

# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Introducción histórica

Entre 1834 y 1844 el matemático y astrónomo Bessel observó oscilaciones en la trayectoria aparente de Sirio sobre el cielo. Este hecho condujo a la conclusión de que Sirio era un sistema binario. Su compañera, Sirio B, fue detectada visualmente por el constructor de telescopios americano Alvan Clark en 1861. Pero no fue hasta 1910 que la masa de la compañera fue determinada como  $0,94 M_{\odot}$  (Boss 1910), un valor más reciente es  $1,053 M_{\odot}$  (Gatewood & Gatewood 1978). A partir del tipo espectral (Adams 1915) se dedujo una temperatura efectiva de 8000 K. Conjuntamente con la luminosidad conocida se pudo realizar una primera estimación del radio mediante la conocida ley de Stefan y de aquí una estimación de la densidad, resultando ésta del orden de  $5 \times 10^4 \text{ g cm}^{-3}$ . Simultáneamente, H.N. Russell utilizando la representación en el diagrama color–luminosidad, descubrió que otra estrella, 40 Eridani B, se encontraba representada en la región inferior izquierda (y por tanto era una estrella caliente) mientras que a su vez, poseía un radio pequeño, de aquí el nombre de enanas blancas. Una estrella con peculiaridades similares es Van Maanen 2, para la cual Van Maanen (1913) había determinado su tipo espectral apareciendo éste demasiado caliente dada su escasa luminosidad. De esta manera, en 1920 se conocían 3 enanas blancas, aunque fue de inmediato evidente que tales objetos debían ser de los más comunes de nuestra galaxia. Los tres objetos eran muy cercanos al sol, esto es a una distancia inferior a los 5 pc, siendo su débil luminosidad intrínseca la que limitaba observaciones posteriores. Allá por 1939, se conocían un total de 18 enanas blancas, y hacia 1950 el número había aumentado a 111 (Schatzman 1958).

La búsqueda sistemática de enanas blancas se ha centrado básicamente en dos propiedades. Por un lado, las enanas blancas, al ser objetos intrínsecamente débiles, sólo pueden ser descubiertas cuando están relativamente cerca del sol, motivo por el cual mostrarán movimientos propios elevados con respecto al sol. La búsqueda sistemática de objetos con tales movimientos propios elevados fue iniciada en 1929

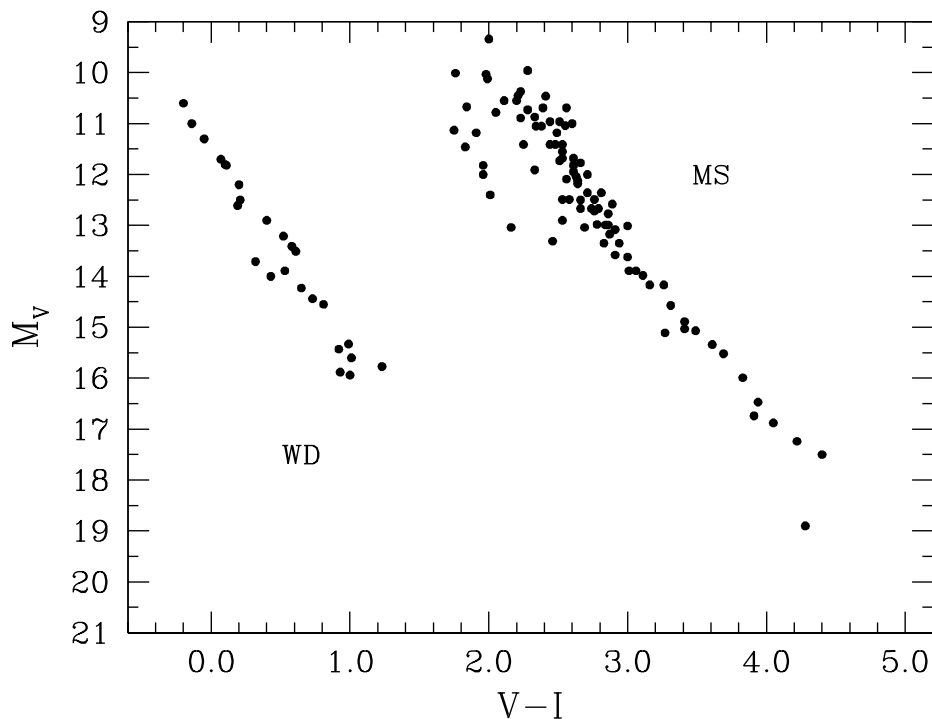


Figura 1.1: Diagrama color-magnitud extraído de Monet et al. (1992) donde se representan estrellas de la secuencia principal (MS) y enanas blancas (WD).

por Luyten y los resultados fueron publicados en una serie de artículos (Luyten 1970, 1977). Una búsqueda similar fue realizada por el Observatorio Lowell (Giclas et al. 1980). Por otro lado, las enanas blancas son objetos “demasiado azules” para la luminosidad que tienen, en comparación con las estrellas de la secuencia principal (ver Figura 1.1). Esta propiedad fue en primer lugar explotada por Humason y Zwicky (1947) y más recientemente por el Palomar-Green Survey para objetos azules débiles (Green et al. 1986).

En la actualidad el catálogo más completo de enanas blancas identificadas espectroscópicamente es el de McCook y Sion (1988, 1999) en el que se listan del orden de unas  $\approx 2200$  enanas blancas dentro de una esfera de unos  $\approx 500$  pc de radio alrededor del sol, la mayoría de ellas pertenecientes a la población antigua del disco. Por otro lado, los descubrimientos recientes del Hubble Space Telescope han aportado evidencias sobre dos objetos muy fríos y con movimientos propios elevados (Ibata 2000), posibles candidatos a enanas blancas de la población del halo.

## 1.2. Propiedades básicas de las enanas blancas

Las enanas blancas son objetos estelares con una masa del orden de la mitad de la masa solar y con un radio del orden del radio terrestre, lo cual les confiere densidades considerablemente altas, del orden de  $10^6 \text{ g/cm}^3$ . Por otro lado, las enanas blancas representan el estadio final de la práctica totalidad de estrellas con masas comprendidas entre  $0,07$  y  $8 M_{\odot}$ . Este hecho implica que el 90 % de las estrellas, entre las que se encuentra nuestro sol, finalizarán su proceso evolutivo convirtiéndose en enanas blancas. Dado que el valor máximo de la masa de una enana blanca es  $\approx 1,4 M_{\odot}$ , parte de la masa de la estrella progenitora será eyectada al medio interestelar en forma de nebulosa planetaria. El núcleo restante dará lugar a la formación de la enana blanca, caracterizándose ésta por poseer una estructura estratificada. El núcleo interno de una enana blanca está compuesto de ONe o de CO (y en algunos casos de He) y representa la práctica totalidad de la masa de la estrella. Por otro lado, la envoltura exterior está compuesta por una capa interna de He y una capa externa de H que puede no presentarse en un  $\approx 25 \%$  de los casos.

La composición química del núcleo interno depende de la masa de la estrella progenitora. Así, si la estrella progenitora posee una masa comprendida aproximadamente en el rango de  $0,8$  a  $8 M_{\odot}$  produce una enana blanca de CO con una masa en el intervalo de  $0,5$  a  $1,1 M_{\odot}$ , mientras que aquellas estrellas con masas superiores a  $8 M_{\odot}$  producen enanas blancas de ONe (Iben y Tutukov, 1985). Las estrellas con masas inferiores a  $0,8 M_{\odot}$  no han tenido tiempo de producir enanas blancas. En definitiva, si tenemos en cuenta la forma de la función inicial de masa, resulta que las enanas blancas de CO son las más representativas del conjunto de estos objetos.

Tradicionalmente las enanas blancas se han obtenido a partir de catálogos de objetos con movimientos propios elevados y, por lo tanto cercanos al sol. La distinción entre enanas blancas y estrellas cercanas de la secuencia principal se consigue mediante un criterio de selección basado en los filtros de color, principalmente  $U$  y  $B$ . Las enanas blancas se caracterizan por ser objetos mucho más azules que una estrella típica de la secuencia principal. Este criterio, junto con el posterior análisis espectroscópico permite confirmar la naturaleza degenerada de la enana blanca.

Muchas de las propiedades de las enanas blancas se pueden obtener directamente a partir de las observaciones y del análisis espectrofotométrico. En este sentido, por ejemplo, a partir del análisis de la distribución de energías derivadas del espectro óptico y ultravioleta, se puede obtener la temperatura efectiva. Para las enanas blancas la temperatura efectiva varía entre  $\sim 150,000 \text{ K}$  para las más calientes, hasta  $T_{\text{eff}}$  del orden de  $4000 \text{ K}$  para las más frías. Así mismo, del análisis espectroscópico podemos deducir la gravedad superficial,  $\log g$ , dado que el ancho y la intensidad de las líneas espectrales son proporcionales a la densidad de partículas en las atmósferas. No obstante, para las enanas blancas más frías, al no encontrarse rasgos espectrales, la determinación de  $\log g$  se lleva a cabo mediante medidas astrométricas de la masa y el radio, y de aquí se obtiene la gravedad superficial. Puesto que las enanas blancas

son objetos relativamente densos, su gravedad superficial media es elevada, del orden de  $\log g \sim 8$  ( $\text{cm s}^{-2}$ ) si la comparamos con la del sol que es  $\log g \sim 4,4$  ( $\text{cm s}^{-2}$ ).

En cuanto al rango de luminosidades que abarcan las enanas blancas es considerablemente grande, excediendo los 7 órdenes de magnitud, lo cual no es más que un reflejo del amplio rango de temperaturas efectivas observado (recordemos que  $L \propto T_{\text{eff}}^4$ ). Las enanas blancas más débiles conocidas poseen  $L \sim 10^{-4,7} L_{\odot}$ , mientras que las más brillantes observadas, aquellas que justamente acaban de entrar en la secuencia de enfriamiento, alcanzan luminosidades del orden de  $10^2$ – $10^3 L_{\odot}$ . La magnitud visual media para aquellas enanas blancas de la vecindad solar confirmadas espectroscópicamente es  $V \sim 15,5$ . Otro de los hechos observados característico del conjunto de la población de enanas blancas es su distribución en masa. La distribución muestra un claro pico alrededor de  $0,59 M_{\odot}$  con una dispersión muy pequeña,  $\sigma \simeq 0,13 M_{\odot}$ . No obstante, la distribución presenta colas de baja amplitud que se extienden desde  $\sim 0,3$ , efecto, tal vez, de procesos derivados de la evolución en binarias, hasta  $\sim 1,2 M_{\odot}$ .

El análisis de las propiedades espectrofotométricas permite una clasificación observacional de las enanas blancas (Sion 1986). En este sentido, la nomenclatura habitual denomina a las enanas blancas con atmósferas puras de hidrógeno como estrellas del tipo DA, mientras que el resto se denominan estrellas no DA. Este último conjunto incluye las DB, con atmósferas puras de He, las DO, con atmósferas de He con trazas de O, las DQ, con atmósferas dominadas por He con abundancias de C, las DZ, con atmósferas que presentan metales (CaII, H–K) y las DC, que no presentan líneas. Como hemos mencionado anteriormente, la proporción de enanas blancas con atmósferas de He, las no DA, representan un 25 % del total. No obstante, existen evidencias observacionales que apuntan a una evolución espectral de las enanas blancas. De esta forma una estrella con atmósfera de hidrógeno puede convertirse en una con atmósfera de helio, y vice versa, a lo largo de diferentes fases evolutivas de su vida. Así mismo, es un hecho también observado que la proporción de estrellas DA y no DA cambia en función de la temperatura efectiva. En particular existen dos casos característicos al respecto. Uno es el denominado “gap” de las DB, consistente en un intervalo de temperaturas efectivas entre 30000 K y 45000 K en el cual no se ha encontrado ningún objeto con una atmósfera de helio. El otro intervalo, para objetos más fríos, es más estrecho y se halla entre  $\sim 5000$  K y  $\sim 6000$  K, en el que tampoco se han encontrado enanas blancas del tipo no DA. Las explicaciones de por qué suceden estos fenómenos involucran mecanismos complejos de separación y convección en la estructura de la enana blanca, y no son, en cualquier caso, definitivas.

### 1.3. Fundamentación teórica de las enanas blancas

Un valor reciente de la densidad de Sirius B es de  $3 \times 10^6 \text{ g cm}^{-3}$ . Haciendo una estimación sencilla resulta una distancia entre núcleos del orden de  $\approx 1,2 \times 10^{-10} \text{ cm}$ , valor significativamente inferior al del radio de Bohr. Este hecho implica la imposibilidad de que existan órbitas de electrones ligadas a los núcleos atómicos. Dado que la materia en las enanas blancas está completamente ionizada por presión, la descripción física adecuada para estas condiciones requiere el uso de la mecánica cuántica.

Fowler (1926) fue el primero en utilizar los resultados obtenidos por Fermi y Dirac, describiendo de esta manera las enanas blancas como estrellas cuya estructura está soportada íntegramente por la presión del gas degenerado de electrones. Posteriormente, Chandrasekhar (1931) introdujo correcciones en la ecuación de estado a partir de la teoría de la relatividad. Estas correcciones implicaban la existencia de una masa límite, denominada en la actualidad límite de Chandrasekhar. Si se supera esta masa límite las fuerzas gravitatorias superan la presión del gas de electrones, resultando imposible la existencia de una enana blanca estable bajo tales condiciones.

El papel de la teoría de la relatividad general para las enanas blancas de masa superior a  $1 M_{\odot}$  fue puesto de manifiesto por primera vez por Kaplan (1949). Sus estudios le condujeron a determinar que los efectos de esta teoría inducen una inestabilidad mecánica en la estructura de la enana blanca cuando su radio es menor que  $10^7 \text{ cm}$ . Mucho más tarde, Schatzman (1956) estudió la importancia de las capturas electrónicas, demostrando que este efecto potencia la desestabilización dinámica de las enanas blancas masivas. No obstante, la estabilidad dinámica de las enanas blancas está garantizada siempre que su masa no esté cerca del límite de Chandrasekhar.

Así como la estructura mecánica de una enana blanca es un tema prácticamente resuelto, el cálculo de su luminosidad es un problema bastante más delicado y que, en ciertos aspectos, aún se encuentra abierto. El primer intento de describir la luminosidad de las enanas blancas se debe a Mestel (1952). La estructura de las enanas blancas, tal y como acabamos de ver, se mantiene gracias a la presión de los electrones degenerados, dado que no se libera energía termonuclear, al haber cesado este tipo de reacciones. El modelo de Mestel (1952), formado por una capa delgada exterior, un núcleo isoterma, la opacidad de las capas exteriores determinada a partir de la ley de Kramer, y el comportamiento de los iones conforme a un gas ideal, consiste básicamente en un proceso de enfriamiento, en el cual el núcleo interno degenerado actúa como una reserva de energía mientras que las capas exteriores no degeneradas controlan el flujo de energía. Uno de los resultados más importantes de este modelo, también denominado teoría clásica del enfriamiento de las enanas blancas, establece una relación sencilla entre la luminosidad de la estrella y el tiempo de enfriamiento:

$$\log t = -\frac{5}{7} \log(L/L_{\odot}) + C. \quad (1.1)$$

El acuerdo general de esta teoría con las observaciones era bastante bueno para luminosidades comprendidas entre  $10^{-1} L_{\odot}$  y  $10^{-3} L_{\odot}$ . Sin embargo, para enanas blancas menos luminosas, se encontraba que los tiempos de enfriamiento teóricos obtenidos a partir de la luminosidad eran un orden de magnitud mayores de lo esperado. Esta discrepancia se ponía de manifiesto especialmente cuando se consideraban las enanas blancas pertenecientes a los cúmulos galácticos. Para estos cúmulos se encontraba que su edad, determinada a partir de ajustes teóricos al diagrama de Hertzsprung–Russell de las estrellas del cúmulo pertenecientes a la secuencia principal y a la rama de las gigantes rojas, era inferior al tiempo de enfriamiento de las enanas blancas obtenido a partir de su luminosidad. Naturalmente, esto planteaba serios problemas a la teoría clásica del enfriamiento de las enanas blancas. Por otro lado, puesto que  $t$  aumenta cuando  $L$  disminuye, es de esperar que el número de enanas blancas con luminosidades bajas sea bastante grande. Sin embargo, se encontraba una gran déficit de enanas blancas con luminosidades menores que  $10^{-4} L_{\odot}$  (ver Figura 1.1). Estos hechos hicieron que se incrementasen los esfuerzos para buscar alternativas a la teoría de Mestel.

Al principio de la década de los sesenta Kirzhnits (1960), Abrikosov (1960) y Salpeter (1961) se dieron cuenta de la importancia de las interacciones de Coulomb en el plasma denso que forma el interior de una enana blanca. Como consecuencia de estas interacciones, el fluido iónico experimenta dos transiciones de fase de primera especie, pasando, primero, de gas a líquido y, posteriormente, de líquido a sólido. Estas dos transiciones de fase alteran el contenido energético de la enana blanca de dos formas. Primero, cambian la energía interna de los iones. Cuando los iones se comportan como un gas perfecto, su energía interna se debe, básicamente, al movimiento térmico aleatorio de los iones. En este caso, es  $U \propto T$ . Por el contrario, cuando el plasma solidifica, la energía interna de los iones se debe a las oscilaciones alrededor de las posiciones de equilibrio de los iones de la red cristalina. En este caso, tenemos  $U \propto T$ , si las temperaturas son altas, que es la ley de Dulong–Petit, y  $U \propto T^4$  para temperaturas suficientemente bajas, que no es más que la Ley de Debye. Naturalmente, esto altera la forma de la curva de enfriamiento. Pero además, durante la cristalización se produce el desprendimiento de calor latente de solidificación, con lo cual aumenta el tiempo de enfriamiento.

Existen otros dos efectos más, no tenidos en cuenta en la teoría clásica del enfriamiento de Mestel, cuyos efectos se revelaron importantes. Uno de ellos consiste en el hecho de que parte del contenido térmico de la enana blanca se emite en forma de neutrinos. La emisión de neutrinos térmicos facilita el transporte de energía hacia el exterior de la enana blanca y, por lo tanto, contribuye a que el enfriamiento sea más rápido. El otro fenómeno se debe a que en las enanas blancas más frías se desarrollan zonas convectivas cercanas a la superficie que llegan a alcanzar el núcleo isoterma y

en las que, además, la conducción juega un papel importante.

Van Horn (1968) y Lamb y Van Horn (1975) efectuaron cálculos más detallados en los que se incluían no sólo los efectos de las interacciones coulombianas sino también las pérdidas de energía por neutrinos y convección. El resultado más importante de todos estos cálculos es que las enanas blancas más frías se enfrían más rápidamente, por ser  $C_V \propto T^3$ . Por lo tanto, las enanas blancas más viejas se harán más débiles más rápidamente, dificultando la detección de enanas blancas poco luminosas así como la comprobación observacional de la relación entre el tiempo de enfriamiento y la luminosidad a temperaturas bajas.

Más tarde, Stevenson (1980), Mochkovitch (1983) y García-Berro et al. (1988a,b) analizaron los efectos debidos a la liberación de energía gravitatoria asociada a los cambios de composición química inducida por la cristalización de las mezclas binarias de CO. Por último, Isern et al. (1991) estudiaron las consecuencias de la decantación de  $^{22}\text{Ne}$ , elemento que representa la impureza más importante en las regiones centrales de las enanas blancas, mientras que Xu y Van Horn (1992) realizaron el mismo cálculo para el  $^{56}\text{Fe}$ , impureza esta última de menor importancia que la anterior.

Como hemos mencionado anteriormente, en una enana blanca no se producen reacciones nucleares, mientras que por otro lado, al alcanzar la estrella un estado degenerado, no puede liberar más energía gravitatoria. En consecuencia, aun cuando la estructura de la enana blanca está soportada por la presión del gas degenerado de electrones, la principal fuente de energía térmica disponible proviene de la energía cinética de los iones. Es, por lo tanto, esta energía térmica de los iones la que radiada hacia el exterior proporciona la luminosidad de la enana blanca. Consecuentemente, conforme la energía se evacúa, la amplitud del movimiento de los iones se reduce, pasando el estado iónico de gas a sólido. En este sentido, los electrones degenerados, al ocupar los niveles más bajos no pueden enfriarse más, por lo que prácticamente no contribuyen a la reserva de energía de la estrella.

Diversas de las propiedades más relevantes de una enana blanca se deben a las peculiares características de la presión del gas degenerado de electrones. Entre ellas se haya el hecho de que la enana blanca esté condenada a evolucionar a radio constante, a la vez que la relación entre el radio y la masa de la estrella es ciertamente curiosa: cuanto más masiva sea la estrella, más pequeño será su radio. Por último, otra de las propiedades particularmente importante es que los electrones degenerados son excelentes conductores del calor, razón por la cual el núcleo de una enana blanca se puede considerar prácticamente isoterma.

A modo de resumen podemos visualizar la estructura típica de una enana blanca como consistente en un núcleo isoterma que contiene el 99 % de la masa de la estrella, rodeado por una capa delgada, opaca y de material no degenerado. Para el rango de temperaturas efectivas entre 16000 y 8000 K, que es en el que se encuentran la mayoría de enanas blancas conocidas, las temperaturas del núcleo varían entre  $\sim 2 \times 10^7$  K y  $\sim 5 \times 10^6$  K. Esta variación tan brusca de temperatura ocurre principalmente en la envoltura de la estrella y conlleva la formación de zonas convectivas,

similares a las observadas en nuestro sol. La convección juega un papel fundamental en la interpretación del espectro y de los colores, como así mismo en el proceso de enfriamiento. Esto último ocurre, principalmente, cuando la zona convectiva superficial alcanza regiones interiores del núcleo degenerado, acoplándose de esta manera el núcleo con la superficie y, en consecuencia, produciéndose un incremento del ritmo de transferencia de energía radiativa a través de la envoltura opaca de la estrella.

## 1.4. El proceso de enfriamiento

La evolución de una enana blanca desde su fase original como nebulosa planetaria hasta su lenta desaparición en un proceso de enfriamiento indefinido viene determinado por las propiedades de la envoltura y del núcleo. Este proceso ha sido estudiado en detalle por Iben y Tutukov (1984), Koester y Schönberner (1986), D'Antona y Mazzitelli (1989) e Isern et al. (1997) Hansen (1999) y Salaris (2000) y puede resumirse básicamente en cuatro fases: enfriamiento por pérdida de neutrinos, enfriamiento del fluido, cristalización y enfriamiento de Debye.

- En la primera etapa del proceso de enfriamiento ( $\log(L/L_{\odot}) \geq -1,5$ ;  $\log T_{\text{eff}} \geq 4,3$ ) la estrella se encuentra lo suficientemente caliente como para permitir tanto la combustión de H (vía el ciclo de CNO y las cadenas pp) como la combustión de He, de lo que se deriva la pérdida de grandes cantidades de energía en forma de neutrinos térmicos. Por otro lado, la importancia de la contribución nuclear a la luminosidad total, así como a la duración de esta etapa, dependen fuertemente de los parámetros de entrada (masa total de la enana blanca, masas iniciales de las capas de H y He) y del tratamiento de la difusión en las capas exteriores. Afortunadamente, cuando la emisión de neutrinos se convierte en importante, las diferentes estructuras térmicas convergen a una única, garantizando de esta manera la uniformidad de los modelos con  $\log(L/L_{\odot}) \leq -1,5$ . En cualquier caso, el tiempo empleado por una enana blanca en esta fase es tan sólo una pequeña fracción ( $\leq 10^8$  Gyr) de la contribución al tiempo total de enfriamiento (D'Antona y Mazzitelli 1989), por lo que la influencia de los diferentes modelos adoptados en esta etapa es despreciable.
- Durante la segunda etapa ( $-1,5 \geq \log(L/L_{\odot}) \geq -3$ ;  $4,3 \geq \log T_{\text{eff}} \geq 4,0$ ) todas las fuentes de energía continúan debilitándose mientras que el proceso de enfriamiento domina en las capas más internas de la estructura de la enana blanca siendo, por lo tanto, la contracción gravitatoria la principal fuente de energía. Dependiendo de la masa de la capa de hidrógeno, la combustión debida a las cadenas pp podría tener una cierta contribución a la luminosidad total. No obstante, y aún en el supuesto de que esta contribución fuera dominante,



la pendiente de la curva de enfriamiento no diferiría significativamente de la correspondiente al modelo de enfriamiento de Mestel (Iben y Tutukov, 1984).

- El tercer estadio ( $-3 \geq \log(L/L_{\odot}) \geq -4,5$ ;  $4,0 \geq \log T_{\text{eff}} \geq 3,6$ ) está caracterizado por la cristalización, introduciendo ésta dos nuevas fuentes de energía: el calor latente y la separación de fases. Las capas centrales de la enana blanca comienzan a cristalizar y el proceso de enfriamiento se ralentiza debido a la liberación de calor latente (Van Horn 1971, Shaviv 1979) y a la liberación de energía gravitatoria debida a las transiciones de fase (Mochkovitch 1983, García-Berro et al. 1988a,b; Isern et al. 1989). Durante el proceso de cristalización, el equilibrio de la composición química entre el plasma en estado sólido y líquido no es igual. Por lo tanto, si parte del plasma sólido resultante es más denso que la mezcla líquida se desplazará hacia las regiones centrales. Si por el contrario, es más ligero, se elevará hasta mezclarse cuando la temperatura de solidificación, que depende de la densidad, se iguale a la del núcleo isoterma. El efecto natural es una migración de los elementos más pesados hacia las regiones más internas y, en consecuencia, la liberación de energía gravitatoria (Mochkovich 1983). Evidentemente, la eficiencia del proceso depende de los detalles de la composición química y del perfil químico inicial, siendo máximo el efecto de tal proceso para una mezcla en partes iguales de oxígeno y carbono repartida de manera uniforme a través de la estrella.
- Finalmente, en la cuarta fase del proceso de enfriamiento de las enanas blancas ( $\log(L/L_{\odot}) \leq -4,5$ ;  $\log T_{\text{eff}} \leq 3,6$ ) la práctica totalidad de la estrella se encuentra solidificada, por lo que el calor específico sigue la ley de Debye. El enfriamiento en esta fase se desarrolla de manera muy rápida al ser proporcional el calor específico proporcional a  $T^3$ . De todas formas, las capas más externas continúan teniendo temperaturas muy elevadas en comparación con la temperatura de Debye y, dado que su capacidad calorífica total sigue siendo lo suficientemente grande, es posible retardar el enfriamiento de la enana blanca y a largo plazo su total desaparición, al menos para el caso de envolturas gruesas (D'Antona y Mazzitelli 1989).

## 1.5. Aplicaciones de las enanas blancas

De todo lo anterior se desprende que los modelos evolutivos actuales de las enanas blancas son lo suficientemente robustos como para considerar a este tipo de estrellas como excelentes laboratorios donde por un lado, estudiar la materia bajo condiciones extremas y por otro, extraer valiosa información sobre nuestra Galaxia.

Una pieza clave, tanto en el estudio de las propiedades globales de la población de enanas blancas, como de las características propias de su evolución es, sin duda, la función de luminosidad. La función de luminosidad de las enanas blancas se define

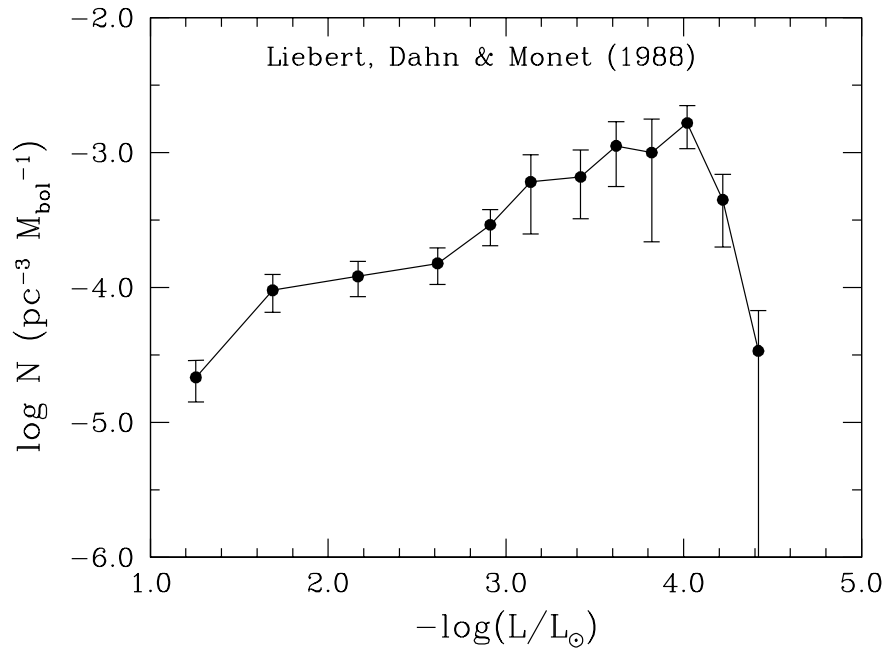


Figura 1.2: Función de luminosidad observacional de Liebert et al. (1988).

como el número de enanas blancas con magnitud bolométrica  $M_{\text{bol}}$  por parsec cúbico y por unidad de magnitud bolométrica. Las primeras funciones de luminosidad fueron obtenidas por Weidemann (1968) y por Sion y Liebert (1977). Posteriormente, Fleming et al. (1986) mejoró substancialmente la función de luminosidad incluyendo aquellas enanas blancas más brillantes que  $\log(L/L_{\odot}) \approx -3,3$ , mientras que análogamente, Liebert et al. (1988) incorporó las enanas blancas más frías. En la Figura 1.2 hemos representado la función de luminosidad de Liebert et al. (1988) correspondiente a las enanas blancas del entorno solar. Dos de las principales características de esta función de luminosidad observacional son, por un lado, un incremento monótono conforme la luminosidad decrece, y por otro, la existencia de un profundo corte a  $\log(L/L_{\odot}) \approx -4,5$ .

El crecimiento monótono es, obviamente, una consecuencia de la naturaleza del enfriamiento de las enanas blancas. La teoría clásica del enfriamiento de Mestel corresponde con este crecimiento con pendiente constante para luminosidades medias. Para luminosidades superiores, el déficit de enanas blancas observadas se explica fácilmente teniendo en cuenta que el proceso de enfriamiento se acelera por la pérdida de neutrinos. En cuanto al déficit de enanas blancas observado para luminosidades bajas requiere una explicación más detallada. La enana blanca observada más débil en la Figura 1.2 tiene una luminosidad de  $\log(L/L_{\odot}) \approx -4,6$  mientras que el tiempo de enfriamiento requerido para alcanzar estas luminosidades es  $\leq 10^{10}$  yr, tiempo

que resulta superior a las mejores estimaciones actuales de la edad de la galaxia. Por lo tanto, si la formación de enanas blancas hubiera ocurrido hace más de  $10^{10}$  yr, muchas de ellas hubieran podido entrar en la fase de enfriamiento rápido de Debye, y el número observado en la actualidad sería superior. En consecuencia, una explicación plausible a este corte para luminosidades bajas se basa en el hecho de la edad finita de la galaxia. Winget et al. (1987a) estimó la edad de enfriamiento de la enana blanca más vieja en  $9 \pm 2$  Gyr, por lo que supuso que la formación de estrellas en la galaxia no debía producirse con mucha anterioridad a esta edad.

La estimación de la edad del disco,  $T$ , así como la del ritmo de formación estelar,  $\Psi(t)$ , se pueden obtener por comparación entre la función de luminosidad observacional y la función de luminosidad teórica. La función de luminosidad teórica de las enanas blancas se obtiene de la siguiente manera:

$$n(l) \propto \int_{M_i}^{M_s} \Phi(M) \Psi(T - t_{\text{cool}}(l, M) - t_{\text{MS}}(M)) \tau_{\text{cool}}(l, M) dm \quad (1.2)$$

donde  $l$  es el logaritmo de la luminosidad en unidades solares,  $M$  es la masa de la estrella progenitora,  $t_{\text{cool}}$  es el tiempo empleado para alcanzar la luminosidad  $l$ ,  $\tau_{\text{cool}} = dt/dM_{\text{bol}}$  es el tiempo característico de enfriamiento,  $M_s$  y  $M_i$  son la masa máxima y mínima de la estrella progenitora de la secuencia principal capaz de producir una enana blanca con luminosidad  $l$ ,  $t_{\text{MS}}$  es el tiempo de vida en la secuencia principal de la estrella progenitora y  $T$  es la edad de la población bajo estudio. El masa máxima de la estrella progenitora de la enana blanca es  $\sim 8 M_{\odot}$  para enanas blancas con un núcleo de CO y  $\sim 11 M_{\odot}$  si el núcleo es de ONe, mientras que la masa límite inferior depende de la luminosidad a la cual estamos evaluando la función de luminosidad y se obtiene resolviendo la ecuación

$$t_{\text{MS}}(M_i) + t_{\text{cool}}(l, M_i) = T \quad (1.3)$$

Las funciones restantes, la función inicial de masa,  $\Phi(M)$ , y el ritmo de formación estelar,  $\Psi(t)$ , se establecen *a priori*, y dependen de las propiedades astronómicas de la población estelar en estudio.

No obstante, los resultados anteriores dependen en gran medida de la precisión en el cálculo de la edad teórica para luminosidades bajas. Estudios posteriores, Winget y Van Horn (1987), García-Berro et al. (1988), Mazzitelli y d'Antona (1989) y Hernanz et al. (1994), han obtenido diferentes edades en el rango de 5 a 13 Gyr. Estas diferencias se atribuyen a los distintos modelos físicos utilizados para el interior y/o la envoltura. Las variables más importantes en tales modelos son las opacidades, la relación carbono-oxígeno en el núcleo, el calor latente, el grosor de las capas de hidrógeno y helio, y las abundancias de elementos pesados en las capas externas. Por otro lado, las enanas blancas extremadamente débiles son difíciles de detectar y su número está sujeto a los criterios de selección empleados. En este sentido, la función de luminosidad de la Figura 1.2 cuenta con tan sólo de un objeto (Ruiz et al. 1986) para luminosidades muy bajas.

A partir de la función de luminosidad no sólo es posible obtener la edad del disco sino también valiosa información acerca de la historia pasada de nuestra Galaxia así como también de las características de la población del disco galáctico, en particular su altura patrón. Noh y Scalo (1990) determinaron que la función de luminosidad es más sensible al ritmo de formación estelar que a la función inicial de masa y que cualquier período pasado de intensa formación estelar repercutiría en la función de luminosidad observándose picos abruptos en ésta. Por otro lado, Isern et al. (1995), mediante la adopción de ley de altura patrón decreciente con el tiempo pudo ajustar de manera extraordinaria los modelos teóricos de formación estelar con la función de luminosidad observada. Por último, es posible obtener de forma inmediata a partir de la función de luminosidad una estimación de la densidad de enanas blancas del entorno solar. El número total de enanas blancas por parsec cúbico calculado a partir de la función de luminosidad de Liebert et al. (1988) es de  $0.0032 \text{ pc}^{-3}$ , valor que tan sólo representa un 1 % del valor estimado total de la densidad de masa dinámica del entorno solar (Bahcall 1984a,b).

Como acabamos de ver, la función de luminosidad de las enanas blancas es un herramienta fundamental en el estudio de las propiedades de la vecindad solar, propiedades tales como la edad de la galaxia o la historia pasada del ritmo de formación estelar. Con posterioridad a la función de luminosidad de Liebert et al. (1988) se han podido construir nuevas funciones o en su caso añadir nuevos objetos (Evans 1992; Oswalt et al. 1996; Legget et al. 1998). En particular Oswalt et al. (1996) construyeron una función de luminosidad preliminar a partir de 50 objetos extraídos del catálogo de binarias con movimientos propios comunes. No obstante, es importante subrayar la necesidad de conseguir funciones de luminosidad con más alta resolución, y en su defecto, realizar un análisis más detallado de los datos observacionales disponibles.

Por último cabe mencionar que en los últimos años se han presentado numerosas evidencias en favor de la existencia de una población de enanas blancas muy viejas pertenecientes al halo galáctico. El primer intento, y hasta la fecha el único, de obtener una función de luminosidad de enanas blancas del halo es el de Liebert et al. (1989). No obstante, esta función de luminosidad es muy precaria desde un punto de vista estadístico, al contener tan sólo cinco objetos, por lo que cualquier estimación de la edad del halo resulta muy preliminar. Recientemente, Ibata et al. (2000), a partir de observaciones realizadas con el telescopio espacial Hubble, en particular las obtenidas en el *Hubble Deep Field*, han comunicado el descubrimiento de dos objetos muy fríos con movimientos propios elevados que podrían catalogarse como miembros de una población muy antigua de enanas blancas del halo. En cualquier caso, el conocimiento, así como su posible detección, de un población de enanas blancas del halo resulta de vital importancia actual, puesto que a partir de los experimentos sobre microlentes gravitacionales, Alcock et al. (1997, 2000) han sugerido la posibilidad de que tal población de enanas blancas pudiera contribuir de manera significativa a la materia oscura bariónica de la Vía Láctea, y por extensión a la de otras galaxias.

## 1.6. Objetivos

Como acabamos de ver el estudio de las enanas blancas nos permite obtener información muy valiosa sobre la estructura, formación y evolución de nuestra galaxia. Nuestro estudio se centrará en desarrollar un modelo, basado en las técnicas de simulación de Monte Carlo, de la población de enanas blancas, tanto del disco como del halo galáctico. Las simulaciones realizadas incluirán los avances más recientes en la física de las enanas blancas, a la par que se analizarán los resultados observacionales disponibles hasta la fecha. En este amplio marco de modelización, simulación y comparación con datos observaciones hemos estructurado la presente memoria en los siguientes capítulos.

- En el capítulo 2 hemos realizado un estudio detallado y exhaustivo de la población de enanas blancas del disco galáctico, poniendo especial hincapié en el análisis estadístico y en los posibles sesgos derivados de las muestras observacionales. Hemos estudiado las distribuciones de masa, luminosidad y propiedades cinemáticas de la población del disco; propiedades típicas, completitud de las muestras, así como su relación con los actuales modelos de formación estelar, que incluyen la altura patrón y cinemática galáctica. Obviamente, un análisis especial se ha realizado sobre la función de luminosidad, su completitud, sus sesgos observacionales, y una valoración estadística de la edad del disco.
- En el capítulo 3 hemos analizado en detalle las posibles implicaciones, tanto en la función de luminosidad del disco, como en su distribución de velocidades, de la existencia de un posible episodio de acreción en nuestra galaxia. Tema de actual debate por su importancia en los modelos de formación de galaxias y sobre el cual aún se disponen de escasas herramientas con las que analizar la posible existencia de tales episodios de acreción y colisión de galaxias satélites vecinas a la nuestra.
- En el capítulo 4 hemos utilizado las simulaciones de la población de enanas blancas del disco y del halo, conjuntamente con un algoritmo de clasificación basado en las técnicas de inteligencia artificial de redes neuronales, para discernir qué enanas blancas de los catálogos actualmente disponibles pueden pertenecer a una o bien a otra población. Posteriormente, con aquellas enanas blancas presentadas como candidatas a enanas blancas del halo, hemos construido una función de luminosidad preliminar.
- En el capítulo 5 hemos realizado un análisis detallado de la población de enanas blancas del halo. En particular, hemos estudiado la contribución de las enanas blancas a la materia oscura bariónica de la galaxia. En este sentido, hemos simulado los experimentos de microlentes en la dirección de la Nube Grande de Magallanes realizado por el equipo MACHO. Estos resultados se han analizado

teniendo en cuenta diversos modelos de halo. Así mismo se ha discutido la validez o no, de las diferentes funciones de masa propuestas en la actualidad.

- Por último, en el capítulo 6, hemos realizado una recopilación de nuestros principales resultados conjuntamente con las conclusiones generales obtenidas y de los posibles temas de estudio futuros.