZ	líneas de Mg, Fe y Si	$T_{\text{ef}} \lesssim 11000 \text{ K}$
DQ caliente	líneas de C	$T_{\text{ef}} \sim 20000 \text{ K}$

Tabla 2.1. Tipos espectrales de enanas blancas deficientes en hidrógeno junto con el rango de temperatura en que se observa cada tipo espectral.

donde F_j debe calcularse según las fórmulas de interpolación dadas por Nakagawa et al. (1988) para $Z \geq 2$.

2.2. Estructura y evolución estelar

Como ya mencionamos, las enanas blancas representan el estadio final de más del 97 % de las estrellas. Estos objetos fueron clasificados tradicionalmente por la composición química de su superficie. Aproximadamente el 85 % de las EB observadas presentan una superficie compuesta principalmente de hidrógeno y se denominan DA. El 15 % restante son EB que presentan superficies deficientes en hidrógeno y ricas en helio. Este tipo de EB es conocido como no-DA y existen diferentes subclases. Se cree que la mayoría de ellas podrían ser descendientes de estrellas tipo PG 1159. Estas estrellas son objetos luminosos y calientes con atmósferas deficientes en hidrógeno, y que presentan líneas de helio, carbono y oxígeno en su espectro. En la tabla 2.1 se encuentran las características principales de las subclases espectroscópicas de enanas blancas deficientes en hidrógeno. Las estrellas candidatas a convertirse en enanas blancas son aquellas cuya masa inicial es menor a 8-10 masas solares. Estrellas más masivas terminarán sus vidas explotando como supernovas tipo II. Pero la teoría de evolución canónica de las estrellas con masa hasta 8-10 masas solares predice enanas blancas tipo DA, es decir, con una envoltura rica en H. Para explicar la existencia de las EB deficientes en H, como las DB que interesan a este trabajo, es necesario proponer escenarios evolutivos distintos. En esta sección introducimos someramente la base del modelado de la evolución de las estrellas según la teoría, presentando brevemente la evolución de las estrellas que terminan como EB y haciendo alguna mención a los escenarios evolutivos para la formación de enanas blancas DB. En la sección 2.2.1 nos detenemos primero en algunos detalles del modelado de las estrellas según la teoría. En la sección 2.2.2 presentamos brevemente la evolución de estrellas candidatas a convertirse en enanas blancas, mencionando en particular el escenario evolutivo propuesto para la formación de enanas blancas deficientes en hidrógeno DB que consideramos en el cálculo de las secuencias y modelos evolutivos utilizados en este trabajo. Finalmente, en la sección 2.2.3 mencionamos algunas cuestiones de la implementación numérica de la teoría para el cálculo de los modelos. Para más detalle en el caso del modelado de las estrellas y su evolución puede consultarse Kippenhahn et al. (2012) y Salaris & Cassisi (2005).

2.2.1. Ecuaciones de estructura y evolución estelar

La teoría de evolución estelar pretende explicar la estructura y evolución de las estrellas. Para este propósito, es necesario modelar la estructura estelar y determinar las leyes físicas que

2. Marco teórico y códigos numéricos

governarán su evolución a través de ecuaciones que se obtienen considerando aproximaciones, algunas de las cuales listamos a continuación:

- La estrella se puede representar como un sistema esféricamente simétrico conformado de materia y radiación.
- El sistema se encuentra en ausencia de campos magnéticos y de rotación.
- La evolución estelar es lo suficientemente lenta como para considerar que a cada instante la estrella se puede representar con un modelo en equilibrio hidrostático.
- En el interior estelar cada capa se encuentra localmente en equilibrio termodinámico.

Como se supone simetría esférica, todas las cantidades del modelo, a un dado instante t , dependerán únicamente de la coordenada radial r , o en su defecto de la coordenada m , que es la masa contenida en una esfera de radio r . Tomando a t y m como las variables independientes, las ecuaciones de evolución estelar son ecuaciones diferenciales que describen la presión P , la temperatura T , la luminosidad l , el radio r y la abundancia química de los distintos elementos X_i (fracción de masa de los elementos respecto al total, siendo $i = 1, \dots, I$ con I la cantidad de núcleos distintos) como función de m y el tiempo t , y están dadas por:

$$\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho}, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial P}{\partial m} = -\frac{Gm}{4\pi r^4} - \frac{1}{4\pi r^4} \frac{\partial^2 r}{\partial t^2}, \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial l}{\partial m} = \epsilon_{\text{nuc}} - \epsilon_{\nu} - c_P \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\delta}{\rho} \frac{\partial P}{\partial t}, \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial T}{\partial m} = -\frac{GmT}{4\pi r^4 P} \nabla, \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial X_i}{\partial t} = f(X_j, T, P, r, l), \quad i, j = 1, \dots, I \quad (2.12)$$

donde ρ es la densidad, c_P es el calor específico a presión constante, ϵ_{nuc} es la liberación de energía nuclear por unidad de masa y de tiempo, ϵ_{ν} es la energía liberada por emisión de neutrinos por unidad de masa y de tiempo, a es la constante de densidad de radiación, c , la velocidad de la luz en el vacío y G , la constante de gravitación universal. Además, δ y ∇ designan:

$$\delta = \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T} \right)_P \quad \text{y} \quad \nabla = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \right). \quad (2.13)$$

La ecuación 2.8 es básicamente la de conservación de la masa, y puede tomarse como la definición de la coordenada m . La ecuación 2.9 es la ecuación de Euler en simetría esférica, que surge de la conservación del momento. La ecuación 2.10 es la ecuación de conservación de la energía. Esta ecuación plantea que la luminosidad en cada capa de la estrella y a cada instante ($l(m, t)$) dependerá de la energía generada por las reacciones nucleares, la pérdida de energía por neutrinos y la energía generada por las transformaciones termodinámicas experimentadas por la materia estelar (esta energía por unidad de masa y tiempo está representada en el tercer y cuarto término de la ecuación 2.10) en esa capa y ese instante. La ecuación 2.11 tiene que ver con el transporte de energía presente en la estrella. En general, el transporte puede ser radiativo, conductivo y/o convectivo (transporte de energía debido al desplazamiento macroscópico de materia). El valor de ∇ depende directamente del tipo de transporte presente. Si el transporte es radiativo y/o conductivo ∇ resulta:

$$\nabla_{\text{rad/cond}} = \frac{3}{16\pi a c G} \frac{\kappa l P}{m T^4}, \quad (2.14)$$

donde κ es la opacidad radiativa y/o conductiva. Si el transporte de energía es convectivo, el valor de ∇ dependerá de la teoría de convección utilizada. En el caso que las estrellas posean convección en sus regiones centrales, y debido a las densidades altas allí reinantes, el valor de ∇ puede ser tomado como el de ∇_{ad} , que es el gradiente de temperatura a entropía constante ($\nabla_{\text{ad}} = (\partial \ln T / \partial \ln P)|_S$). Además, es necesario establecer un criterio para determinar en cada capa de la estrella y en cada instante la naturaleza del transporte de energía. El *criterio de Schwarzschild* consiste en considerar que una determinada región es inestable frente a movimientos macroscópicos de materia cuando:

$$\nabla_{\text{rad}} > \nabla_{\text{ad}}. \quad (2.15)$$

Este es un criterio local, es decir, la situación de inestabilidad o no de una dada cáscara depende de propiedades que el material estelar tiene sólo en esa capa. El valor de ∇ en el régimen convectivo, y el criterio para decidir qué tipo de transporte de energía es más eficiente en cada cáscara de la estrella (y en cada momento) resultan importantes fuentes de incerteza en la teoría de evolución estelar, sobre todo en el cálculo de los perfiles químicos (i.e. composición química de la estrella en cada capa a un dado instante). Parte de estas incertezas tienen su origen en que puede existir mezcla del material en zonas que se encuentran más allá del límite convectivo. Al llegar el material perturbado al borde de la zona convectiva, éste puede continuar su camino por poseer una velocidad neta no nula, así, la capa de mezcla se extiende más allá del límite dado por el criterio. Estos procesos de mezcla más allá de la zona convectiva se suelen denominar *overshooting*.

La ecuación 2.12 representa, en realidad, un conjunto de ecuaciones, una para cada especie química i , donde $f(X_j, T, P, r, l)$ pretende denotar que la variación temporal de la abundancia química de cada elemento será una función de la composición química de la estrella, la temperatura, la presión, el radio y la luminosidad, pero en todos los puntos de la estrella, no sólo en los valores locales de las cantidades físicas. La forma específica de esta función depende, entre otras cosas, de cuál es el transporte de energía. En efecto, la variación química dependerá de dos fenómenos distintos. Uno de estos se debe a que las reacciones nucleares cambian la cantidad de núcleos de cierta especie en cada capa, ya sea aumentando alguna abundancia al producir núcleos de una dada especie, o disminuyéndola al utilizar los núcleos de dicha especie en reacciones. El otro fenómeno consiste en todos los procesos de mezcla de material presentes en la estrella, como lo es, por ejemplo, la convección. Luego, si definimos n_i como el número de partículas de una especie nuclear i por unidad de volumen ($n_i = X_i \rho / m_i$, con m_i la masa de una partícula de la especie i), se tendrá:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \left(\frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_{\text{nuc}} + \left(\frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_{\text{mezcla}}, \quad i = 1, \dots, I. \quad (2.16)$$

Este es un conjunto de I ecuaciones acopladas entre sí (ya que el cambio en la abundancia química de un elemento dependerá, en general, de la abundancia de otros elementos), y conectadas con las ecuaciones correspondientes a otras capas de la estrella debido al término de mezcla.

El primer término de la ecuación 2.16 puede escribirse como:

$$\left(\frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_{\text{nuc}} = - \sum_j \langle v\sigma \rangle_{ij} n_i n_j + \sum_{k,m} \langle v\sigma \rangle_{km} n_k n_m, \quad (2.17)$$

donde $\langle v\sigma \rangle_{ij} n_i n_j$ es la tasa de reacciones nucleares por par de partículas entre la especie i y la j , y $\langle v\sigma \rangle_{km} n_k n_m$ la tasa de reacciones nucleares por par de partículas entre las especies k y m que generan partículas de la especie i . En la ecuación 2.17 el primer término representa, entonces, la generación de partículas de la especie nuclear i , y el segundo término, su

destrucción. Las principales reacciones nucleares en la vida de las estrellas (progenitoras de enanas blancas) son cadenas de reacciones en donde básicamente se consume el H dando lugar a la formación de He (mediantes ciclos de reacciones denominados *protón-protón* y *CNO*), o procesos en los que se consume el He resultando en la formación de C y O (mediante el ciclo denominado *triple α*). También, dependiendo de la masa de la estrella, pueden darse reacciones en donde se generan elementos más pesados. La mayoría de estas reacciones son procesos de fusión exotérmica (i.e. que liberan energía), y son la principal fuente de energía durante la vida de las estrellas, excepto en la etapa de enana blanca.

El segundo término de la ecuación 2.16 incluye procesos más difíciles de modelar, como la convección. En general, este término suele escribirse de la siguiente manera:

$$\left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{\text{mezcla}} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \sum_l (D_{\text{mezcla}_l}) \frac{\partial n_i}{\partial r} \right), \quad (2.18)$$

donde D_{mezcla_l} representa el coeficiente de difusión del proceso de mezcla l , que determina cuán efectivo es dicho proceso de mezcla. Entre los procesos de mezcla macroscópica podemos mencionar la convección y el *overshooting*. También existen procesos de mezcla microscópica, que adquieren relevancia en la etapa de enana blanca de las estrellas. Estos se denominan *procesos de difusión* y pueden ser de difusión química, térmica o procesos de sedimentación. El primero tiende a suavizar los gradientes de composición química que puedan existir en la estrella. En el segundo, elementos más pesados tienden a ir a zonas de mayor temperatura. En el proceso de sedimentación, en cambio, los elementos más livianos tienden a ir hacia la superficie (i.e. zonas de menor presión), mientras que los más pesados hacia el centro de la estrella. Cada proceso tendrá un valor del coeficiente de difusión en el modelado de la evolución de las estrellas. Los valores de los coeficientes de difusión tienen ciertas incertezas, que se trasladan en incertezas en el cálculo de los perfiles químicos de las enanas blancas.

Finalmente, para resolver las ecuaciones de estructura y evolución estelar, es necesario determinar la ecuación de estado del material estelar y conocer las cantidades c_P , κ , ϵ_{nuc} y ϵ_ν que también determinan las propiedades del material y serán función de la presión, la temperatura y la composición química. Asimismo, es necesario definir las condiciones de borde (es decir, en el centro y en la superficie estelar) y las condiciones iniciales del modelo.

2.2.2. Breve descripción de la evolución estelar

La construcción de la teoría de evolución estelar se basa en la gran cantidad de información que se fue adquiriendo de las estrellas a partir de las observaciones (como por ejemplo, la necesidad de proponer nuevos caminos evolutivos para explicar la existencia de estrellas cuyos espectros no presentan líneas de H). Entre las cantidades observables más directas de una estrella se encuentran su magnitud e índice de color. La primera se relaciona con la luminosidad superficial, y la segunda con la temperatura efectiva³. El diagrama de Hertzsprung-Russell teórico (diagrama H-R) es un gráfico de luminosidad superficial (L) contra temperatura efectiva (T_{ef}). A partir de cálculos numéricos basados en la teoría de evolución estelar, podemos graficar los caminos evolutivos de los modelos estelares en este diagrama. Así, podemos compararlo con la información adquirida de las observaciones, que nos muestra que la relación entre temperatura y luminosidad de las estrellas se correlaciona de alguna manera, y que esta correlación depende fuertemente de las poblaciones estelares observadas.

En la figura 2.2 se puede observar un diagrama H-R evolutivo de estrellas de distinta masa. La secuencia principal (MS en sus siglas en inglés) es una banda en el diagrama donde

³Temperatura que tendría un cuerpo negro que emita con la misma luminosidad total que dicha estrella.

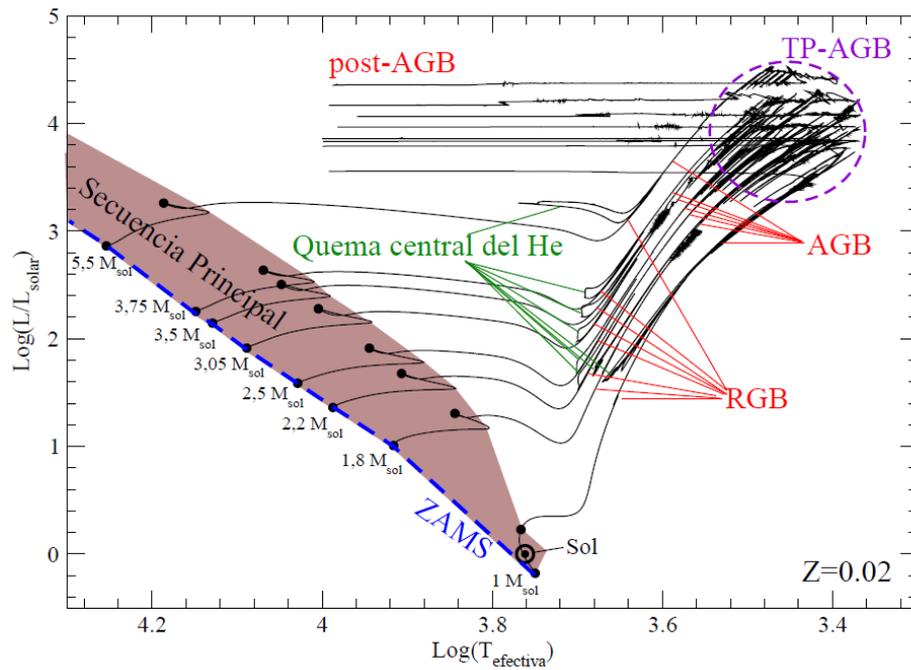


Figura 2.2. Diagrama H-R evolutivo de estrellas de distinta masa, en el que se pueden distinguir, para cada caso, las distintas fases evolutivas. La zona donde las estrellas experimentan los pulsos térmicos está marcada como TP-AGB. Figura tomada de Miller Bertolami (2009).

se ubican las estrellas que se encuentran quemando hidrógeno en el núcleo de manera estable. La ubicación de estas estrellas en la MS, y su tiempo de vida en esta etapa, dependen directamente de la masa que posean. En dicha figura se puede observar que a mayores luminosidades y temperaturas se encuentran las estrellas más masivas, mientras que a menores luminosidades y temperaturas se ubican las de menor masa. La secuencia principal es de las primeras etapas en la vida de una estrella. La rama de las gigantes rojas (RGB en sus siglas en inglés) y la rama asintótica de las gigantes (AGB en sus siglas en inglés) representan estadios posteriores en la evolución de una estrella. En la figura 2.3 se observa el camino evolutivo de una estrella de 3 M_{\odot} y se aprecian estas etapas, junto con la fase post-AGB y de enana blanca. Estas regiones del diagrama se pueden observar por ejemplo, en un diagrama H-R de cúmulo globular (fig. 2.4), donde podemos decir que todas las estrellas tienen la misma edad, pero dependiendo de su masa estarán en distintos estadios de su evolución. Estos cúmulos proporcionan la posibilidad de poner a prueba y ajustar la teoría de evolución estelar.

Evolución de la estrella progenitora

Las estrellas se forman a partir del colapso gravitatorio de una nube de material interestelar. Durante dicho colapso, la temperatura en el centro de la nube de material va aumentando. En algún momento esta temperatura es la suficiente para que ocurra la fusión de hidrógeno en helio. Así comienzan las reacciones nucleares en la estrella. En este punto, la estrella se ubica en la secuencia principal de edad cero (ZAMS, en sus siglas en inglés) donde la liberación de energía por reacciones nucleares contrarresta el colapso gravitatorio, y la estrella alcanza el equilibrio térmico e hidrostático. Durante su evolución en la MS, la estrella quema H en el núcleo de manera estable, obteniendo al final de esta etapa un núcleo de He. El tiempo de vida en la MS depende fuertemente de la masa inicial (es decir, en la ZAMS) de la estrella. Las estrellas más masivas agotan más rápido el contenido de H en el núcleo. Al final de la

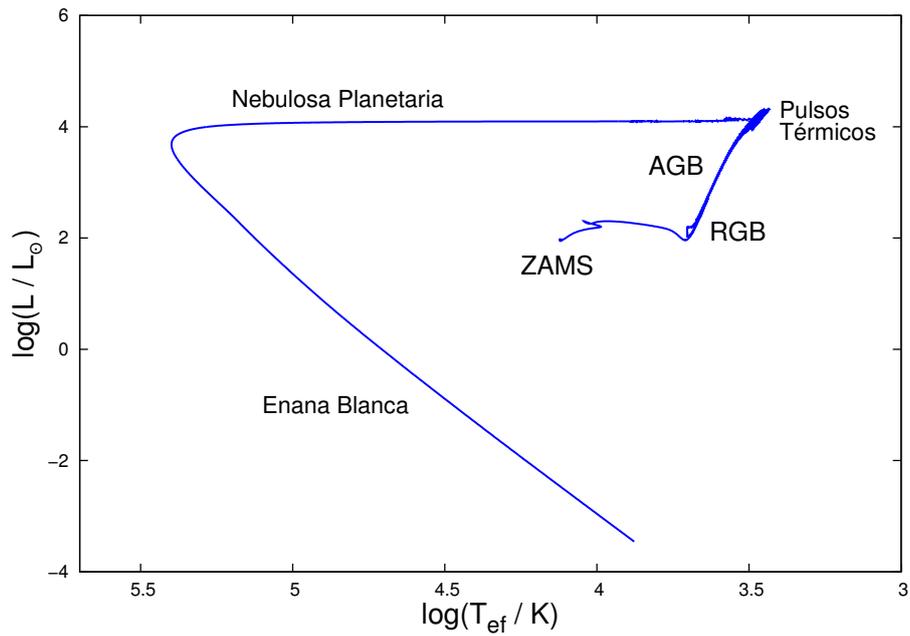


Figura 2.3. Diagrama H-R evolutivo de una estrella de $3 M_{\odot}$, desde la ZAMS hasta la etapa de enana blanca. La secuencia evolutiva fue calculada por el Grupo de Investigación de Evolución Estelar y Pulsaciones de La Plata.

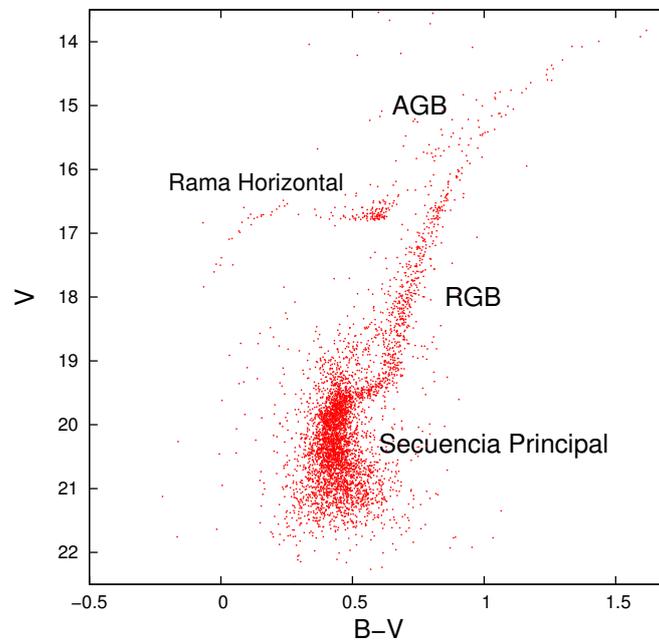


Figura 2.4. Diagrama color-magnitud del cúmulo globular NGC 1261, según datos de magnitud visual (V) y color ($B-V$) obtenidos de Kravtsov et al. (2010). En la rama horizontal se ubican las estrellas que se encuentran quemando helio en el núcleo.

etapa de secuencia principal se crea una cáscara que quema H y que rodea al núcleo de He.

La evolución luego de la MS es cualitativamente distinta si la estrella es de masa baja o intermedia. Se consideran como estrellas de masa baja aquellas cuyo núcleo de He alcanza un estado degenerado inmediatamente después de la fase de secuencia principal (Iben & Renzini, 1983). Por el contrario, las estrellas de masa intermedia no presentan un núcleo degenerado de He en esta etapa. En estrellas de masa baja, la temperatura del núcleo de He aumenta lentamente a medida que la masa de éste es cada vez mayor por la quema de H en capas. El núcleo se contrae mientras las capas externas se expanden y la estrella se mueve a temperaturas efectivas menores en el diagrama H-R. La luminosidad también aumenta a medida que crece la masa del núcleo y la estrella asciende por la rama de las gigantes rojas (RGB). En el caso de estrellas de masa intermedia la situación es diferente. Al ser el núcleo de He no degenerado y carecer de la presencia de reacciones nucleares, se aparta eventualmente del equilibrio y sufre una contracción. Como consecuencia de esta contracción aumenta su temperatura, mientras las capas externas se expanden y la temperatura efectiva disminuye. Este es un proceso que involucra escalas de tiempo más cortas que en el caso de las estrellas de masa baja.

En ambos casos, la temperatura central alcanza en algún momento un valor lo suficientemente alto para producir la fusión del He. En el caso de estrellas de masa baja, el aumento de temperatura prácticamente no cambia la presión del gas que conforma el núcleo de He, debido a su degeneración. Por esta razón, la energía liberada por las reacciones nucleares aumenta la temperatura del núcleo, que no alcanza a expandirse para enfriarse. A su vez, la tasa de reacciones nucleares se incrementa debido a que depende fuertemente de la temperatura. En consecuencia la situación se torna inestable. Este es el denominado *flash de helio*. En algún momento la temperatura central crece lo suficiente como para que el núcleo salga de su estado degenerado y la quema de He se torna estable. En el caso de las estrellas de masa intermedia, el encendido del He se da en condiciones no degeneradas, y por ende, estables.

Durante la fase de quema estable de helio en el núcleo, sigue activa una capa que quema H en He. Tanto estrellas de masas bajas como intermedias desarrollan luego de esta etapa un núcleo de carbono y oxígeno (C/O) finalmente en condiciones degeneradas. Cuando se consume el He del núcleo se crea una capa de quema de He. Luego, la estrella posee un núcleo de C/O degenerado más dos capas con reacciones nucleares, una de quema de He en C/O y la otra de quema de H en He. La región entre estas capas contiene He, y la envoltura de la estrella es rica en H. Durante esta etapa el núcleo de C/O va aumentando su masa por la quema de He en capa y aumenta la luminosidad superficial, mientras que las capas externas se expanden y la estrella sube por la rama asintótica de las gigantes en el diagrama H-R (fig. 2.2).

La AGB es una etapa donde la estrella pierde la mayor cantidad de masa debido a los fuertes vientos estelares y a los pulsos térmicos. Estos últimos son inestabilidades que ocurren en la quema en capas. La capa que quema He eventualmente llega a la discontinuidad química entre la zona rica en He y la zona rica en H. En este momento la capa se apaga y se produce una rápida contracción del material. La cáscara que quema He se contrae y se calienta mientras aumenta su masa debido a la capa que quema H. La inestabilidad en este caso se debe a que la capa que quema He es muy delgada (no hay degeneración del plasma). En algún momento se enciende la quema de He que resulta inestable, debido a la delgadez de esta capa de He. En esta situación la expansión del material no implica un enfriamiento de la capa, sino que ésta se calienta aumentando su temperatura. Este hecho aumenta aún más la liberación de energía por reacciones nucleares, que implica otro aumento de temperatura, dando lugar a la inestabilidad. La energía liberada por las reacciones nucleares en la capa que quema He se consume por el aumento de la temperatura de la capa y por la expansión del material.

Debido a esta expansión la capa que quema H se mueve a zonas de menor temperatura y densidad, con lo cual disminuye considerablemente la energía liberada por la fusión de H. En algún momento, la capa que quema He alcanza un espesor suficiente para que una expansión del material tenga como consecuencia disminuir la temperatura, y la quema de He se torna estable. Eventualmente la capa de quema de He alcanza nuevamente la discontinuidad química de H/He y la estrella atraviesa otro pulso térmico. De esta forma, este es un proceso que se repite periódicamente.

En la evolución post-AGB, la estrella, que perdió gran parte de su envoltura rica en H, se mueve a zonas del diagrama H-R de temperaturas mayores a luminosidad casi constante entrando en la fase de nebulosa planetaria. El material que fue eyectado brilla por la energía recibida del núcleo caliente que quedó en el centro. Este material se dispersa fundiéndose con el medio interestelar. Al disminuir la masa de la cáscara de H, ésta se enfría y la capa que quema H se apaga. La luminosidad de la estrella disminuye alrededor de dos órdenes de magnitud, y la energía gravotérmica⁴ se vuelve la principal fuente de energía de la estrella. Este es el inicio de la etapa de enana blanca. A partir de este punto, la evolución de la estrella consiste básicamente en un proceso de enfriamiento. Se define el tiempo de enfriamiento de una enana blanca como aquel que transcurre a partir del momento en que cesa la quema de H.

Según el camino evolutivo que acabamos de resumir, se obtienen enanas blancas con una envoltura muy delgada, rica en hidrógeno. A continuación describimos brevemente el escenario propuesto para la formación de enanas blancas deficientes en hidrógeno.

Formación de enanas blancas deficientes en hidrógeno

Actualmente el escenario aceptado para la formación de enanas blancas deficientes en hidrógeno consiste en la posible existencia de pulsos térmicos en una etapa posterior a la AGB. Para más información sobre los posibles mecanismos de formación de enanas blancas deficientes en hidrógeno puede consultarse la tesis doctoral de J. A. Panei (Panei, 2004) y la tesis doctoral de M. M. Miller Bertolami (Miller Bertolami, 2009).

La etapa entre que la estrella sale de la AGB y se ubica en la parte más luminosa de la región de enanas blancas es bastante más rápida que su evolución durante la AGB. Sin embargo, dicha etapa es del orden de tiempo que suele haber entre un pulso térmico y otro. Por ende, la estrella puede experimentar otro pulso térmico en esta etapa. Estos pulsos térmicos se dividen en tres clases según si ocurren en el momento que la estrella está abandonando la AGB (AFTP), luego de abandonar la AGB mientras se mueve hacia mayores temperaturas en el diagrama H-R (pulso térmico tardío o LTP) o directamente cuando está entrando en la fase de enana blanca (pulso térmico muy tardío o VLTP). Este último es el escenario propuesto de los modelos de enanas blancas DB utilizados en este trabajo. Este pulso térmico muy tardío se desarrolla cuando la estrella se encuentra disminuyendo su luminosidad debido a que se apaga la capa que quema H. Cuando el pulso térmico ocurre se generan capas convectivas en la estrella, que transportan la energía producida en dicho pulso. Como éste tiene lugar cuando ya no hay una capa de quema de H, las capas convectivas alcanzan la envoltura rica en H. Esto no ocurre cuando la quema de H en capas es aún importante, ya que esta capa actuaría como una barrera para el material convectivo. Esta circunstancia es lo que diferencia el VLTP de los anteriores pulsos térmicos. Al alcanzar la zona convectiva al material rico en H, este se mezcla ingresando en zonas más profundas y calientes donde es consumido en reacciones nucleares. Así, la estrella agota prácticamente todo su contenido de hidrógeno. Luego regresa a la AGB, pero como una estrella deficiente en hidrógeno (estrella

⁴Energía térmica de los iones más energía gravitatoria por contracción.

AGB renacida) que eventualmente volverá a abandonar la AGB convirtiéndose en una enana blanca deficiente en hidrógeno. En el caso de los pulsos térmicos LTP ó AFTP la envoltura resultante de la estrella contiene cierta fracción de H (aunque pequeña), siendo esta fracción mucho menor en las estrellas que atraviesan un LTP.

Etapa de enana blanca

Una estrella AGB renacida, que atravesó un VLTP, regresa nuevamente a zonas del diagrama H-R de mayor temperatura a luminosidad casi constante. Ahora la luminosidad está dada por la quema de He en capas. Cuando esta capa que quema He se apaga, la luminosidad empieza a disminuir. Esta es la zona que forma el codo en el diagrama H-R y es el dominio de las estrellas PG 1159, que serían las progenitoras de las EB deficientes en hidrógeno. Eventualmente, por efecto de la sedimentación gravitatoria (elementos más livianos como el He tienden a ir a la superficie) la envoltura se vuelve de He puro (o casi puro). Este es el dominio de las estrellas DO, cuya temperatura es suficiente como para contener He ionizado en su atmósfera. En este punto, cuando la capa de He ya se apagó, la principal fuente de energía de la estrella es la energía gravotérmica y la estrella entra en un lento proceso de enfriamiento. A partir de este momento comienza a medirse el tiempo de enfriamiento en estas estrellas. En las primeras etapas de enana blanca el principal sumidero de energía que domina el enfriamiento de la estrella es la liberación de neutrinos, que resulta incluso más importante que la liberación de fotones. La emisión de neutrinos depende de la temperatura. Por ende, a medida que la estrella se enfría, la emisión de estas partículas va disminuyendo, hasta que en algún momento pierde relevancia. Esto ocurre en el límite caliente del rango de temperaturas en las que se observan las DB ($T_{ef} \sim 30000$ K). Cuando la emisión de neutrinos ya no es relevante, la estrella se enfría básicamente por la emisión de fotones, que se debe principalmente a la liberación de energía gravotérmica. De esta forma, la luminosidad de fotones resulta del mismo orden que el cambio en energía térmica y gravitatoria. Esta es la etapa evolutiva de enana blanca mejor entendida. A temperaturas menores comienzan los procesos de cristalización y separación física de elementos, por la separación de fase que ocurre entre el C y el O luego de la cristalización (la parte sólida del núcleo de la EB es más rica en O que la mezcla de C/O previa a la cristalización). Otro proceso de separación física de elementos es la sedimentación de elementos de menor abundancia (como el ^{22}Ne). Estos procesos cambian los tiempos de enfriamiento, ya que afectan las fuentes de energía (la cristalización libera calor latente y la separación física de los elementos libera energía gravitatoria).

2.2.3. Código de evolución estelar LPCODE

Las ecuaciones 2.8-2.12 no pueden ser resueltas de manera analítica para modelos realistas de estrellas, por lo que se resuelven utilizando métodos numéricos. Las secuencias evolutivas y modelos evolutivos de enanas blancas utilizados en este trabajo se obtuvieron con el código LPCODE. Este código numérico fue realizado íntegramente en la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la UNLP (ver Althaus et al. 2005 para una descripción detallada de la versión utilizada en esta tesis). Con el LPCODE se obtuvieron secuencias evolutivas y modelos detallados de enanas blancas (Althaus et al., 2010b; Renedo et al., 2010) y pre-enanas blancas PG 1159 (Althaus et al., 2005; Miller Bertolami & Althaus, 2006). También, ha sido utilizado para estudiar la formación de enanas blancas DQ calientes (Althaus et al., 2009a), para producir secuencias evolutivas de EB incluyendo la emisión de axiones (Miller Bertolami et al., 2014), y para el estudio de pérdidas de energía por propiedades anómalas del neutrino (Miller Bertolami, 2014) en vistas de acotar propiedades de la física de estas partículas.

El LPCODE se basa en el tratamiento numérico descrito por Kippenhahn et al. (1967)

y consiste, básicamente, en un método tipo Henyey implícito. Para mejorar la estabilidad numérica, las variables que utiliza el LPCODE no son aquellas que aparecen en las ecuaciones de estructura y evolución, sino que se realizan los siguientes cambios de variables:

$$\xi = \ln(1 - m_r/M_\star), \quad (2.19)$$

$$\theta = \ln(T/T_0), \quad T_0 \equiv 10^6 \text{ K}, \quad (2.20)$$

$$p = \ln(P/P_0), \quad P_0 \equiv 10^{15} \text{ dinas cm}^{-2}, \quad (2.21)$$

$$x = \ln(r/r_0), \quad r_0 \equiv 10^{10} \text{ cm}, \quad (2.22)$$

$$\lambda = l/\Delta L_0, \quad L_0 \equiv 10^{33} \text{ erg s}^{-1}, \quad (2.23)$$

donde M_\star es la masa del modelo estelar y Δ es una cantidad que se reajusta automáticamente para mantener el valor de λ por debajo de 10.

Las ecuaciones de cambio químico se resuelven de manera desacoplada a las otras cuatro. Esto no intrduce un error significativo si se considera un intervalo en la coordenada t lo suficientemente pequeño. En el LPCODE este intervalo está determinado a partir de cotas máximas a la variación de temperatura, luminosidad y presión en cada iteración de tipo temporal. Para más detalles del código LPCODE puede consultarse la tesis doctoral de Miller Bertolami (2009).

Física constitutiva del LPCODE

Las ecuaciones de estado utilizadas por el código dependen del régimen evolutivo que se quiera estudiar. En las etapas anteriores a la de enana blanca, para bajas temperaturas y densidades, se utiliza una ecuación de estado analítica que contempla la ionización parcial en un gas ideal y la presión de radiación. En el régimen de altas temperaturas y densidades esta ecuación de estado tiene en cuenta los fenómenos de presión de radiación, degeneración electrónica, interacciones coulombianas y contribuciones iónicas. En el régimen de enana blanca se utilizan dos ecuaciones de estado distintas. Para la envoltura de la enana blanca se utiliza la ecuación de estado de Magni & Mazzitelli (1979), que considera efectos de ionización parcial. Para las regiones de altas densidades, en cambio, se utiliza la ecuación de estado de Segretain et al. (1994), para plasmas completamente ionizados (ver Althaus et al. 2007).

Las opacidades radiativas que utiliza el LPCODE son las OPAL (Iglesias & Rogers, 1996), y las opacidades moleculares de Alexander & Ferguson (1994) para las bajas temperaturas. Las opacidades conductivas son las de Cassisi et al. (2007).

Los procesos de generación de neutrinos que no involucran reacciones nucleares, importantes en la etapa de enana blanca, son el neutrino *plasmon* ($\gamma \rightarrow \bar{\nu}\nu$), la fotoproducción ($\gamma e^- \rightarrow e^- \bar{\nu}\nu$), la aniquilación de pares ($e^+e^- \rightarrow \bar{\nu}\nu$) y el efecto bremsstrahlung ($e^-(Ze) \rightarrow (Ze)e^- \bar{\nu}\nu$). En el LPCODE se calcula la emisión de neutrinos por aniquilación de pares y fotoproducción según Itoh et al. (1989, 1996), la emisión de neutrinos plasmón según Haft et al. (1994) y la emisión por behmmstrahlung según Itoh & Kohyama (1983) para la fase líquida y según Munakata et al. (1987) para la fase sólida.

Los elementos químicos considerados en las reacciones nucleares en el LPCODE son dieciséis (H, ^4He , D, ^3He , ^7Li , ^7Be , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O , ^{18}O , ^{19}F , ^{20}Ne , ^{22}Ne), y las reacciones nucleares para describir la quema de H mediante el ciclo *protón-protón* (p-p) y el ciclo *CNO*, la quema de He mediante el ciclo *triple α* y el encendido del C son treinta y cuatro. Las tasas de las reacciones nucleares que utiliza el LPCODE fueron obtenidas en la mayoría de los casos de Caughlan & Fowler (1988) y en otros de Angulo et al. (1999).

En particular, en los resultados de este trabajo es importante la tasa de la reacción $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. Esta reacción determina en gran medida la proporción de C/O en el núcleo resultante de una enana blanca. El valor de la tasa de esta reacción es tomada de Angulo et al. (1999).

Por último, en el régimen de enana blancas, el LPCODE tiene en cuenta los procesos de difusión térmica, química y la sedimentación de elementos químicos. Asimismo, para bajas temperaturas se incluye el proceso de cristalización del núcleo de la enana blanca, teniendo en cuenta las fuentes de energía durante este proceso. Estas son el calor latente y la energía liberada por la separación de fase del carbono y oxígeno (Isern et al., 2000, 1997). Los coeficientes para los procesos de difusión son tomados de Paquette et al. (1986).

Implementación de la emisión de axiones

La incorporación de la emisión de axiones por el modelo DFSZ al LPCODE, para diferentes regímenes (grado de degeneración y de correlación iónica) y por distintos procesos, fue realizada por Miller Bertolami (2009). En el código se incluye la emisión de axiones por efecto Compton y por efecto bremsstrahlung. La emisión por efecto Compton se incorporó según Raffelt & Weiss (1995), y en ella se incluye un factor que caracteriza la pérdida de relevancia de dicho efecto frente a la degeneración del plasma. La emisión por efecto bremsstrahlung para un plasma no degenerado es una versión adaptada de Raffelt (1996). Para el caso degenerado, la emisión de axiones depende del grado de correlación iónica. Para correlaciones iónicas débiles se sigue el tratamiento de Raffelt & Weiss (1995) adaptado para un plasma multicomponente. En el caso de correlaciones iónicas fuertes se utiliza una expresión adaptada de los cálculos de Nakagawa et al. (1988, 1987).

Por último, mencionamos que para la implementación de la emisión de axiones se modifica la ecuación 2.10 que caracteriza la variación de la luminosidad, agregando el término de la emisión de axiones ϵ_{ax} :

$$\frac{\partial l}{\partial m} = \epsilon_{nuc} - \epsilon_{\nu} - \epsilon_{ax} - c_P \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\delta}{\rho} \frac{\partial P}{\partial t}. \quad (2.24)$$

donde ϵ_{ax} está dado, en el régimen de enana blanca, por las ecuaciones 2.3 y 2.7 de la sección 2.1.2. La incorporación de la emisión de axiones se incluye simplemente como un término de pérdida de energía en la ecuación 2.10 debido a que estas partículas se escaparían del interior de las enanas blancas prácticamente sin volver a interactuar con la materia estelar, por poseer caminos libres medios grandes. En condiciones solares el camino libre medio es del orden de 10^{23} cm (Raffelt, 1986). Teniendo en cuenta la densidad media en una enana blanca, el camino libre medio de los axiones en estas estrellas sería aproximadamente del orden de 10^8 veces el radio de la enana blanca.

2.3. Pulsaciones Estelares

Durante su evolución, las estrellas atraviesan fases de inestabilidad pulsacional. En particular, las enanas blancas también experimentan estos estados de inestabilidad mecánica durante sus vidas. En la figura 2.5 se observan en el diagrama H-R las zonas de inestabilidad que pueden atravesar las enanas blancas (y pre enanas blancas) durante su evolución.

En la tabla 2.2 se listan distintos tipos de EB (y pre EB) pulsantes, junto a los rangos de temperatura efectiva en que se observan. Los períodos observados en este tipo de estrellas pulsantes van desde los 100 a los 1200 segundos.

Una capa de material en equilibrio hidrostático en la estrella puede ser perturbada por algún mecanismo y comenzar a oscilar. Este mecanismo puede ser una fuerza externa (debida, por ejemplo, a la presencia de una estrella compañera) o algún mecanismo de autoexcitación presente en la estrella, mediante el cual se transforma energía del campo de radiación en energía cinética de oscilación. Este es el caso de las pulsaciones en enanas blancas, donde el

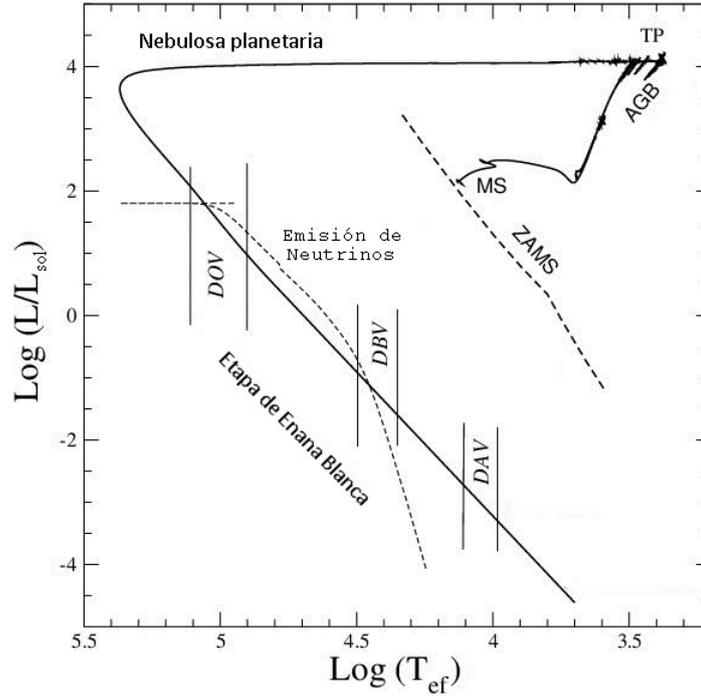


Figura 2.5. Diagrama H-R evolutivo de un modelo de estrella de 3.5 masas solares, donde se pueden ver las distintas zonas de inestabilidad pulsacional durante la etapa de enana blanca. Imagen adaptada de Althaus et al. (2010a).

mecanismo de excitación está relacionado con efectos desestabilizantes que se originan en las zonas de ionización parcial (i.e. zonas que presentan mezcla de átomos con diferentes grados de ionización) de los elementos más abundantes en las envolturas. En el caso de las enanas blancas DAV se tiene ionización parcial del H, en las DBV, del He, y en las PG1159, del C y el O. Este mecanismo de excitación se denomina *mecanismo $\kappa - \gamma$* (ver Unno et al. 1989 y Cox 1980). Además, en la base de una región de ionización parcial generalmente se desarrolla una zona convectiva. Cuando la convección se extiende a zonas más profundas, contribuye también a la excitación de pulsaciones mediante un mecanismo denominado *convective driving* (Goldreich & Wu, 1999).

Dependiendo de las características de su estructura (como la composición química, radio, etc) las estrellas tendrán sus propios modos normales de oscilación. La amplitud de estos modos normales puede llegar a ser lo suficientemente importante como para producir cambios de temperatura en la superficie estelar observables como cambios de brillo con cierta periodicidad en la curva de luz de estas estrellas ($L \propto T_{\text{ef}}^4$). Además, las características de los modos normales de pulsación (como por ejemplo el período de pulsación) pueden ir cambiando en el tiempo a medida que la evolución de la estrella imprime cambios en su estructura.

Las pulsaciones se denominan *radiales* o *no radiales* dependiendo de que el desplazamiento del material perturbado sea sólo en la dirección radial o no. En el caso de las enanas blancas las pulsaciones presentes son no radiales. Los modos normales de pulsación en estas estrellas son de un tipo llamado *modos g*, en los que la fuerza gravitatoria juega un papel fundamental. Otro tipo de modos son los *modos p* que consisten básicamente en ondas acústicas, cuya principal fuerza de restitución la constituyen los gradientes de presión.

Como ya mencionamos, la astrosismología de enanas blancas es una herramienta más que nos brinda información de la estructura y la evolución de estas estrellas. Esta técnica se basa en comparar los períodos observados presentes en EB, con períodos derivados a partir de

Tipo	Descripción	Rango de temperatura
PNNV	PG 1159 pulsante con nebulosa planetaria	$80000 \text{ K} \leq T_{\text{ef}} \leq 180000 \text{ K}$
DOV	PG 1159 pulsante sin nebulosa planetaria	$80000 \text{ K} \leq T_{\text{ef}} \leq 180000 \text{ K}$
DBV	DB pulsante	$22000 \text{ K} \leq T_{\text{ef}} \leq 29000 \text{ K}$
DAV	DA pulsante	$10500 \text{ K} \leq T_{\text{ef}} \leq 12500 \text{ K}$
DQV	DQ caliente pulsante	$19000 \text{ K} \leq T_{\text{ef}} \leq 22000 \text{ K}$

Tabla 2.2. Enanas blancas (y pre enanas blancas) pulsantes junto con los rangos de temperatura efectiva correspondientes a la banda de inestabilidad de cada tipo.

modelos de estrellas pulsantes, para la obtención de propiedades estelares. En general, un determinado modo de pulsación tendrá una amplitud de vibración más importante en cierta región de la estrella, proporcionando información de la misma. De esta forma el estudio de los modos de pulsación permite obtener información del interior de las estrellas. Cuantos más modos de pulsación sean observables en la EB, más información se puede obtener.

La obtención de los modelos astrosismológicos se basa en la teoría de pulsaciones estelares no radiales. A continuación, en las secciones 2.3.1 y 2.3.2 describimos brevemente aspectos de la teoría de pulsaciones estelares adiabáticas no radiales. Descripciones detalladas de esta teoría pueden encontrarse en Cox (1980) y Unno et al. (1989). En la sección 2.3.3 damos algunas características del código de pulsaciones utilizado, LP-PUL, y exponemos las simulaciones realizadas.

2.3.1. Ecuaciones de pulsación

Para modelar las pulsaciones estelares se proponen pequeñas perturbaciones dependientes del tiempo a un modelo de estrella en equilibrio, esféricamente simétrico (esta simetría se romperá al considerar las pulsaciones no radiales) y en ausencia de campos magnéticos y rotación. Para simplificar las ecuaciones se incluye, además, la condición de oscilaciones adiabáticas. Esto quiere decir que no hay intercambio de calor entre los elementos del fluido al oscilar. Esta es una buena aproximación en las regiones internas de la estrella pero no en el exterior. Para el estudio de las pulsaciones se escriben las cantidades físicas como su valor en el equilibrio más una pequeña perturbación:

$$\rho = \rho_0 + \rho', \quad (2.25)$$

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi', \quad (2.26)$$

$$P = P_0 + P', \quad (2.27)$$

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}', \quad (2.28)$$

donde ρ es la densidad, Φ el potencial gravitatorio, P la presión y \vec{v} la velocidad de flujo. El subíndice cero denota las cantidades físicas en el equilibrio y las cantidades primadas denotan la variación euleriana, es decir, la variación de la cantidad física en un determinado punto del espacio. Denotaremos con f a cualquiera de estas cantidades físicas y con $\vec{\xi}$ a la variación de la posición de un elemento de fluido: $\vec{\xi} = \vec{r} - \vec{r}_0$. Las ecuaciones que regulan las pulsaciones estelares son las ecuaciones de la hidrodinámica de conservación de la masa, del momento y de la energía. Reemplazando las expresiones 2.25-2.28 en estas ecuaciones, y quedándose a primer orden en las perturbaciones, se obtiene un sistema de ecuaciones diferenciales lineales en derivadas parciales para las cantidades perturbadas (f') y el vector $\vec{\xi}$ (o la velocidad \vec{v}). Los coeficientes dependen de las cantidades en equilibrio (f_0), que a su vez dependen únicamente de la coordenada radial r , ya que se supone simetría esférica para

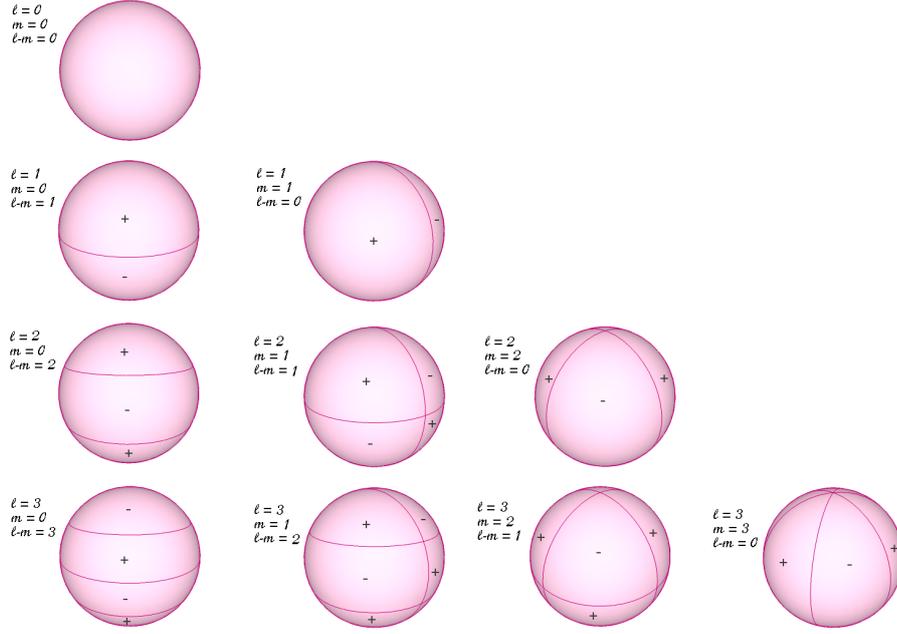


Figura 2.6. Dibujo esquemático de las líneas donde se anula la parte real de los armónicos esféricos, según los valores de ℓ y m . Se encuentran marcadas las zonas donde la parte real de los armónicos esféricos toma valores positivos y negativos, con + y -, respectivamente.

la configuración en equilibrio. Las cantidades perturbadas, en contraparte, dependerán del tiempo y de las coordenadas espaciales:

$$f' = f'(r, \theta, \phi, t). \quad (2.29)$$

Para resolver el sistema de ecuaciones se plantea separación de variables. Se pueden separar la parte temporal y la parte angular de la parte radial. La solución será una superposición de funciones (las autofunciones) que dependen de números k , ℓ y m :

$$f'_{k\ell m}(r, \theta, \phi, t) = f'_{k\ell m}(r) Y_{\ell}^m(\theta, \phi) e^{i\sigma_{k\ell m} t}, \quad (2.30)$$

donde la parte radial de las autofunciones es $f'_{k\ell m}$ y la parte angular son los armónicos esféricos, $Y_{\ell}^m(\theta, \phi)$. El número ℓ toma valores enteros: $\ell = 0, 1, 2, \dots$ y representa el número de líneas nodales en la superficie de la estrella; m toma los siguientes valores: $m = 0, \pm 1, \dots, \pm \ell$ y es el número de líneas nodales que son meridianos, mientras que $\ell - m$, las que son paralelos (fig. 2.6). La parte temporal depende de las frecuencias $\sigma_{k\ell m}$. Para la variación del desplazamiento se tendrá la siguiente expresión:

$$\vec{\xi} = \left(\xi_r(r), \xi_h(r) \frac{\partial}{\partial \theta}, \xi_h(r) \frac{\partial}{\partial \phi} \right) Y_{\ell}^m(\theta, \phi) e^{i\sigma t}, \quad (2.31)$$

donde

$$\xi_h = \frac{1}{\sigma^2 r} \left(\frac{P'}{\rho} + \Phi' \right). \quad (2.32)$$

Finalmente, suponiendo que las cantidades físicas tienen la forma 2.30, se obtiene:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d(r^2 \xi_r)}{dr} - \frac{g}{c_s^2} \xi_r + \left(1 - \frac{L^2}{\sigma^2}\right) \frac{P'}{\rho c_s^2} = \frac{l(l+1)}{\sigma^2 r^2} \Phi', \quad (2.33)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP'}{dr} + \frac{g}{\rho c_s^2} P' + (N^2 - \sigma^2) \xi_r = -\frac{d\Phi'}{dr}, \quad (2.34)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Phi'}{dr} \right) - \frac{l(l+1)}{r^2} \Phi' = 4\pi G \rho \left(\frac{P'}{\rho c_s^2} + \frac{N^2}{g} \xi_r \right). \quad (2.35)$$

donde c_s^2 es la velocidad del sonido adiabática y g , la aceleración local de la gravedad. Las ecuaciones 2.33-2.35 con las condiciones de contorno correspondientes en el centro y la superficie de la estrella constituyen un problema de autovalores (σ^2) cuyas soluciones serán los modos normales de oscilación. Los autovalores $\sigma_{k\ell}$ resultan independientes del número azimutal m , con lo que se tiene una degeneración de orden $2\ell + 1$ en los autovalores. Esta degeneración se rompe al tener en cuenta la rotación de la estrella o campos magnéticos. Las pulsaciones estelares resultarán en una composición de modos de pulsación de distinta frecuencia, que corresponderán a distintos valores de los números ℓ (grado armónico) y k (orden radial). Los distintos períodos de pulsación que se observan se identifican a partir de un análisis detallado de la curva de luz. En general se pueden observar modos con $\ell = 1$ y $\ell = 2$ pero no con valores mayores de ℓ ya que la cancelación geométrica (dado que lo que se observa es la luz integrada de toda la superficie estelar) hace que las variaciones por ℓ mayores sean imperceptibles y difíciles de identificar.

En las ecuaciones 2.33-2.35 aparecen dos cantidades, L y N , que son las frecuencias de *Lamb* y de *Brunt-Väisälä* respectivamente. La frecuencia de Lamb depende del número ℓ y su expresión está dada por:

$$L_\ell^2 = \ell(\ell + 1) \frac{c_s^2}{r^2}. \quad (2.36)$$

Esta frecuencia está relacionada con los modos de presión (modos p). En efecto, una onda de sonido viaja una distancia de $\sim 2\pi r/\ell$ horizontalmente en un intervalo de tiempo de $\sim 2\pi/L_\ell$. La frecuencia de Brunt-Väisälä tiene que ver con el espectro de modos g y está dada por:

$$N^2 = g \left(\frac{1}{\Gamma_1} \frac{d \ln p}{dr} - \frac{d \ln \rho}{dr} \right), \quad (2.37)$$

donde $\Gamma_1 = (\partial \ln P / \partial \ln \rho)|_S$. Si $N^2 > 0$, entonces N es la frecuencia de oscilación de un elemento del fluido en torno a su punto de equilibrio debida a la gravedad.

2.3.2. Análisis local de las soluciones

Considerando modos con longitudes de onda muy cortas, es decir, con orden radial alto $k \gg 1$, y suponiendo además que $\Phi' = 0$ (Cowling, 1941) se tiene que los coeficientes en las ecuaciones de pulsación 2.33-2.35 varían lentamente en comparación a cómo lo hacen las autofunciones f . En consecuencia, las soluciones resultan proporcionales a $e^{ik_r r}$. En este caso se obtiene la siguiente relación de dispersión entre el número de onda radial k_r y la frecuencia de oscilación σ :

$$k_r^2 = \frac{1}{\sigma^2 c_s^2} (\sigma^2 - L_\ell^2) (\sigma^2 - N^2). \quad (2.38)$$

Si $\sigma^2 > L_\ell^2, N^2$ ó $\sigma^2 < L_\ell^2, N^2$ resulta $k_r^2 > 0$ y k_r real. Luego, las soluciones son oscilatorias y se tienen localmente ondas que se propagan en la dirección radial. Si por el contrario $N^2 < \sigma^2 < L_\ell^2$ ó $L_\ell^2 < \sigma^2 < N^2$, k_r resulta imaginario y las soluciones decaen exponencialmente en

esa región, con lo cual se tienen localmente ondas evanescentes. De este modo, N y L_l juegan el papel de frecuencias críticas.

Una manera de visualizar cuáles con las características locales de las soluciones (básicamente si son de tipo evanescentes o no) es graficar los diagramas de propagación. Estos diagramas consisten en gráficos de frecuencia (o del logaritmo del cuadrado de la frecuencia) contra el radio (o alguna coordenada que lo represente), y plasmar allí las frecuencias de Brünt-Vaisala y Lamb para cada cáscara de la estrella, junto con las frecuencias correspondientes a cada modo. En la figura 2.7 se puede observar un diagrama de propagación correspondiente a un modelo de polítropa⁵ de índice $n = 3$. Las zonas sombreadas corresponden a zonas donde es posible obtener soluciones oscilatorias no evanescentes. En la figura 2.8 se observa, en contraparte, diagramas de propagación de modelos realistas de estrellas. Estos diagramas corresponden a modelos de enanas blancas y pre-enanas blancas obtenidos calculando detalladamente la evolución de la estrella progenitora a partir de la ZAMS (Althaus et al., 2010a). De esta manera, los perfiles químicos de dichos modelos son más complejos y realistas que en el modelo de polítropa. Las zonas en donde se propagan las ondas también corresponden a las zonas sombreadas (aunque para bajo orden radial esto no es estrictamente cierto, ya que para obtener el criterio que expusimos previamente para determinar las zonas de propagación de las ondas se supone $k \gg 1$). Además, cuando se tienen en cuenta modelos más realistas de estrellas y $\ell > 1$, se obtiene otro tipo de modos, los *modos f*, que presentan características tanto de modos g como de modos p .

Un aspecto de suma importancia que se puede notar en los diagramas de propagación en la figura 2.8 son los saltos que se observan en la frecuencia de Brünt-Vaisala. Esta frecuencia tiene una fuerte dependencia con la composición química de la estrella. Dicha dependencia puede verse explícitamente en la siguiente expresión para N , que fue derivada por Brassard et al. (1991) para su tratamiento numérico en enanas blancas:

$$N^2 = \frac{g^2 \rho}{P} \frac{\chi_T}{\chi_\rho} (\nabla_{\text{ad}} - \nabla + B), \quad (2.39)$$

donde $\chi_T = (\partial \ln P / \partial \ln T)_\rho$, $\chi_\rho = (\partial \ln P / \partial \ln \rho)_T$ y B es el término de *Ledoux*:

$$B = -\frac{1}{\chi_T} \sum_{i=1}^{n-1} \chi_{X_i} \frac{d \ln X_i}{d \ln P}, \quad (2.40)$$

con X_i la abundancia por masa de la especie i , n el número total de especies tenidas en cuenta, y

$$\chi_{X_i} = \left(\frac{\partial \ln P}{\partial \ln X_i} \right)_{\rho, T, \{X_{j \neq i}\}}. \quad (2.41)$$

La dependencia con los cambios en la composición química está presente en el término de Ledoux. En particular, estos saltos de la frecuencia de Brünt-Väisälä suelen ocurrir en las zonas de transición química en la estrella (por ejemplo, la transición del núcleo de C/O a la cáscara de He). Como la frecuencia de Brünt-Vaisala determina las características de los modos g de pulsación, un cálculo preciso de la composición química de la enana blanca es de suma importancia en la obtención de los modelos astrosismológicos. En efecto, cualquier incerteza en el cálculo de los perfiles químicos se traslada en incertezas en los modelos astrosismológicos obtenidos para enanas blancas. Volveremos a este punto más adelante, a la hora de presentar los resultados, en la sección 4.2.1.

⁵Consiste básicamente en un modelo de fluido autogravitante, de composición química homogénea y con una ecuación de estado dada por: $P \propto \rho^{(n+1)/n}$, donde n se denomina *índice politrópico*.

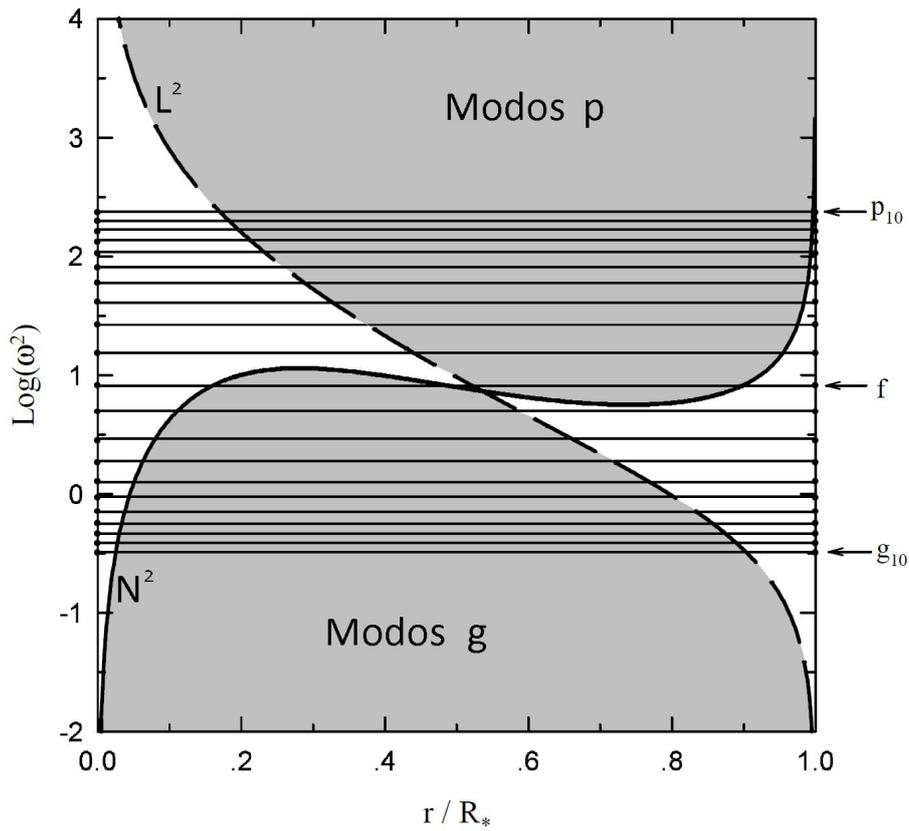


Figura 2.7. Diagrama de propagación correspondiente a una politropa de índice $n = 3$. Figura adaptada de Córscico (2003).

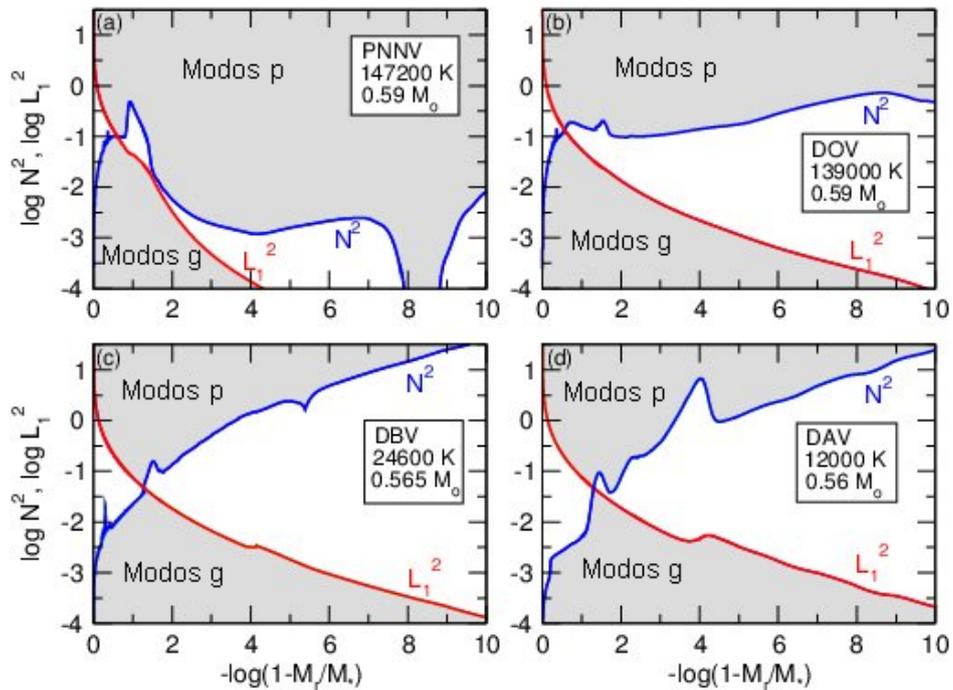


Figura 2.8. Diagramas de propagación correspondientes a distintos modelos de enanas blancas y pre enanas blancas. Figura adaptada de Althaus et al. (2010a).

2.3.3. Código de pulsaciones estelares adiabáticas no-radiales LP-PUL

De la misma manera que las ecuaciones de evolución estelar, las ecuaciones 2.33-2.35 de pulsaciones estelares no pueden resolverse analíticamente para modelos realistas de estrellas, por lo que se debe recurrir también a métodos numéricos. En este trabajo se utiliza el código de pulsaciones estelares adiabáticas no-radiales LP-PUL. Este código, desarrollado por A. H. Córscico en su tesis doctoral (Córscico, 2003), permitió realizar diversos estudios de enanas blancas pulsantes, obteniendo gran cantidad de modelos astrosismológicos detallados. El código se ha empleado, por ejemplo, para el estudio astrosismológico de estrellas tipo PNNV y DOV (Córscico & Althaus, 2006; Córscico et al., 2006, 2009a,b, 2007a,b), tipo DAV (Romero, 2012) y de otras estrellas compactas como las subenanas B (Miller Bertolami et al., 2012; Romero et al., 2007). Una descripción detallada del código LP-PUL se puede encontrar en Córscico (2003), Córscico & Althaus (2006), y Romero (2012).

EL LP-PUL se basa en una modificación a la técnica de Newton-Raphson generalizada expuesta por Kippenhahn et al. (1967). Para la implementación numérica se derivan, a partir de cambios de variables, ecuaciones para las oscilaciones adiabáticas no-radiales que resulten adimensionales. Estos cambios de variables son los siguientes:

$$y_1 = \frac{\xi_r}{r}; \quad y_2 = \frac{1}{gr} \left(\frac{P'}{\rho} \right), \quad (2.42)$$

$$y_3 = \frac{\Phi'}{gr}; \quad y_4 = \frac{1}{g} \frac{d\Phi'}{dr}, \quad (2.43)$$

$$\omega^2 = \frac{R_\star^3}{GM_\star} \sigma^2. \quad (2.44)$$

donde R_\star es el radio de la estrella y M_\star es la masa de la estrella. Las variables originales se pueden expresar en función de las adimensionales de la siguiente manera:

$$\xi_r = ry_1; \quad P' = \rho gr(y_2 - y_1), \quad (2.45)$$

$$\Phi' = Gry_3; \quad \frac{d\Phi'}{dr} = gy_4, \quad (2.46)$$

$$\sigma^2 = \frac{GM_\star}{R_\star^3} \omega^2. \quad (2.47)$$

Para cada modo de pulsación, el LP-PUL calcula la frecuencia adimensional ω_k y las autofunciones adimensionales y_1, y_2, y_3, y_4 . De éstas obtiene, entre otras cosas, los períodos de pulsación $\Pi_k = 2\pi/\sigma_k$, la energía cinética de oscilación, la función de peso W_k y la tasa de cambio de períodos. La autofunción y_1 respresenta la amplitud de oscilación en la dirección radial, normalizada a $y_1 = 1$ en la superficie de la estrella. La función de peso W_k se obtiene para cada modo de pulsación. Esta función proporciona información sobre cuáles son las regiones de la estrella cuyas características serán de relevancia para las propiedades del modo de oscilación correspondiente. Las características de las regiones de la estrella donde la función de peso resulte pequeña o nula serán irrelevantes para las propiedades de dicho modo de pulsación.

2.4. Simulaciones realizadas

Uno de los objetivos del trabajo consiste en estudiar las consecuencias de la emisión de axiones en las enanas blancas DBV en general. Para este propósito se utilizaron modelos de enanas blancas tipo DB de $0.515 M_\odot$, $0.609 M_\odot$ y $0.870 M_\odot$. Los modelos fueron obtenidos por Althaus et al. (2009b) realizando un detallado cálculo evolutivo a partir de la ZAMS,

de estrellas de $1 M_{\odot}$, $3.05 M_{\odot}$ y $5.5 M_{\odot}$ respectivamente. Para cada modelo de enana blanca DB se realizó el cálculo del enfriamiento considerando emisión de axiones de distintas masas: 0 meV, 5 meV, 10 meV, 20 meV y 30 meV. En cada caso el cálculo se efectuó hasta una temperatura efectiva de ~ 10000 K. Luego, se recalculó la evolución para todos los valores de masa de la enana blanca y masa del axión en el rango de temperaturas de 30000 K a 20000 K incorporando el cálculo de pulsaciones estelares. El rango de temperaturas elegido para esto último es el correspondiente a la banda de inestabilidad de las estrellas DBV.

El segundo objetivo del trabajo consiste en calcular una cota a la masa del axión a partir de la comparación de la tasa de cambio del período de mayor amplitud de la estrella DBV PG 1351+489 estimada de las observaciones por Redaelli et al. (2011), con valores teóricos de \dot{P} utilizando un modelo astrosismológico de PG 1351+489, obtenido por Córscico et al. (2014), pero incorporando emisión de axiones de distinta masa. Para la obtención de dicho modelo, Córscico et al. (2014) utilizaron un modelo de una estrella progenitora de las DB, una PG 1159 (Althaus et al., 2005; Miller Bertolami & Althaus, 2006). Para calcular \dot{P} para distintas masas del axión utilizamos, entonces, el mismo modelo inicial de PG 1159 del cual se obtuvo el modelo astrosismológico mencionado, calculando la evolución a partir de allí pero incluyendo emisión de axiones. El cálculo se realizó para masas del axión en un rango de 0 meV a 20 meV, con intervalos de 2 meV.

En todos los casos las simulaciones fueron realizadas con el código LPCODE, utilizando el código LP-PUL para el cálculo de las pulsaciones estelares.

Capítulo 3

Impacto de la emisión de axiones sobre las propiedades de las enanas blancas DB



El fichero comilla.

3.1. Impacto sobre las propiedades evolutivas

El enfriamiento de las enanas blancas en las etapas consideradas en este trabajo está dominado principalmente por la emisión de neutrinos y de fotones. Los neutrinos se producen en el interior profundo de la estrella. A diferencia de los neutrinos solares, por ejemplo, que son un subproducto de la fusión nuclear, los neutrinos en enanas blancas calientes se producen por efectos térmicos que no involucran reacciones nucleares. El proceso más importante en el que se producen estas partículas en el interior denso de enanas blancas calientes, es por decaimiento de fotones en el plasma ($\gamma \rightarrow \bar{\nu}\nu$). Su camino libre medio es del orden de $l_\nu \sim 3000 R_\odot$, con lo cual los neutrinos se escapan de la estrella prácticamente sin interactuar, resultando en un sumidero de energía.

Como ya mencionamos, en las primeras etapas de la enana blanca la energía liberada por emisión de neutrinos es aún mayor que la liberada por la emisión de fotones, por lo que resulta ser un importante mecanismo de enfriamiento de la estrella, y es determinante en el cálculo del tiempo de enfriamiento. El calor específico (c_P) en una enana blanca es una función que disminuye hacia el centro de la estrella. El valor de c_P representa (en las unidades correspondientes) la energía necesaria para aumentar un grado la temperatura de un gramo de material. Por ende, a igual pérdida de energía, donde c_P sea menor, la variación de temperatura será mayor (donde pérdida de energía corresponderá a disminución de la temperatura). En consecuencia, la disminución de la temperatura en el interior debido a la emisión de neutrinos es importante, y la temperatura máxima de la estrella está dada en una región más externa y no en el centro de la misma. En la figura 3.1 se muestra la temperatura

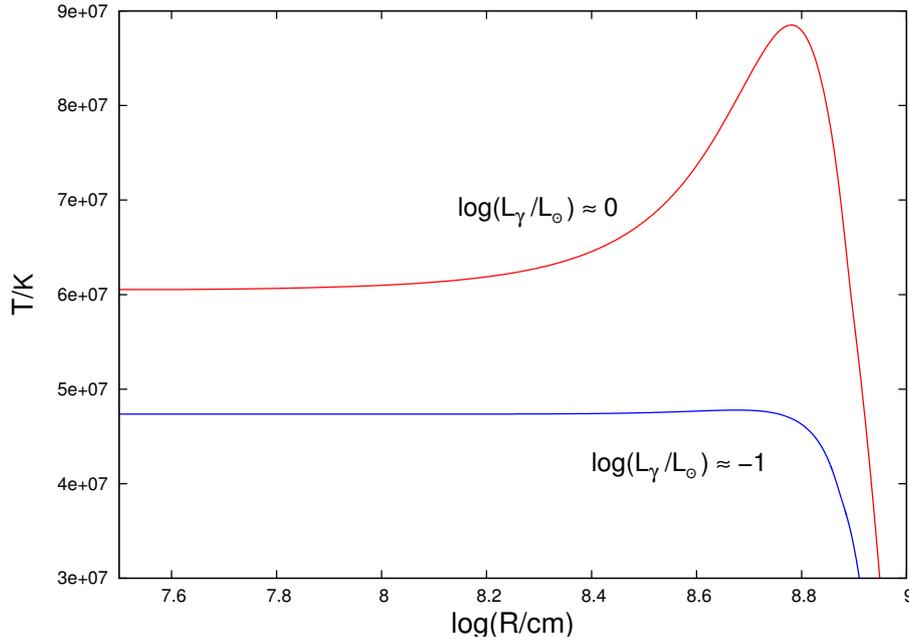
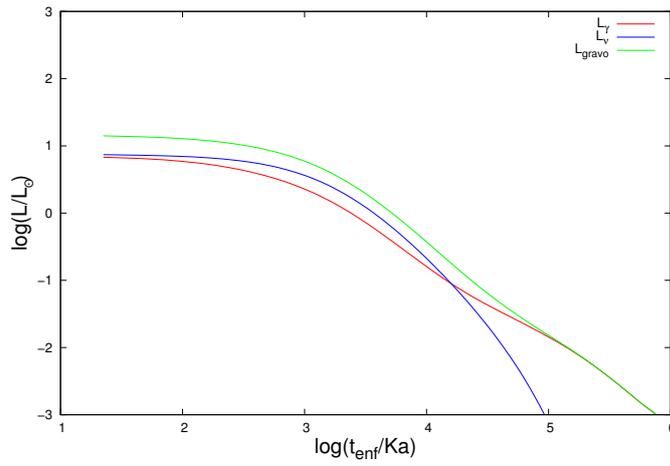


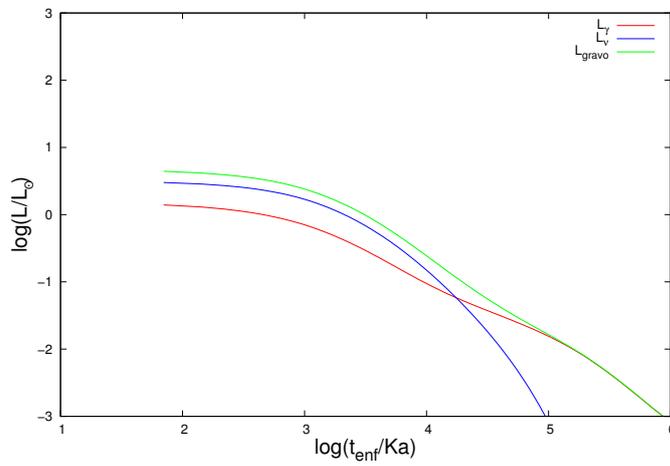
Figura 3.1. Temperatura en función de la coordenada radial para el modelo de enana blanca de masa $0.609M_{\odot}$, para luminosidades $\log(L_{\gamma}/L_{\odot}) \simeq 0$ (curva roja) y -1 (curva azul).

en función de la coordenada radial para $\log(L_{\gamma}/L_{\odot}) \simeq 0$ y $\log(L_{\gamma}/L_{\odot}) \simeq -1$, donde L_{γ} representa la luminosidad de la estrella por emisión de fotones. En la curva correspondiente a $\log(L_{\gamma}/L_{\odot}) \simeq 0$ se observa claramente este efecto, mientras que en la curva correspondiente a $\log(L_{\gamma}/L_{\odot}) \simeq -1$ ya no es tan notorio. La emisión de los neutrinos por efecto de decaimiento de fotones en el plasma, depende de la temperatura del mismo. En algún momento de la evolución de la estrella, la temperatura será lo suficientemente baja para que la emisión de estas partículas pierda relevancia. Este fin de la etapa en la que los neutrinos dominan la evolución se produce aproximadamente a $\log(L_{\gamma}/L_{\odot}) \sim -1$ (fig. 3.2(b)), provocando la diferencia mencionada entre ambas curvas de la figura 3.1. Entonces, a menores luminosidades la emisión de neutrinos desaparece, con lo cual la estrella posee una fuente de enfriamiento menos. Este hecho se manifiesta en un retraso en el tiempo de enfriamiento de la EB, causando un cambio de pendiente en la curva de emisión de fotones como se observa en las figuras 3.2. Además, la magnitud de la emisión de neutrinos depende también de la densidad, siendo más importante a mayor densidad. Enanas blancas menos masivas, resultan también menos densas. Por ende, para estas estrellas, la emisión de neutrinos es menos relevante que para las más masivas. Esto tiene como consecuencia que cuanto menor es la masa de la estrella más suave resulta el cambio de pendiente mencionado (fig. 3.2), es decir, menor es este retraso en el tiempo de enfriamiento.

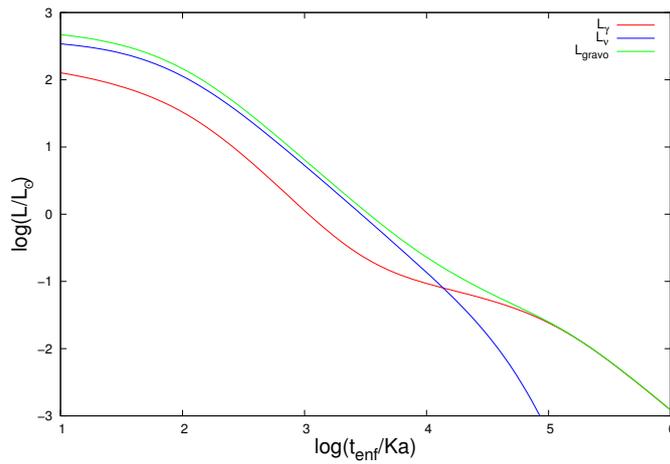
Teniendo en cuenta la emisión de axiones obtenemos que, independientemente de la masa de la enana blanca (EB), cuanto mayor es la masa del axión más rápido es el enfriamiento de la estrella, como se puede ver en las figuras 3.3. Esto se debe a que la emisión de axiones es una fuente adicional de enfriamiento, por lo que al tenerla en cuenta la EB se enfría más rápido. Sin embargo, hay que considerar que la emisión de axiones afecta la emisión de neutrinos. En las figuras 3.4 observamos que la emisión de neutrinos decrece a medida que aumenta la masa del axión. La zona de emisión de neutrinos y axiones es prácticamente la misma dentro de la EB, independientemente del tiempo de enfriamiento y de la masa de la estrella (figuras



(a) $0.515 M_{\odot}$



(b) $0.609 M_{\odot}$



(c) $0.870 M_{\odot}$

Figura 3.2. Luminosidad por emisión de neutrinos y fotones, junto con la variación de energía gravotérmica, en función del tiempo de enfriamiento para los modelos de enanas blancas de masas $0.515 M_{\odot}$, $0.609 M_{\odot}$ y $0.870 M_{\odot}$. El tiempo de enfriamiento, t_{enf} , está en unidades de 10^3 años (Ka).

3.5). La emisión de axiones enfría esa zona de la EB causando que disminuya la temperatura respecto al caso sin axiones. Como la emisión de neutrinos depende de la temperatura, resulta menor cuanto mayor es la emisión de axiones. De todas formas, el efecto neto es que, si bien la emisión de neutrinos disminuye, la emisión de axiones aún produce una aceleración neta del enfriamiento.

Por último, se puede observar que el cambio de pendiente en las curvas de emisión de fotones es más suave para las correspondientes a masas del axión mayores (figuras 3.3). Esto se debe a que la emisión de axiones disminuye la emisión de neutrinos y por lo tanto el cese de la emisión de neutrinos tiene un menor impacto en el tiempo de enfriamiento.

3.2. Impacto sobre las propiedades pulsacionales

Mientras la enana blanca se enfría, los períodos varían debido al cambio en la estructura termo-mecánica de la estrella. A medida que la temperatura del núcleo va disminuyendo, la estrella va aumentando su grado de degeneración, y como consecuencia la frecuencia de Brunt-Väisälä decrece. Este comportamiento de N^2 se puede apreciar observando la ecuación 2.39:

$$N^2 = \frac{g^2 \rho}{P} \frac{\chi_T}{\chi_\rho} (\nabla_{\text{ad}} - \nabla + B). \quad (3.1)$$

Al aumentar el grado de degeneración la presión se torna cada vez más independiente de la temperatura, con lo cual χ_T ($\chi_T = (\partial \ln P / \partial \ln T)_\rho$) disminuye, y como consecuencia lo hace también N^2 . Esto provoca que todo el espectro de modos g experimente un aumento de los períodos. Por otro lado, la contracción gravitacional residual actúa acortando los períodos de pulsación. La competencia entre el aumento de la degeneración y la contracción gravitatoria da lugar a la tasa de cambio de períodos neta. Ésta se relaciona con la tasa de cambio de la temperatura en la región de formación del modo correspondiente, \dot{T} , y la del radio estelar, \dot{R} , de la siguiente manera (Winget et al., 1983):

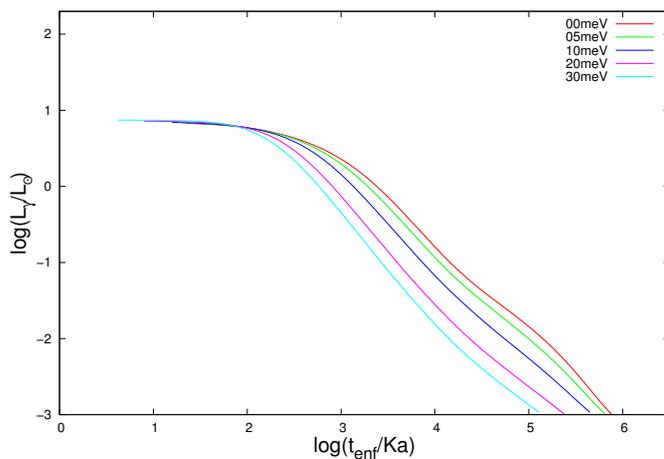
$$\frac{\dot{\Pi}}{\Pi} \sim -a \frac{\dot{T}}{T} + b \frac{\dot{R}}{R}, \quad (3.2)$$

donde a y b son constantes cuyos valores dependen de los detalles del modelado de la enana blanca (aunque en general tanto a como b son cercanas a la unidad).

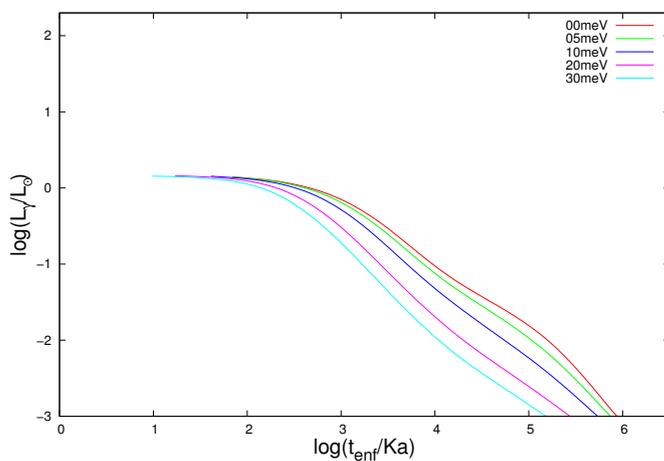
El primer término en la ecuación 3.2, correspondiente a la tasa de cambio de período debida al enfriamiento de la enana blanca, es entonces una contribución positiva ($\dot{T} < 0$). Mientras que el segundo término, que representa la tasa de cambio de período por la contracción gravitacional, es una contribución negativa ($\dot{R} < 0$).

En el caso de las enanas blancas DAV y DBV el enfriamiento domina frente a la contracción gravitacional de forma tal que el segundo término en la ecuación 3.2 es en general despreciable. Por este motivo se obtienen valores positivos de la tasa de cambio de período y un aumento en los períodos de pulsación como se observa en la figura 3.6 para las estrellas de $0.515 M_\odot$ y $0.609 M_\odot$, en el rango de temperaturas correspondiente a la banda de inestabilidad de las DBV y orden radial $k = 10$.

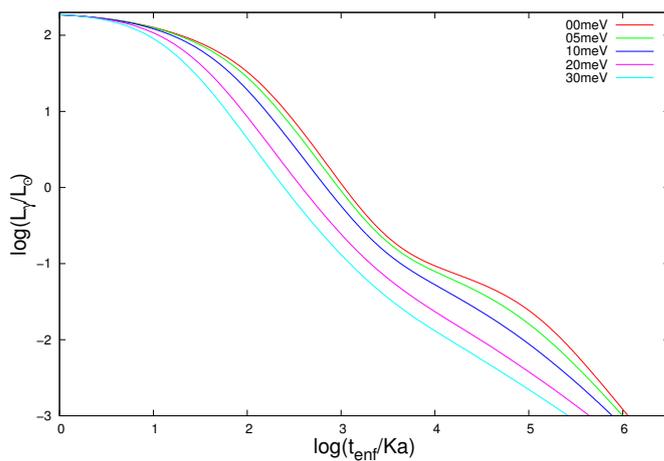
Para el caso particular de las DBV, entonces, la tasa de cambio de período $\dot{\Pi}$ proporciona una medida de la tasa de enfriamiento de la estrella. Como la emisión de axiones tiene una contribución neta de aumentar la tasa de enfriamiento de la EB comparado al caso sin axiones, siendo este efecto más importante cuanto mayor es la masa de la partícula, esperamos que lo mismo ocurra con la tasa de cambio de períodos. Encontramos, efectivamente, que $\dot{\Pi}$ aumenta



(a) $0.515 M_{\odot}$



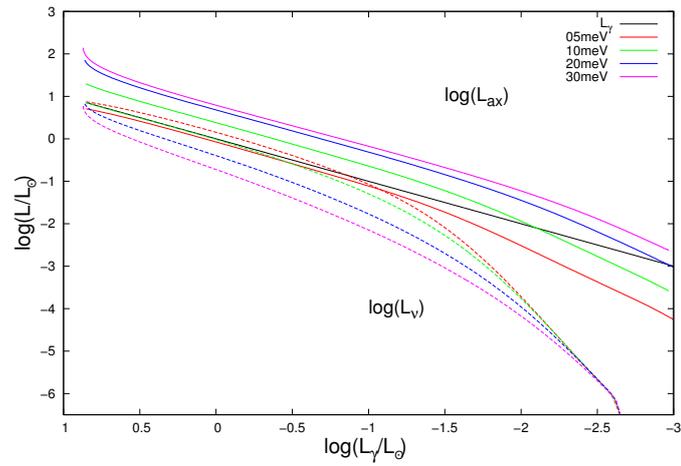
(b) $0.609 M_{\odot}$



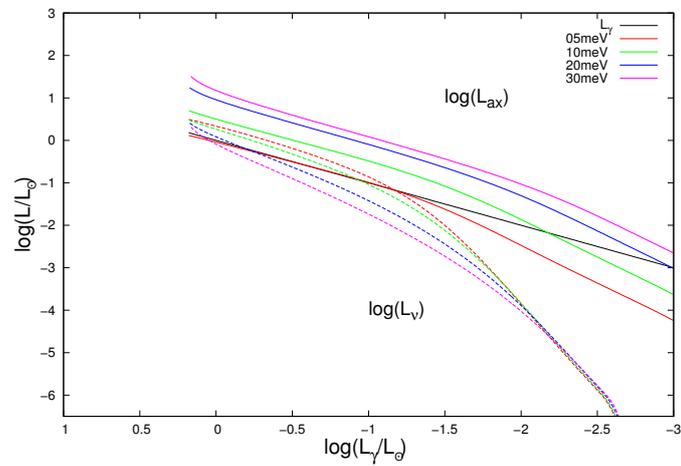
(c) $0.870 M_{\odot}$

Figura 3.3. Luminosidad de fotones en función del tiempo de enfriamiento, para modelos con masas de la enana blanca de $0.515 M_{\odot}$, $0.609 M_{\odot}$ y $0.870 M_{\odot}$, y masas del axión de 0, 5, 10, 20 y 30 meV.

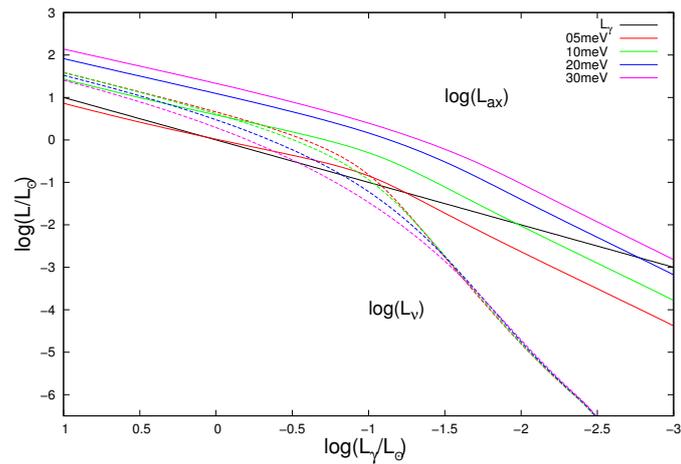
3. Impacto de la emisión de axiones sobre las propiedades de las enanas blancas DB



(a) $0.515M_{\odot}$



(b) $0.609M_{\odot}$



(c) $0.870M_{\odot}$

Figura 3.4. Luminosidad de neutrinos (líneas punteadas) y axiones (líneas continuas) en función de la luminosidad de fotones, para modelos con masas de la enana blanca de $0.515 M_{\odot}$, $0.609 M_{\odot}$ y $0.870 M_{\odot}$, y masas del axión de 0, 5, 10, 20 y 30 meV.

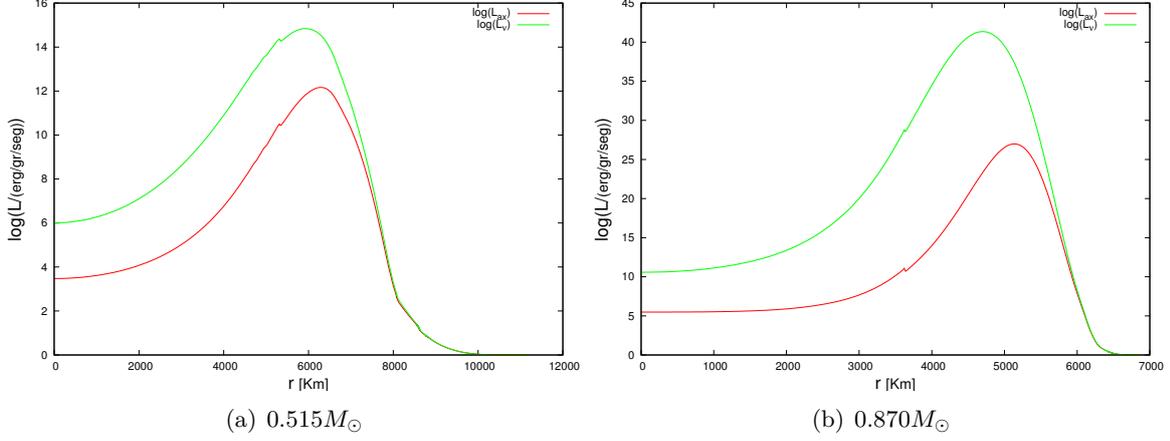


Figura 3.5. Luminosidad de neutrinos y axiones en función de la coordenada radial para modelos con masas de la enana blanca de $0.515 M_{\odot}$ y $0.870 M_{\odot}$, $m_{ax}=10$ meV y $\log(L/L_{\odot}) \simeq 0$.

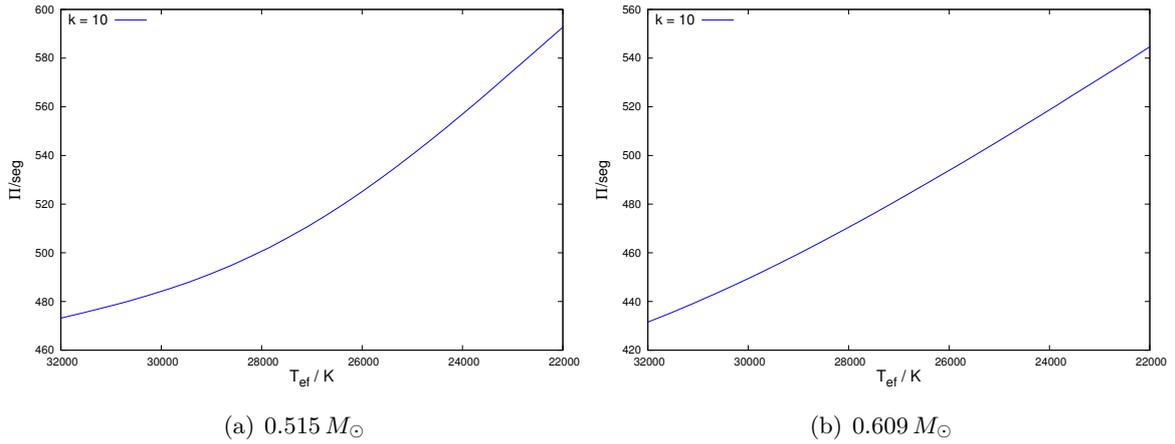


Figura 3.6. Períodos de pulsación en función de la temperatura efectiva para modelos con masas de la enana blanca de 0.515 y $0.609 M_{\odot}$, y orden radial $k = 10$, sin considerar emisión de axiones.

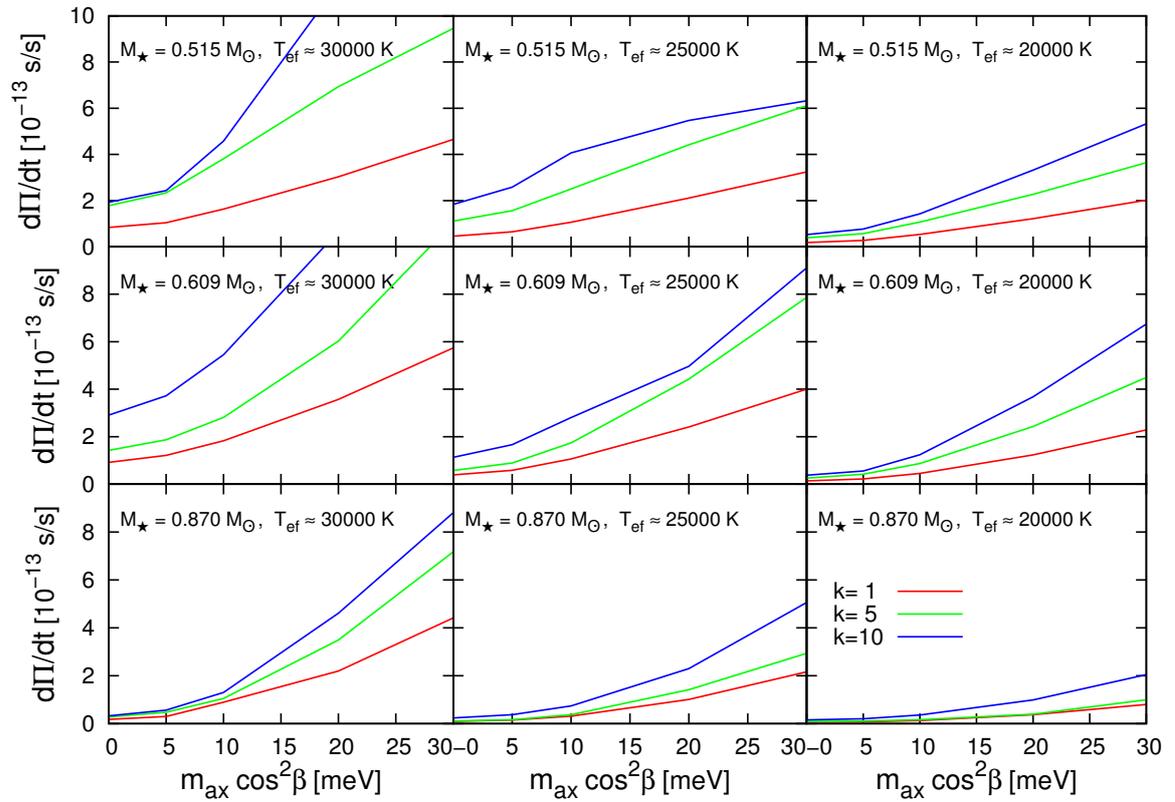


Figura 3.7. Tasa de cambio de los períodos de pulsación correspondientes a órdenes radiales $k = 1$, 5 y 10 contra la masa del axión para los modelos de enanas blancas de las tres masas consideradas y $T_{ef} \approx 20000$ K, 25000 K y 30000 K.

al considerar axiones, y crece con su masa. Este resultado es consistente con lo encontrado por Córscico et al. (2012a,b, 2001) para enanas blancas DAV.

En la figura 3.7 observamos el efecto mencionado para las EB de las distintas masas consideradas y para $T_{\text{ef}} \simeq 20000 \text{ K}$, 25000 K y 30000 K . En la figura 3.8 observamos, en cambio, cómo varían los períodos en función de la masa del axión para los mismos modelos de DBV. La variación en los períodos al tener en cuenta emisión de axiones es del orden del 5%, en contraste con las altas variaciones que se obtienen para las tasas de cambio de período. Por lo tanto, la variación de los períodos debida a la emisión de axiones no es significativa, independientemente de cual sea la masa del axión considerada, o la masa de la EB.

En la figura 3.7 se observa que para temperaturas efectivas menores, los valores de $\dot{\Pi}$ son, en general, más pequeños, independientemente de la masa del axión, de la masa de la EB o del modo de pulsación. Este es un resultado esperable debido a que a menores temperaturas disminuye también la tasa de enfriamiento de las EB.

En principio, se espera también que a masas mayores de la enana blanca, se obtengan valores menores de $\dot{\Pi}$, al menos para el caso de $m_{\text{ax}} = 0 \text{ meV}$. Esto se debe a que, por un lado, las EB de mayor masa tienen un núcleo de C/O más masivo, por ende, la capacidad calorífica del núcleo es mayor. Por otro lado, dichas estrellas poseen menor superficie radiante (por la relación masa-radio de EB, las EB más masivas tienen menor radio). Debido a esto, el enfriamiento en las EB más masivas es más lento. Si la tasa de cambio de períodos refleja el enfriamiento de la estrella, esperamos que para las estrellas más masivas el $\dot{\Pi}$ sea menor. En general, esto es cierto para los valores de $\dot{\Pi}$ correspondientes al modelo de DBV de $0.870 M_{\odot}$, tanto para el caso sin axiones como para valores finitos de la masa del axión, si los comparamos con los modelos con $0.515 M_{\odot}$ y $0.609 M_{\odot}$. Pero comparando los modelos de $0.515 M_{\odot}$ y $0.609 M_{\odot}$ entre sí, ya no se cumple esta relación. En el caso de no tener emisión de axiones, podemos notar que para el modelo de $0.515 M_{\odot}$, $T_{\text{ef}} \simeq 30000 \text{ K}$ y orden radial $k = 10$, el valor de $\dot{\Pi}$ correspondiente es significativamente menor que para el modelo de $0.609 M_{\odot}$ a igual temperatura efectiva y mismo orden radial. El efecto del enfriamiento de la estrella en las tasas de cambio de período es un efecto de primer orden. A segundo orden pueden aparecer efectos debidos a características particulares del modo de pulsación. En la figura 3.9 se observan la amplitud de oscilación y_1 y la función de peso W correspondientes al modo $k = 10$, para ambos modelos, a $T_{\text{ef}} \simeq 30000 \text{ K}$, junto con el perfil químico. La función de peso, que caracteriza la relevancia del modo de oscilación en las distintas zonas de la estrella, es casi nula en el núcleo del modelo de EB menos masiva. En consecuencia, las particularidades de este modo no están caracterizadas por las propiedades de la estrella en el núcleo, y su enfriamiento afectará en menor medida su tasa de cambio de período. Resultando así, un valor de $\dot{\Pi}$ menor que el esperado si sólo se tiene en cuenta el efecto del enfriamiento de la estrella sobre la tasa de cambio de períodos. Esto no sucede con el modo correspondiente a $k = 10$ del modelo de EB de masa $0.609 M_{\odot}$ donde se observa que el valor de $\dot{\Pi}$ correspondiente a este modo es mayor.

Considerando la emisión de axiones, la tendencia a tener mayores valores de $\dot{\Pi}$ para menores masas de la enana blanca, se cumple hasta valores de la masa del axión del orden de los 10 meV . Frente a la emisión de axiones más masivos, para los modelos de EB de $0.515 M_{\odot}$ y $0.609 M_{\odot}$, esta tendencia desaparece, independientemente del orden radial. A medida que la masa del axión aumenta, la diferencia en la tasa de enfriamiento de estos dos modelos de EB es cada vez menor, en particular en la zona de inestabilidad de estas estrellas, por lo que su impacto en la tasa de cambio de períodos, quizás, no debería ser muy diferente. El hecho de que la diferencia en las tasas de enfriamiento de las estrellas sea menor cuanto mayor es la masa del axión, se puede apreciar comparando las pendientes en las curvas de temperatura efectiva de la figura 3.10, donde está resaltada la zona de inestabilidad. Este efecto podría

3. Impacto de la emisión de axiones sobre las propiedades de las enanas blancas DB

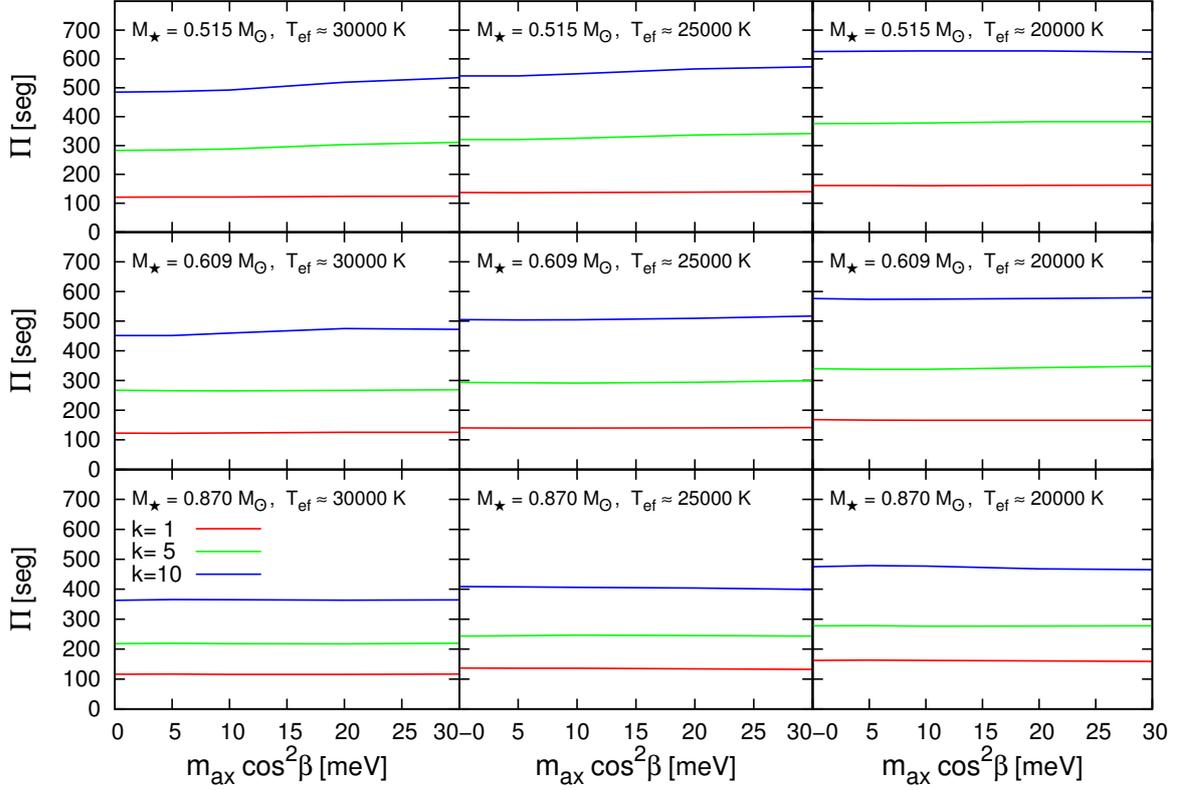


Figura 3.8. Períodos de pulsación correspondientes a órdenes radiales $k = 1, 5$ y 10 contra la masa del axión para los modelos de enanas blancas de las tres masas consideradas y $T_{\text{ef}} \simeq 20000$ K, 25000 K y 30000 K.

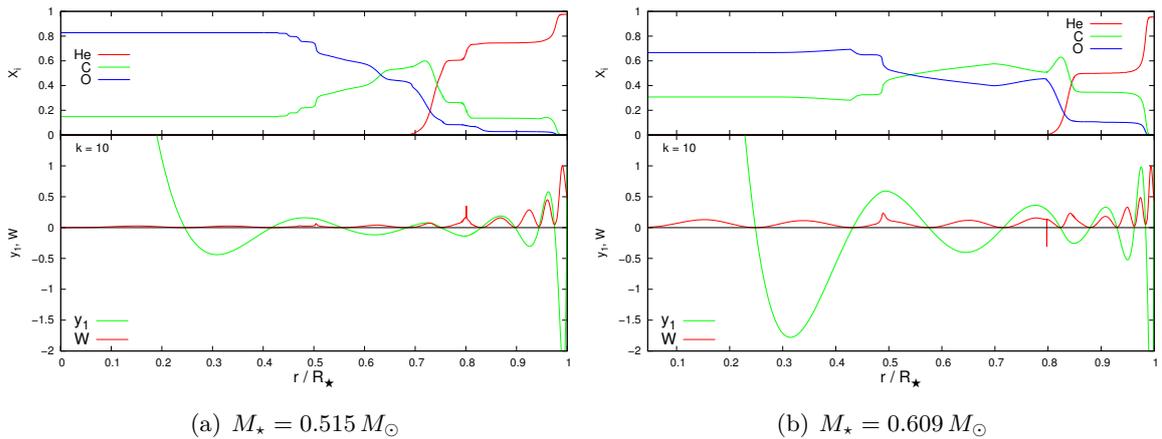


Figura 3.9. Función de peso W y amplitud de oscilación radial y_1 correspondientes al modo con orden radial $k = 10$, junto con el perfil químico, para modelos con masas de la enana blanca de $0.515 M_{\odot}$ y $0.609 M_{\odot}$.

3.2. Impacto sobre las propiedades pulsacionales

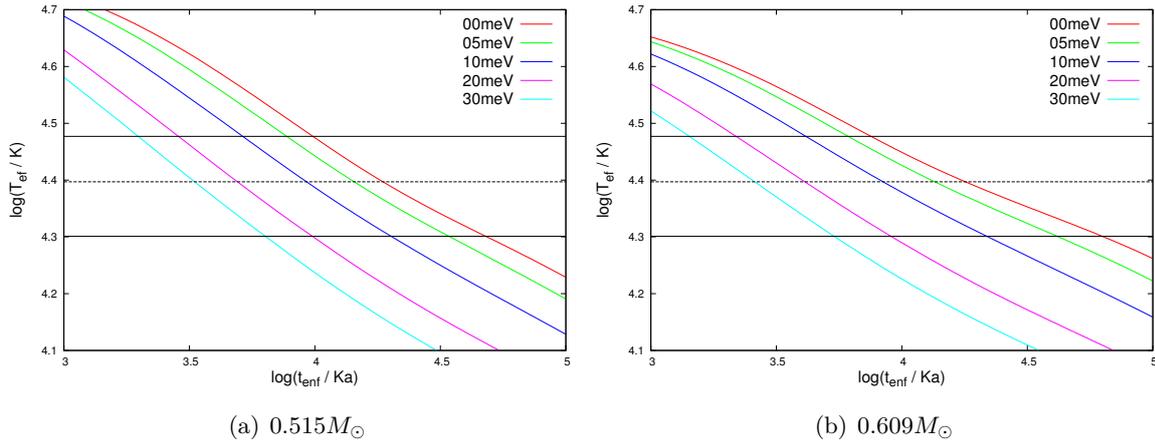


Figura 3.10. Temperatura efectiva en función del tiempo de enfriamiento para modelos de enanas blancas con masas de $0.515 M_{\odot}$ y $0.609 M_{\odot}$. Entre las líneas horizontales continuas se encuentra la zona de inestabilidad de las DBV. La línea horizontal punteada corresponde a $T_{\text{ef}} \simeq 25000 \text{ K}$.

tener que ver con que no se observe, en este caso, que los valores de $\dot{\Pi}$ correspondientes a modelos con $0.515 M_{\odot}$ sean mayores que aquellos con $0.609 M_{\odot}$. Sin embargo, resultaría necesario un análisis más detallado. Cabe mencionar que este comportamiento fuera de lo esperado se observa para masas del axión que están excluidas por el estudio de la función de luminosidad de enanas blancas.

De todas formas, cabe resaltar que los valores de $\dot{\Pi}$ en el rango de temperaturas correspondientes a la zona de inestabilidad de las enanas blancas DB, aumentan significativamente al tener en cuenta la emisión de axiones, convirtiendo a las estrellas DBV en buenas candidatas para testear la física de estas partículas hipotéticas.

Capítulo 4

Cota a la masa del axi3n a partir de un modelo astrosismol3gico de PG 1351+489



© 2014

Como expusimos en el cap3tulo 1, resultaría de sumo inter3s obtener una cota a la masa del axi3n derivada a partir de la medici3n de un valor de $\dot{\Pi}$ de una enana blanca DBV. Hasta el d3a de la fecha no se han obtenido mediciones definitivas de la tasa de cambio de per3odo de ninguna de estas estrellas. Esto se debe a la dificultad de encontrar per3odos estables en las DBV. Sin embargo, Redaelli et al. (2011) obtuvieron una estimaci3n de la tasa de cambio de per3odo de una enana blanca DBV, PG 1351+489 , cuyo valor es $\dot{\Pi} = (2.0 \pm 0.9) \times 10^{-13}$ s/s y corresponde al modo con mayor amplitud observada y per3odo ~ 489 s. C3rsico et al. (2014) obtuvieron un modelo astrosismol3gico detallado para PG 1351+489 , a partir de modelos iniciales de estrellas PG 1159 deficientes en hidr3geno. Los modelos de las mencionadas PG 1159 fueron obtenidos por Althaus et al. (2005) y Miller Bertolami & Althaus (2006) a partir del c3lculo de la evoluci3n desde la ZAMS. C3rsico et al. (2014) obtienen un valor te3rico de $\dot{\Pi}$ mayor que el estimado de las observaciones por Redaelli et al. (2011), y utilizan esta diferencia para derivar una cota m3xima al valor que podr3a tener el momento magn3tico del neutrino. Teniendo en cuenta los resultados del cap3tulo 3, donde se observa que la emisi3n de axiones afecta significativamente el valor de $\dot{\Pi}$ de las estrellas DBV, en este trabajo utilizamos la diferencia en las tasas de cambio de per3odo te3ricas y observada para estimar una cota a la masa del axi3n. En la secci3n 4.1 presentamos algunos detalles del modelo astrosismol3gico utilizado y en la secci3n 4.2 discutimos la posibilidad de acotar la masa del axi3n.

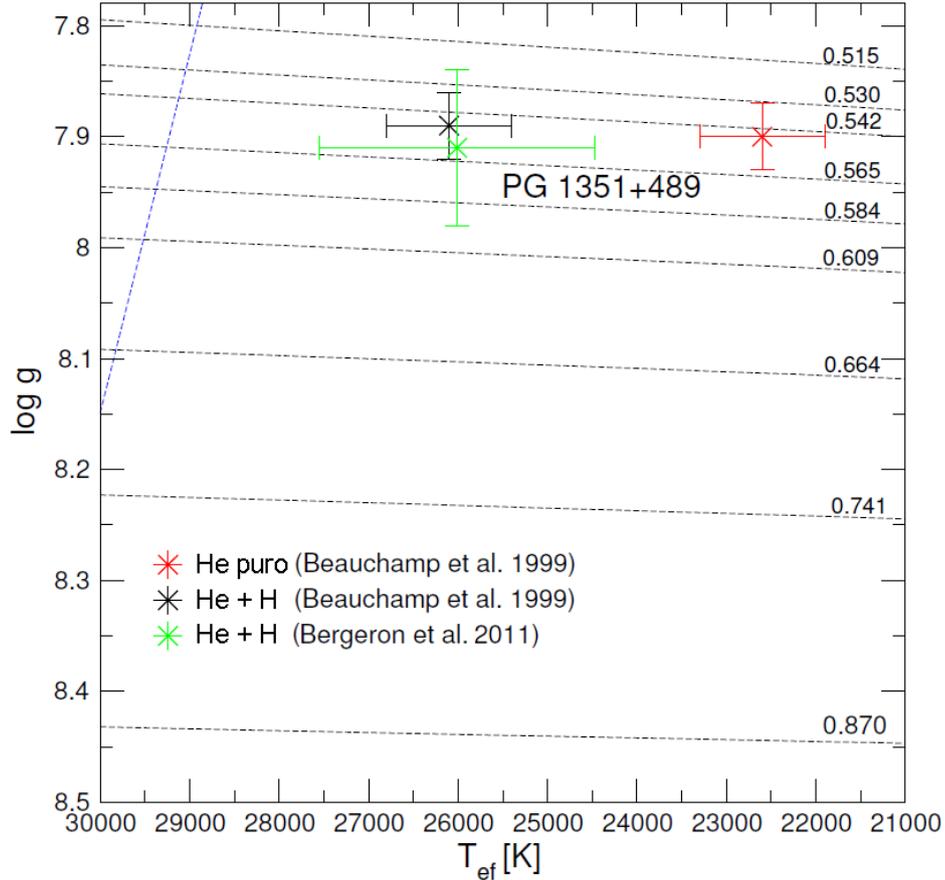


Figura 4.1. Diagrama de gravedad superficial (en unidades de dinas/gr) contra temperatura efectiva. Las líneas negras representan secuencias evolutivas te3ricas de enanas blancas DBV del trabajo de C3rsico et al. (2014). En el diagrama se pueden apreciar los distintos valores de temperatura efectiva obtenidos, seg3n se considere una atm3sfera de He puro o una atm3sfera con trazas de H, por Beauchamp et al. (1999), y el valor de temperatura efectiva obtenido por Bergeron et al. (2011) a partir de un modelo de atm3sfera con He m3s trazas de H. Figura adaptada de C3rsico et al. (2014).

4.1. Modelo astrosismol3gico para PG 1351+489

Actualmente existen aproximadamente 21 estrellas DB pulsantes identificadas (Østensen et al., 2011), siendo PG 1351+489 una de ellas (Winget et al., 1987). Esta estrella presenta un modo de pulsaci3n de alta amplitud, por lo que resulta una buena candidata para medir un valor a la tasa de cambio de per3odo. Posteriormente, se detectaron tres modos de pulsaci3n de baja amplitud (Alves et al., 2003; Redaelli et al., 2011). En particular, Redaelli et al. (2011) pudieron derivar un valor preliminar de la tasa de cambio de per3odo del modo de mayor amplitud de PG 1351+489 .

Respecto a la temperatura efectiva de PG 1351+489 , existen distintos valores seg3n la composici3n del modelo de atm3sfera utilizado. Beauchamp et al. (1999) obtuvieron un valor de $T_{\text{ef}} = 22600 \pm 700$ K para una atm3sfera de He puro, o de $T_{\text{ef}} = 26100 \pm 700$ K para una de He m3s trazas de H. Posteriormente, Bergeron et al. (2011) obtuvieron un valor de $T_{\text{ef}} = 26010 \pm 1536$ para una atm3sfera, tambi3n, de He m3s H. En la figura 4.1 se observan los distintos valores de temperatura efectiva y gravedad superficial ($g = GM_{\star}/R_{\star}^2$) obtenidos espectrosc3picamente.

Con el prop3sito de determinar el modelo que reproduzca mejor los per3odos observados de la estrella, C3rsico et al. (2014) utilizaron una funci3n que proporciona una medida de la

Cantidad	Espectroscopía	Astrosismología
T_{ef} [K]	26010 ± 1536	25775 ± 150
M_{\star}/M_{\odot}	0.558 ± 0.027	0.664 ± 0.013
$\log g$	7.91 ± 0.07	8.103 ± 0.020
$\log (R_{\star}/R_{\odot})$	–	-1.912 ± 0.015
$\log (L_{\star}/L_{\odot})$	–	-1.244 ± 0.03
M_{He}/M_{\star}	–	3.63×10^{-3}
X_{C} (centro)	–	0.32
X_{O} (centro)	–	0.65

Tabla 4.1. Valores espectroscópicos de PG 1351+489 determinados por Bergeron et al. (2011) y características del modelo astrosismológico adoptado (Córscico et al., 2014).

Π° [s]	Π^{t} [s]	ℓ	k	$\dot{\Pi}^{\circ}$ [10^{-13} s/s]	$\dot{\Pi}^{\text{t}}$ [10^{-13} s/s]
335.26	336.81	2	13	–	0.60
489.33	489.47	1	11	2.0 ± 0.9	0.81
584.68	586.99	2	25	–	1.02
639.63	639.37	1	15	–	1.19

Tabla 4.2. Períodos observados de PG 1351+489 (Π°), tasa de cambio de período estimada de las observaciones ($\dot{\Pi}^{\circ}$), períodos y tasa de cambio de períodos obtenidas del modelo (Π^{t} y $\dot{\Pi}^{\text{t}}$) Córscico et al. (2014) con la correspondiente identificación de los modos (k y ℓ).

diferencia entre los períodos observados y los teóricos obtenidos con el modelo, dada por la ecuación

$$\chi^2(M_{\star}, T_{\text{ef}}) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \text{mín}[(\Pi_i^{\circ} - \Pi_k^{\text{t}})^2] \quad (4.1)$$

donde M_{\star} y T_{ef} corresponden a la masa y la temperatura efectiva de cada modelo considerado, Π_i° son los períodos observados, Π_k^{t} los teóricos y N la cantidad total de períodos observados, que en el caso de PG 1351+489 son cuatro. El modelo que mejor reproduce los períodos observados sería aquel con menor valor de χ^2 . En el trabajo de Córscico et al. (2014), en el modelo correspondiente al menor valor de χ^2 , tres de los cuatro períodos de interés correspondían a modos con $\ell = 2$, en particular el modo correspondiente al período con mayor amplitud observada. El hecho de que el modo con mayor amplitud observada corresponda a $\ell = 2$ es muy poco probable debido a la cancelación geométrica. Por esta razón, Córscico et al. (2014) adoptaron como modelo astrosismológico de PG 1351+489 aquel que presentaba el segundo mejor valor de χ^2 . En este modelo, el modo de mayor amplitud corresponde a $\ell = 1$.

Las características de dicho modelo, junto con los valores obtenidos espectroscópicamente por Bergeron et al. (2011) se listan en la tabla 4.1. Los períodos observados, la tasa de cambio de período estimada de las observaciones, y los valores que se obtienen del modelo junto con la identificación de cada modo (k y ℓ) se encuentran en la tabla 4.2. Los errores que aparecen en las cantidades asociadas al modelo astrosismológico son errores internos que tienen que ver con cómo se realizó el ajuste de los modelos (Córscico et al., 2014).

Además, Córscico et al. (2014) estimaron un error al valor de $\dot{\Pi}$ debido al ajuste de los períodos comparando la tasa de cambio de período para los modelos de enana blanca de una masa menor a $0.664 M_{\odot}$ (masa correspondiente al modelo adoptado para PG 1351+489) y de una masa mayor, para temperaturas efectivas de aproximadamente 25800 K y modos de pulsación con un período similar a 489 s. De esta manera, se tiene en cuenta aproximadamente

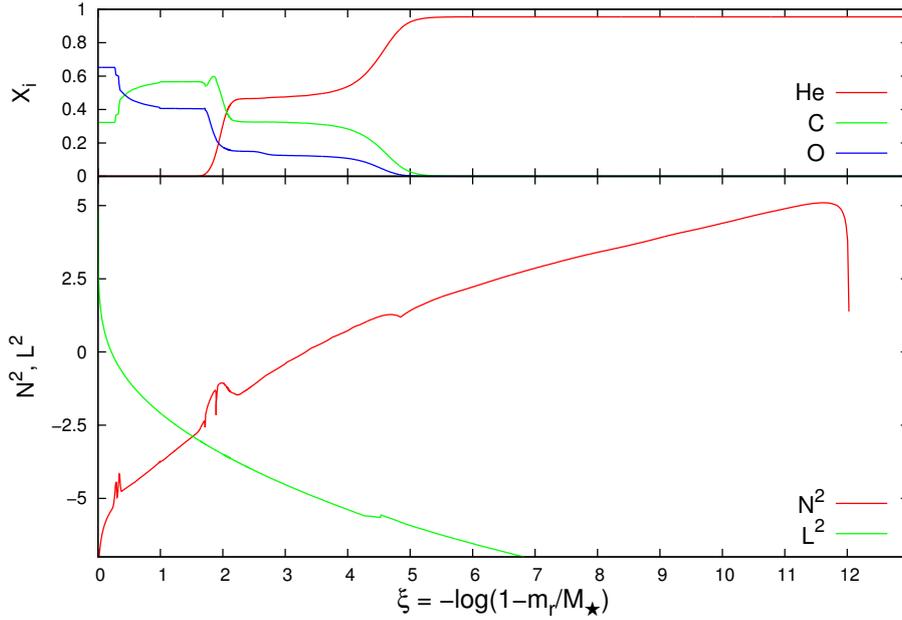


Figura 4.2. Frecuencias de Lamb (L) y Brunt-Väisälä (N) correspondientes al modelo astrosismológico adoptado para PG 1351+489 (panel inferior) junto con el perfil químico del modelo (panel superior).

el error que surge de considerar sólo ciertos valores de masa de la enana blanca en la búsqueda del modelo astrosismológico. El error debido a tomar valores discretos de temperatura efectiva es alrededor de un orden de magnitud menor. El valor adoptado de la incerteza en $\dot{\Pi}$ por el ajuste sismológico es entonces $\sim 0.5 \times 10^{-13}$ s/s.

En la figura 4.2 se muestran las frecuencias de Brunt-Väisälä, N , y Lamb, L , junto con el perfil químico del modelo astrosismológico. En la figura 4.3 se encuentran graficadas la amplitud radial, y_1 , y la función de peso, W , para los cuatro períodos, junto con el perfil químico. Los modos de pulsación oscilan en toda la estrella, mostrando amplitudes tanto en la envoltura como en el núcleo, exceptuando el modo con $\ell = 2$ y $k = 25$. Este modo presenta amplitudes casi nulas en el núcleo. En particular, el modo con orden radial $k = 11$ que corresponde al período del que se pudo estimar su tasa de cambio, no presenta características de un modo atrapado, en contraste con lo que ocurre con los modos de pulsación utilizados para derivar cotas a la masa del axi3n a partir de las mediciones de $\dot{\Pi}$ de las estrellas DAV G117-B15A (C3rsico et al., 2012a) y R548 (C3rsico et al., 2012b). En ambas estrellas, los modos correspondientes a los períodos de los cuales se pudo medir un valor de $\dot{\Pi}$, se identifican en los modelos con modos atrapados en la envoltura de H. En consecuencia, la contracción gravitatoria afecta fuertemente a la tasa de cambio de los períodos correspondientes, según la ecuación 3.2, produciendo que su valor sea menor al esperado en el caso de que el modo no sea atrapado. El hecho de que un determinado modo de pulsación resulte atrapado en alguna región de la estrella depende fuertemente de la composición química de la misma. Debido a que la obtención de los perfiles químicos posee incertezas en los cálculos de evolución (sec. 4.2.1), no se puede descartar la posibilidad de que los modos utilizados para derivar cotas al valor de $m_{\text{ax}} \cos^2 \beta$ a partir de G113-B15A y R548 sean, en realidad, no atrapados.

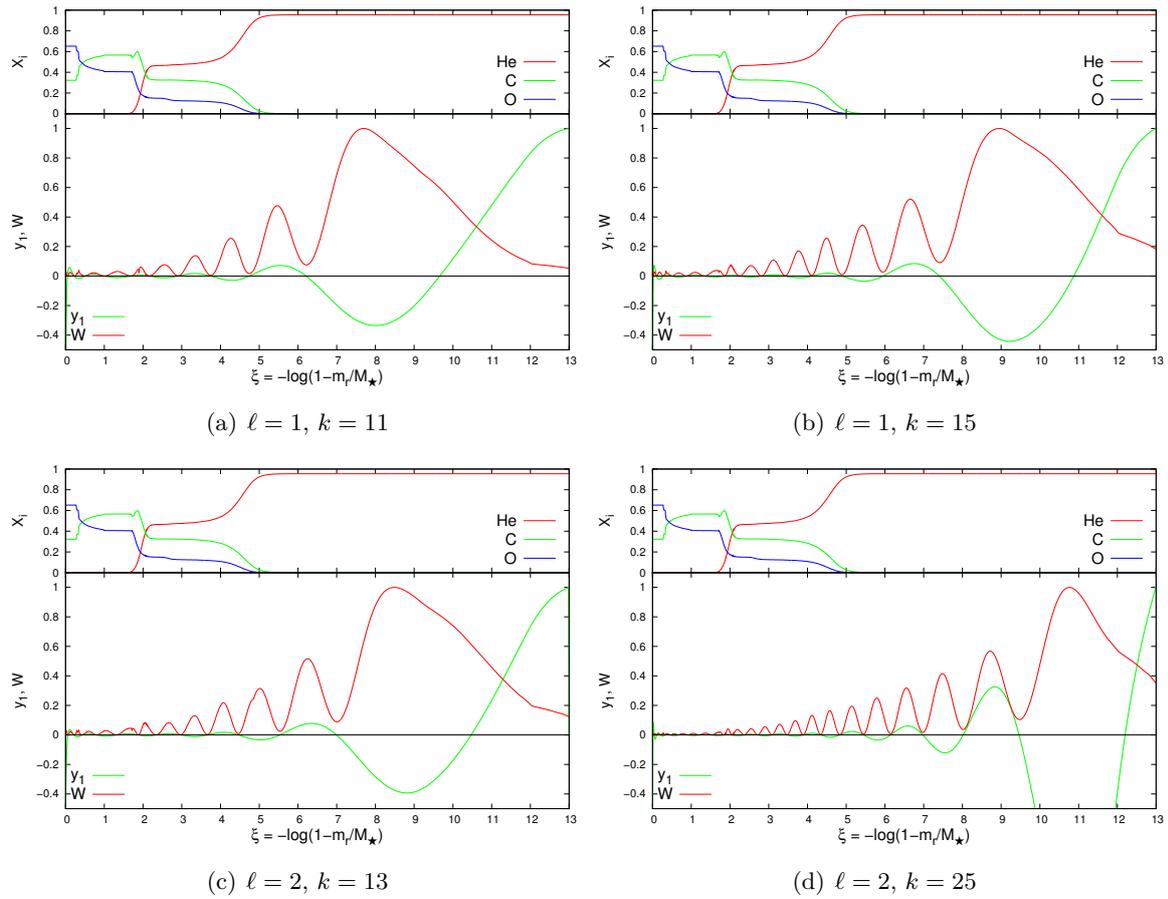


Figura 4.3. Función de peso W y amplitud de oscilación radial y_1 de los cuatro modos de interés del modelo astrosismológico, junto con el perfil químico del modelo.

4.2. Acotando la masa del axi3n

En la tabla 4.2 se puede apreciar que el modelo reproduce bastante bien los per3odos observados, sobre todo el per3odo del cual se pudo estimar su tasa de variaci3n temporal. Pero la tasa de cambio de per3odo que se estima de las observaciones es m3s del doble que el valor que se obtiene en el modelo astrosismol3gico. Si suponemos que dicho modelo es representativo de la estrella y nos olvidamos por un momento que el valor obtenido de las observaciones es s3lo una primera estimaci3n, esta diferencia podr3a ser consecuencia de la existencia de un mecanismo de enfriamiento extra en PG 1351+489 que no es tenido en cuenta en la teor3a est3ndar de evoluci3n estelar. Con el prop3sito de usar esta diferencia en las tasas de cambio de per3odo te3rica y observada para acotar la masa del axi3n, realizamos las siguientes hip3tesis:

- Consideramos que la diferencia entre el valor de $\dot{\Pi}^t$ obtenido a partir del modelo astrosismol3gico en C3rsico et al. (2014) y el valor de $\dot{\Pi}^o$ estimado observacionalmente por Redaelli et al. (2011) se debe a que existe un mecanismo de enfriamiento extra en la estrella.
- Proponemos que ese mecanismo extra de enfriamiento se debe 3nicamente a la emisi3n de axiones.

Estas hip3tesis nos permiten derivar una cota m3xima para la masa del axi3n, pero no un valor particular.

De los c3lculos de enfriamiento realizados a partir del modelo de estrella PG 1159 para cada masa del axi3n, elegimos como valor de $\dot{\Pi}$ aqu3l que corresponde a la misma temperatura efectiva que se obtiene del modelo astrosismol3gico, para el orden radial $k = 11$. Como se vi3 en la secci3n 3.2, el espectro de per3odos no var3a significativamente con la masa del axi3n, por lo que el valor del per3odo correspondiente al modo con $k = 11$ es pr3cticamente el mismo a aqu3l que se obtiene en el modelo astrosismol3gico sin considerar emisi3n de axiones. Adem3s, suponemos que el error por el ajuste num3rico en $\dot{\Pi}$ es el mismo para cada valor de m_{ax} .

En la figura 4.4 se muestra el resultado obtenido para las distintas masas del axi3n consideradas. Se observa que la tasa de cambio de per3odo aumenta con la masa del axi3n, como se vi3 en la secci3n 3.2 para distintos modelos de enanas blancas DBV. El valor de la masa del axi3n que mejor reproduce el valor estimado de las observaciones resulta ser:

$$m_{ax} \cos^2 \beta = 7.6_{-4.4}^{+2.7} \text{ meV}, \quad (4.2)$$

considerando una desviaci3n est3ndar (σ) correspondiente al error en las observaciones, pero sin tener en cuenta el error en el ajuste del modelo. El caso de que no existan axiones est3 incluido cuando tenemos en cuenta los errores observacionales y del ajuste. De todas formas, como mencionamos anteriormente, las hip3tesis realizadas s3lo nos permiten estimar una cota superior al valor de $m_{ax} \cos^2 \beta$. Este valor m3ximo de $m_{ax} \cos^2 \beta$, teniendo en cuenta un apartamiento de 1σ del valor estimado por Redaelli et al. (2011) y el error en el ajuste sismol3gico, resulta ser:

$$m_{ax} \cos^2 \beta \lesssim 11.5 \text{ meV}. \quad (4.3)$$

Sin embargo, esta cota es estimativa ya que la medici3n de $\dot{\Pi}$ no es definitiva.

Adem3s, deben tenerse en cuenta las incertezas en el c3lculo de los perfiles qu3micos, que afectan el espectro de per3odos. Si 3ste var3a, lo hace tambi3n el modelo astrosismol3gico, forz3ndonos a no tomarlo con demasiada confianza como respresentativo de PG 1351+489 .

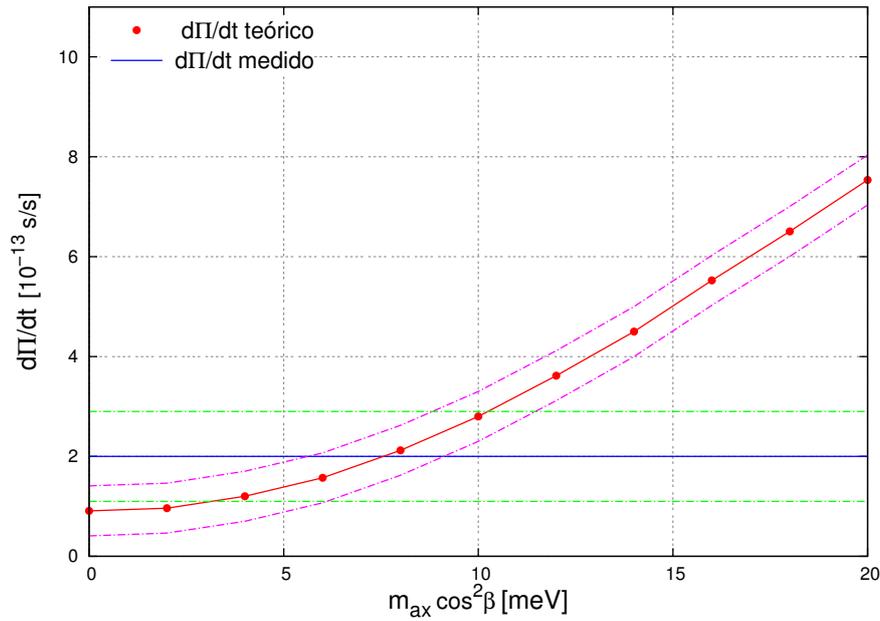


Figura 4.4. Tasas de cambio de los períodos obtenidas del modelo para los distintos valores de la masa del axión m_{ax} (puntos rojos) junto con el valor estimado de las observaciones por Redaelli et al. (2011) en línea azul. Las líneas verdes corresponden al error del valor estimado observacionalmente teniendo en cuenta una desviación estándar. Las líneas rosas representan el error en el modelo numérico.

Entonces, las incertezas en la composición química podrían introducir un error más importante en el valor de $\dot{\Pi}$ que el considerado. Estas incertezas derivan de procesos físicos no tan bien conocidos que influyen en la forma de los perfiles, ya sea en etapas previas (por ejemplo la reacción $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ o el fenómeno de *overshooting*) o en la de enana blanca (donde son importantes los procesos de difusión). A continuación discutimos ésto brevemente.

4.2.1. Incertezas en los perfiles químicos

La estratificación química de la enana blanca dependerá de la historia evolutiva de la estrella progenitora. En particular, la eficiencia de la reacción $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ es determinante en la abundancia relativa de carbono y oxígeno del núcleo degenerado que dará lugar a la EB. Esta reacción ocurre posteriormente al encendido del He en las estrellas. El encendido del He ocurre mediante el ciclo triple α , formando ^{12}C , seguido de la captura de partículas α por parte del ^{12}C , produciendo ^{16}O . El valor de la tasa de esta reacción no está bien determinado. Esto se debe a que, para las energías relevantes en la quema de He, la sección eficaz de la reacción (σ) es muy pequeña. Por esta razón, resulta muy difícil medir σ directamente de los experimentos a estas energías, necesitando ser extrapolada desde energías donde σ resulte posible de medir. La extrapolación es un proceso complicado en este caso, y el error resulta aproximadamente en ± 0.5 veces el valor de la tasa de la reacción (Kunz et al., 2002). Esta incerteza en la tasa de la reacción $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ se traslada en incertezas en las abundancias finales de ^{12}C y ^{16}O . El LPCODE utiliza el valor sugerido por Angulo et al. (1999). Si se considerase un valor menor de la tasa de reacción se obtendría, luego del cálculo de la evolución de la estrella progenitora, una enana blanca con menor abundancia de oxígeno y mayor abundancia de carbono. Exactamente lo contrario ocurriría si se considerase una tasa de reacción mayor, obteniéndose un núcleo con mayor contenido de oxígeno y menor abundancia de carbono.

Como expusimos en la sección 2.2.1, otro aspecto que resulta una fuente de incerteza en

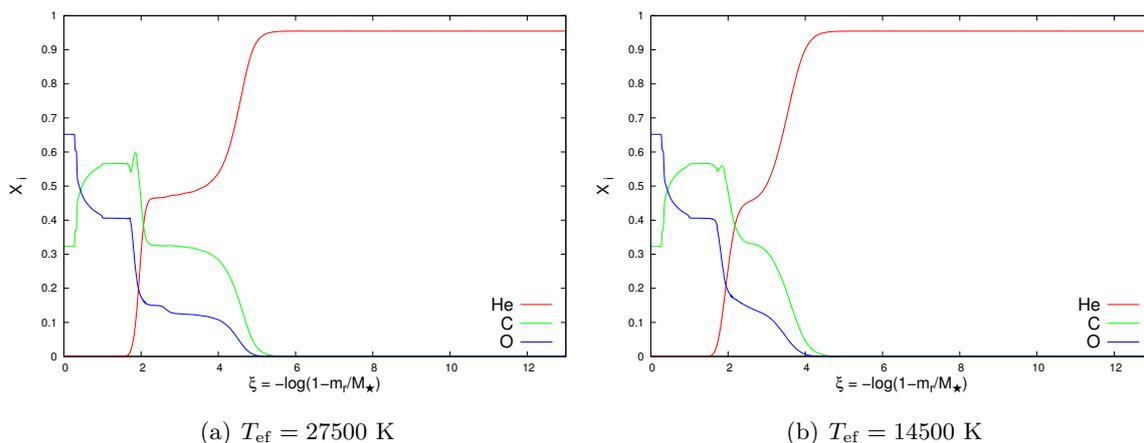


Figura 4.5. Abundancias de helio, carbono y oxígeno (X_i) para modelos de enanas blancas DB de temperaturas efectivas ~ 27500 K (modelo astrosismológico) y ~ 14500 K.

los perfiles químicos es el fenómeno de *overshooting*, que es difícil de modelar. Además de variar las abundancias relativas de oxígeno y carbono, estos procesos de mezcla más allá de la zona convectiva modifican el tamaño del núcleo de oxígeno.

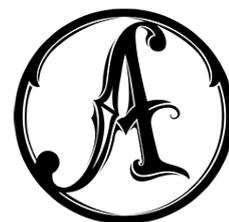
Finalmente, como ya mencionamos, durante la etapa de enana blanca adquieren relevancia los procesos de mezcla microscópica, o de difusión, que incluyen la difusión química, térmica y la sedimentación. En la figura 4.5(a) se muestra el perfil químico del modelo astrosismológico adoptado en este trabajo. Se observa una capa con helio, carbono y oxígeno desde $\xi \sim 2.1$ hasta $\xi \sim 4$ aproximadamente. La figura 4.5(b) corresponde a un modelo de DB más frío, ya fuera de la banda de inestabilidad de estas estrellas. Se puede observar que esta capa es más pequeña debido a la flotación del helio hacia la superficie. Si la difusión fuese más efectiva (en particular la sedimentación) podría obtenerse a temperaturas correspondientes a la banda de inestabilidad de las DBV, que esta capa sea más delgada como en la figura 4.5(b). Los valores de los coeficientes de difusión poseen incertezas, sobre todo en el rango de bajas densidades de las envolturas de las EB (Saumon et al. 2014).

Estos tres aspectos (la incerteza en la tasa de la reacción $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, el *overshooting* y los procesos de difusión) modifican los perfiles químicos.¹ Como veíamos en la sección 2.3.2, a partir de las ecuaciones 2.39, 2.40 y 2.41 se deduce que la frecuencia de Brunt-Väisälä depende de la composición química. Esta dependencia se puede ver explícitamente en la figura 4.2 para el modelo astrosismológico, donde se observa un salto importante de N^2 en la transición del núcleo de C/O a la capa de He/C/O. Si N^2 varía se modifica todo el espectro de períodos. De esta manera, como ya mencionamos, podría variar el modelo astrosismológico, por lo que habría que tener en cuenta un error mayor en el valor de las tasas de cambio de períodos calculadas.

¹En el contexto de las enanas blancas DAV, actualmente se está trabajando para estimar cómo las incertezas afectan los perfiles químicos de los modelos astrosismológicos de estrellas DAV, en el marco de la tesis doctoral de F. C. De Gerónimo.

Capítulo 5

Conclusiones



.sritqylscoqA

Con el objetivo de estudiar las consecuencias de la emisión de axiones sobre las propiedades evolutivas y pulsacionales de las enanas blancas DBV, calculamos la evolución de modelos de enanas blancas DB de distintas masas incorporando la emisión de axiones y el cálculo de pulsaciones estelares adiabáticas no radiales en el rango de inestabilidad de dichas estrellas ($20000 \text{ K} \lesssim T_{\text{ef}} \lesssim 30000 \text{ K}$). Los resultados generales se resumen a continuación:

- La emisión de axiones incorporada de manera consistente con la estructura térmica de las enanas blancas afecta la emisión de neutrinos, disminuyendo su magnitud. Aun así, el efecto neto de la emisión de estas hipotéticas partículas en las propiedades evolutivas de las estrellas DB es acelerar su evolución, acortando los tiempos de enfriamiento. Este aumento en la tasa de enfriamiento resulta mayor cuanto más masivos son los axiones.
- Los períodos de pulsación de las estrellas no se ven afectados de manera significativa con la emisión de axiones, independientemente de la masa de la estrella, su posición en la zona de inestabilidad de las DBV, o la masa del axión.
- Las tasas de cambio de período, por otra parte, sí se ven significativamente afectadas por la emisión de axiones en el rango de inestabilidad de las DBV, independientemente de la masa de la enana blanca y de la masa del axión propuesta.

Estos resultados son consistentes con lo obtenido por Miller Bertolami et al. (2014) para enanas blancas DA, y Córscico et al. (2012a,b) para enanas blancas DAV. Asimismo, implicarían que las enanas blancas DBV resultan buenas candidatas para acotar la física de los axiones, ya que al incorporar la emisión de estas partículas con masas en el rango de interés (aproximadamente de 0 a 10^{-2} eV), las tasas de cambio de período se ven significativamente afectadas, siendo estas propiedades en principio posibles de estimar con las observaciones.

Por otro lado, teniendo en cuenta los resultados recientemente mencionados, derivamos una cota estimativa al valor de la masa del axión a partir de la comparación del valor de \dot{P}

5. Conclusiones

correspondiente al período de mayor amplitud observada de la estrella PG 1351+489, estimado de las mediciones por Redaelli et al. (2011), con valores teóricos de $\dot{\Pi}$ obtenidos a partir de un modelo astrosismológico de PG 1351+489 de Córscico et al. (2014), pero incorporando la emisión de axiones de distinta masa. Con esta técnica, obtuvimos un valor para la cota a la masa del axión en caso de que exista y se acople con electrones, cuyo valor es:

$$m_{\text{ax}} \cos^2 \beta \lesssim 11.5 \text{ meV}. \quad (5.1)$$

Este resultado concuerda con los valores derivados de la cota a la masa del axión a partir de la función de luminosidad de enanas blancas (Miller Bertolami et al., 2014), y del encendido del He en estrellas de baja masa en la rama de las gigantes rojas (Raffelt & Weiss, 1995). En efecto, Miller Bertolami et al. (2014) obtienen como resultado que los valores $m_{\text{ax}} \cos^2 \beta \gtrsim 10 \text{ meV}$ pueden ser excluidos con bastante confianza, mientras que, a su vez, Raffelt & Weiss (1995) derivan un valor a la cota de $m_{\text{ax}} \cos^2 \beta \lesssim 9 \text{ meV}$. Por el contrario, el resultado de este trabajo no concuerda con el obtenido por Córscico et al. (2012a,b) a partir del estudio astrosismológico de las enanas blancas DAV G117-B15A y R548, ya que en estos casos, los valores obtenidos para la masa del axión son $m_{\text{ax}} \cos^2 \beta = 17.4^{+2.3}_{-2.7}$ y $m_{\text{ax}} \cos^2 \beta = 17.4^{+4.3}_{-5.8}$ respectivamente. Además, cabe mencionar que el modo de pulsación correspondiente al período de PG 1351+489 del cual se estimó su tasa de cambio observacionalmente, no es identificado en el modelo astrosismológico con un modo atrapado.

En contraste con este último punto, en el caso de las estrellas DAV G117-B15A y R548 los modos correspondientes a los períodos de los cuales se pudo medir un valor de $\dot{\Pi}$ se identifican en los modelos con modos atrapados en la envoltura de H. En consecuencia, la contracción gravitatoria afecta fuertemente la tasa de cambio de los períodos correspondientes, acortando su valor. El valor de $\dot{\Pi}$ medido para el modo de pulsación de G117-B15A de 215 s. es de $4.19 \pm 0.73 \times 10^{-15} \text{ s/s}$ (Kepler, 2012), mientras que el valor obtenido del modelo astrosismológico por Córscico et al. (2012a) es de $1.25 \times 10^{-15} \text{ s/s}$. La diferencia considerable entre estos valores resulta consistente con la emisión de axiones de masa del orden de $\sim 17 \text{ meV}$. Una situación similar ocurre en el caso de la estrella R548. Sin embargo, si el modo de pulsación correspondiente no resultase un modo atrapado, el valor de $\dot{\Pi}$ obtenido de los modelos debería ser mayor, ya que no se vería tan afectado por la contracción gravitatoria. En este caso, la diferencia entre el valor teórico y el observado resultaría menor, y no sería necesario considerar la emisión de axiones de una masa tan alta como 17 meV .

Como mencionábamos en la sección 4.1, el hecho de que un modo resulte atrapado o no depende fuertemente de la composición química de la estrella. Teniendo en cuenta las incertezas presentes en la obtención de los perfiles químicos, el trabajo de Miller Bertolami et al. (2014), que descarta valores de la masa del axión por encima de 10 meV , podría ser considerado como un argumento a favor de que los modos de pulsación, utilizados para derivar cotas a la masa del axión, de G117-B15A y R548 no sean atrapados. Si la cota a la masa del axión derivada en este trabajo fuese un resultado más concluyente, podría considerarse como un argumento a favor más para afirmar que los modos mencionados de las estrellas G117-B15A y R548 no son atrapados. Pero el resultado expuesto en la ecuación 5.1 es sólo una estimación a la cota de la masa del axión, debido principalmente a que la medición del $\dot{\Pi}$ es un valor preliminar, y a que no existe una estimación de cuánto afectan a este resultado las incertezas en los perfiles químicos de los modelos.

Para obtener un valor más consistente de la cota a la masa del axión, sería menester disponer de una medición más precisa al valor de la tasa de cambio de período del modo de mayor amplitud de PG 1351+489, así como una estimación de los errores involucrados en el cálculo de los perfiles químicos y su impacto en el valor de la cota a la masa del axión.

Para obtener un valor de la cota a la masa del axión, de manera un poco más independiente de un modelo astrosismológico particular se podrían elegir dos modelos de una

secuencia evolutiva de una masa estelar similar a la obtenida espectroscópicamente: uno de estos modelos con una T_{ef} similar a las obtenidas considerando atmósfera de He puro, y el otro, con una T_{ef} similar a la obtenida para el caso de atmósfera de He más trazas de H. Así, se podrían comparar los valores de $\dot{\Pi}$ obtenidos en cada modelo, que correspondan a modos con período de pulsación similar al observado, con el valor de $\dot{\Pi}$ estimado de las observaciones, para derivar cotas a la masa del axión.

De esta manera, sería posible obtener una cota a la masa del axión que no dependa tanto del modelo astrosismológico en particular, sino de las temperaturas y gravedades superficiales obtenidas espectroscópicamente. Como continuación de este trabajo, se pretende derivar una estimación a la cota de la masa del axión de esta manera, en vistas de obtener un valor más confiable de la cota, con el dato de $\dot{\Pi}$ disponible.

Bibliografía

- Alexander, D. R. y Ferguson, J. W.: 1994, *ApJ* **437**, 879.
- Althaus, L. G., Córscico, A. H., Isern, J., y García-Berro, E.: 2010a, *A&A Rev.* **18**, 471.
- Althaus, L. G., García-Berro, E., Córscico, A. H., Miller Bertolami, M. M., y Romero, A. D.: 2009a, *ApJ* **693**, L23.
- Althaus, L. G., García-Berro, E., Isern, J., Córscico, A. H., y Rohrmann, R. D.: 2007, *A&A* **465**, 249.
- Althaus, L. G., García-Berro, E., Renedo, I., Isern, J., Córscico, A. H., y Rohrmann, R. D.: 2010b, *ApJ* **719**, 612.
- Althaus, L. G., Panei, J. A., Miller Bertolami, M. M., García-Berro, E., Córscico, A. H., Romero, A. D., Kepler, S. O., y Rohrmann, R. D.: 2009b, *ApJ* **704**, 1605.
- Althaus, L. G., Serenelli, A. M., Panei, J. A., Córscico, A. H., García-Berro, E., y Scóccola, C. G.: 2005, *A&A* **435**, 631.
- Alves, V. M., Kepler, S. O., Handler, G., Hansen, C. J., Costa, J. E. S., Nitta, A., Claver, C. F., Kanaan, A., Nather, R. E., Winget, D. E., Kleinman, S. J., Bin, Z. J., Jiang, X., Meištas, E. G., Chernyshev, A. V., Ibbetson, P., Leibowitz, E., Hemar, S., Moskalik, P., Pajdosz, G., Vauclair, G., Dolez, N., Fu, J. N., Solheim, J.-E., Pfeiffer, B., Marar, T. M. K., Ashoka, B. N., Seetha, S., Giovannini, O., O'Donoghue, D., Buckley, D., Barstow, M. A., y Sullivan, D. J.: 2003, *Baltic Astronomy* **12**, 33.
- Angulo, C., Arnould, M., Rayet, M., Descouvemont, P., Baye, D., Leclercq-Willain, C., Coc, A., Barhoumi, S., Aguer, P., Rolfs, C., Kunz, R., Hammer, J. W., Mayer, A., Paradellis, T., Kossionides, S., Chronidou, C., Spyrou, K., degl'Innocenti, S., Fiorentini, G., Ricci, B., Zavatarelli, S., Providencia, C., Wolters, H., Soares, J., Grama, C., Rahighi, J., Shotton, A., y Laméhi Rachti, M.: 1999, *Nuc. Phys. A* **656**, 3.
- Asztalos, S. J., Carosi, G., Hagmann, C., Kinion, D., van Bibber, K., Hotz, M., Rosenberg, L. J., Rybka, G., Hoskins, J., Hwang, J., Sikivie, P., Tanner, D. B., Bradley, R., Clarke, J., y ADMX Collaboration: 2010, *Phys. Rev. Lett.* **104**(4), 041301.
- Barth, K., Belov, A., Beltran, B., Bräuninger, H., Carmona, J., Collar, J., Dafni, T., Davenport, M., Lella, L. D., Eleftheriadis, C., Englhauser, J., Fanourakis, G., Ferrer-Ribas, E., Fischer, H., Franz, J., Friedrich, P., Galán, J., García, J., Geralis, T., Giomataris, I., Gninenko, S., Gómez, H., Hasinoff, M., Heinsius, F., Hoffmann, D., Irastorza, I., Jacoby, J., Jakovčić, K., Kang, D., Königsman, K., Kotthaus, R., Kousouris, K., Krčmar, M., Kuster, M., Lakić, B., Liolios, A., Ljubičić, A., Lutz, G., Luzón, G., Miller, D., Papaevangelou, T., Pivovarov, M., Raffelt, G., Redondo, J., Riege, H., Rodríguez, A., Ruz, J., Savvidis, I.,

BIBLIOGRAFÍA

- Semertzidis, Y., Stewart, L., Bibber, K. V., Vieira, J., Villar, J., Vogel, J., Walckiers, L., y Zioutas, K.: 2013, *J. Cosmology Astropart. Phys.* **2013(05)**, 010.
- Beauchamp, A., Wesemael, F., Bergeron, P., Fontaine, G., Saffer, R. A., Liebert, J., y Brassard, P.: 1999, *ApJ* **516**, 887.
- Bergeron, P., Wesemael, F., Dufour, P., Beauchamp, A., Hunter, C., Saffer, R. A., Gianninas, A., Ruiz, M. T., Limoges, M.-M., Dufour, P., Fontaine, G., y Liebert, J.: 2011, *ApJ* **737**, 28.
- Bischoff-Kim, A., Montgomery, M., y Winget, D.: 2008, *ApJ* **675**, 1512.
- Brassard, P., Fontaine, G., Wesemael, F., Kawaler, S. D., y Tassoul, M.: 1991, *ApJ* **367**, 601.
- Cassisi, S., Potekhin, A. Y., Pietrinferni, A., Catelan, M., y Salaris, M.: 2007, *ApJ* **661**, 1094.
- Caughlan, G. R. y Fowler, W. A.: 1988, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **40**, 283.
- Córsico, A. H.: 2003, *Tesis Doctoral*, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata.
- Córsico, A. H. y Althaus, L. G.: 2006, *A&A* **454**, 863.
- Córsico, A. H., Althaus, L. G., y Miller Bertolami, M. M.: 2006, *A&A* **458**, 259.
- Córsico, A. H., Althaus, L. G., Miller Bertolami, M. M., y García-Berro, E.: 2009a, *A&A* **499**, 257.
- Córsico, A. H., Althaus, L. G., Miller Bertolami, M. M., y García-Berro, E.: 2009b, *J. Phys. Conf. Ser.* **172(1)**, 012075.
- Córsico, A. H., Althaus, L. G., Miller Bertolami, M. M., Kepler, S. O., y García-Berro, E.: 2014, *J. Cosmology Astropart. Phys.* **8**, 54.
- Córsico, A. H., Althaus, L. G., Miller Bertolami, M. M., Romero, A. D., García-Berro, E., Isern, J., y Kepler, S. O.: 2012a, *MNRAS* **424**, 2792.
- Córsico, A. H., Althaus, L. G., Miller Bertolami, M. M., y Werner, K.: 2007a, *A&A* **461**, 1095.
- Córsico, A. H., Althaus, L. G., Romero, A. D., Mukadam, A. S., García-Berro, E., Isern, J., Kepler, S. O., y Corti, M. A.: 2012b, *J. Cosmology Astropart. Phys.* **12**, 10.
- Córsico, A. H., Benvenuto, O. G., Althaus, L. G., Isern, J., y García-Berro, E.: 2001, *New A* **6**, 197.
- Córsico, A. H., Miller Bertolami, M. M., Althaus, L. G., Vauclair, G., y Werner, K.: 2007b, *A&A* **475**, 619.
- Cowling, T. G.: 1941, *MNRAS* **101**, 367.
- Cox, J. P.: 1980, *Theory of Stellar Pulsation*, Princeton University Press, Princeton, New Jersey.
- Dine, M., Fischler, W., y Srednicki, M.: 1981, *Phys. Lett. B* **104**, 199.
- García-Berro, E., Hernanz, M., Isern, J., y Mochkovitch, R.: 1988a, *New At* **333**, 642.

- García-Berro, E., Hernanz, M., Isern, J., y Mochkovitch, R.: 1995, MNRAS **277**, 801.
- García-Berro, E., Hernanz, M., Mochkovitch, R., y Isern, J.: 1988b, A&A **193**, 141.
- García-Berro, E., Torres, S., Althaus, L. G., Renedo, I., Lorén-Aguilar, P., Córscico, A. H., Rohrmann, R. D., Salaris, M., y Isern, J.: 2010, New At **465**, 194.
- Goldreich, P. y Wu, Y.: 1999, ApJ **511**, 904.
- Haft, M., Raffelt, G., y Weiss, A.: 1994, ApJ **425**, 222.
- Iben, Jr., I. y Renzini, A.: 1983, ARA&A **21**, 271.
- Iglesias, C. A. y Rogers, F. J.: 1996, ApJ **464**, 943.
- Isern, J., Catalan, S., García-Berro, E., y Torres, S.: 2009, J. Pyhs. Conf. Ser. **172**, 012005.
- Isern, J., García-Berro, E., Hernanz, M., y Chabrier, G.: 2000, ApJ **528**, 397.
- Isern, J., García-Berro, E., Torres, S., y Catalan, S.: 2008, ApJ **682**, L109.
- Isern, J., Hernanz, M., y García-Berro, E.: 1992, ApJ **392**, L23.
- Isern, J., Hernanz, M., Mochkovitch, R., y García-Berro, E.: 1991, A&A **241**, L29.
- Isern, J., Mochkovitch, R., García-Berro, E., y Hernanz, M.: 1997, ApJ **485**, 308.
- Itoh, N., Adachi, T., Nakagawa, M., Kohyama, Y., y Munakata, H.: 1989, ApJ **339**, 354.
- Itoh, N., Hayashi, H., Nishikawa, A., y Kohyama, Y.: 1996, ApJS **102**, 411.
- Itoh, N. y Kohyama, Y.: 1983, ApJ **275**, 858.
- Kepler, S. O.: 2012, in H. Shibahashi, M. Takata, & A. E. Lynas-Gray (eds.), *Progress in Solar/Stellar Physics with Helio- and Asteroseismology*, Vol. 462 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 322.
- Kim, J. E.: 1979, Phys. Rev. Lett. **43**, 103.
- Kippenhahn, R., Weigert, A., y Hofmeister, E.: 1967, Meth.Comput.Phys **7**, 129.
- Kippenhahn, R., Weigert, A., y Weiss, A.: 2012, *Stellar Structure and Evolution*.
- Kravtsov, V., Alcaíno, G., Marconi, G., y Alvarado, F.: 2010, VizieR Online Data Catalog **351**, 69023.
- Kunz, R., Fey, M., Jaeger, M., Mayer, A., Hammer, J. W., Staudt, G., Harissopulos, S., y Paradellis, T.: 2002, ApJ **567**, 643.
- Magni, G. y Mazzitelli, I.: 1979, A&A **72**, 134.
- Miller Bertolami, M. M.: 2009, *Tesis Doctoral*, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata.
- Miller Bertolami, M. M.: 2014, A&A **562**, A123.
- Miller Bertolami, M. M. y Althaus, L. G.: 2006, A&A **454**, 845.

BIBLIOGRAFÍA

- Miller Bertolami, M. M., Córscico, A. H., y Althaus, L. G.: 2012, in D. Kilkenny, C. S. Jeffery, & C. Koen (eds.), *Fifth Meeting on Hot Subdwarf Stars and Related Objects*, Vol. 452 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 175.
- Miller Bertolami, M. M., Melendez, B. E., Althaus, L. G., y Isern, J.: 2014, *J. Cosmology Astropart. Phys.* **10**, 69.
- Munakata, H., Kohyama, Y., y Itoh, N.: 1987, *ApJ* **316**, 708.
- Nakagawa, M., Adachi, T., Kohyama, Y., y Itoh, N.: 1988, *ApJ* **326**, 241.
- Nakagawa, M., Kohyama, Y., y Itoh, N.: 1987, *ApJ* **322**, 291.
- Olive, K. et al.: 2014, *Chin.Phys.* **C38**, 090001.
- Østensen, R. H., Bloemen, S., Vučković, M., Aerts, C., Oreiro, R., Kinemuchi, K., Still, M., y Koester, D.: 2011, *ApJ* **736**, L39.
- Panei, J. A.: 2004, *Tesis Doctoral*, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata.
- Paquette, C., Pelletier, C., Fontaine, G., y Michaud, G.: 1986, *ApJS* **61**, 177.
- Peccei, R.: 2008, *Lect.Notes Phys.* **741**, 3.
- Peccei, R. D.: 2010, in D. B. Tanner & K. A. van Bibber (eds.), *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1274 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp 7–13.
- Peccei, R. D. y Quinn, H. R.: 1977, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1440.
- Raffelt, G. y Weiss, A.: 1995, *Phys. Rev.* **D51**, 1495.
- Raffelt, G. G.: 1986, *Phys. Rev. D* **33**, 897.
- Raffelt, G. G.: 1996, *Stars as laboratories for fundamental physics : the astrophysics of neutrinos, axions, and other weakly interacting particles*.
- Redaelli, M., Kepler, S. O., Costa, J. E. S., Winget, D. E., Handler, G., Castanheira, B. G., Kanaan, A., Fraga, L., Henrique, P., Giovannini, O., Provencal, J. L., Shipman, H. L., Dalessio, J., Thompson, S. E., Mullally, F., Brewer, M. M., Childers, D., Oksala, M. E., Rosen, R., Wood, M. A., Reed, M. D., Walter, B., Strickland, W., Chandler, D., Watson, T. K., Nather, R. E., Montgomery, M. H., Bischoff-Kim, A., Hansen, C. J., Nitta, A., Kleinman, S. J., Claver, C. F., Brown, T. M., Sullivan, D. J., Kim, S.-L., Chen, W.-P., Yang, M., Shih, C.-Y., Zhang, X., Jiang, X., Fu, J. N., Seetha, S., Ashoka, B. N., Marar, T. M. K., Baliyan, K. S., Vats, H. O., Chernyshev, A. V., Ibbetson, P., Leibowitz, E., Hemar, S., Sergeev, A. V., Andreev, M. V., Janulis, R., Meištas, E. G., Moskalik, P., Pajdosz, G., Baran, A., Winiarski, M., Zola, S., Ogloza, W., Siwak, M., Bognár, Z., Solheim, J.-E., Sefako, R., Buckley, D., O'Donoghue, D., Nagel, T., Silvotti, R., Bruni, I., Fremy, J. R., Vauclair, G., Chevreton, M., Dolez, N., Pfeiffer, B., Barstow, M. A., Creevey, O. L., Kawaler, S. D., y Clemens, J. C.: 2011, *MNRAS* **415**, 1220.
- Renedo, I., Althaus, L. G., Córscico, A. H., Romero, A. D., Miller Bertolami, M. M., Rohrmann, R. D., y García-Berro, E.: 2010, in K. Werner & T. Rauch (eds.), *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1273 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp 117–120.

- Romero, A. D.: 2012, *Tesis Doctoral*, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires.
- Romero, A. D., Córscico, A. H., y Althaus, L. G.: 2007, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina* **50**, 141.
- Salaris, M. y Cassisi, S.: 2005, *Evolution of Stars and Stellar Populations*, Wiley, Chichester.
- Santander-García, M., Rodríguez-Gil, P., Corradi, R. L. M., Jones, D., Miszalski, B., Boffin, H. M. J., Rubio-Díez, M. M., y Kotze, M. M.: 2015, *New At* **519**, 63.
- Segretain, L., Chabrier, G., Hernanz, M., García-Berro, E., Isern, J., y Mochkovitch, R.: 1994, *ApJ* **434**, 641.
- Shifman, M. A., Vainshtein, A. I., y Zakharov, V. I.: 1980, *Nuc. Phys. B* **166**, 493.
- Unno, W., Osaki, Y., Ando, H., Saio, H., y Shibahashi, H.: 1989, *Nonradial Oscillations of Stars*, University of Tokyo Press, Tokyo.
- Weinberg, S.: 1978, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 223.
- Winget, D. E., Hansen, C. J., y van Horn, H. M.: 1983, *New At* **303**, 781.
- Winget, D. E., Nather, R. E., y Hill, J. A.: 1987, *ApJ* **316**, 305.
- Winget, D. E., Sullivan, D. J., Metcalfe, T. S., Kawaler, S. D., y Montgomery, M. H.: 2004, *ApJ* **602**, L109.
- Zhitnitsky, A.: 1980, *Sov.J.Nucl.Phys.* **31**, 260.