

Introducción a la Astrofísica

Jorge Zuluaga, 1997

Tabla de Contenido

• Parte I. Astrofísica Estelar

- Capítulo 1. Parámetros físicos de las estrellas... 3 - 37
- Capítulo 2. Atmósferas estelares... 38 - 79
- Capítulo 3. El interior estelar... 80 - 105
- Capítulo 4. Evolución estelar... 106 - 141

• Parte II. Astrofísica del Medio Interestelar

- Capítulo 5. La observación del medio interestelar... 144 - 153
- Capítulo 6. Física y química del medio interestelar... 154 - 187

• Parte III. Astrofísica Galáctica

- Capítulo 7. La Vía Láctea... 190 - 207
- Capítulo 8. Estructura y dinámica de galaxias... 208 - 233

• Apéndice A... 232 - 233

Parte I
ASTROFISICA ESTELAR

Capítulo 1

Parámetros físicos de las estrellas

1.1 Introducción

Asociados a una estrella existen una serie de parámetros físicos y observacionales que la distinguen completamente de otras estrellas.

Su estudio ha revelado la existencia de relaciones matemáticas que los conectan, algunas de las cuales son evidentes desde el punto de vista de la física, dada la definición misma de los parámetros involucrados, pero otras resultan tener solo una justificación empírica. La existencia de dichas relaciones se puso en evidencia desde los primeros trabajos de observación sistemática de las estrellas, pero solo con el advenimiento de los modernos modelos teóricos elaborados para describir la física de estos objetos ha sido posible revelar la raíz íntima de estas conexiones.

Será el objetivo de este capítulo definir con precisión este conjunto de cantidades físicas asociadas a las estrellas, la forma que utiliza el astrofísico (o el astrónomo) para medirlos y las relaciones que los conectan, las que luego son explicadas por los modelos presentados en los capítulos siguientes.

1.2 Magnitud y brillo aparente de las estrellas

Una observación no muy detenida de las estrellas, revela de inmediato que no todas brillan con la misma intensidad. Mientras unas parecen apenas visibles al ojo desnudo, otras tienen un magnífico brillo que las hace sobresalir entre sus vecinas. Esta sencilla observación seguramente fue hecha por los más antiguos observadores del cielo, y fue ella seguramente la que les permitió establecer el primer método para diferenciar las estrellas. El primer sistema de cuantificación del brillo de las estrellas fue creado por el astrónomo griego Hiparco de Nicea (127 a.c.) quien utilizó para tal fin un ingenioso método por él mismo ideado. Su procedimiento consistía en comparar el brillo de una estrella con el que exhibía uno de seis pequeños agujeros practicados en una placa metálica, a través de los cuales se filtraba la luz de una vela. Los agujeros que fueron numerados del 1 al 6

Nombre propio	Magnitud
Sirio	-1,46
Capella	+0,05
Betelgeuse	+0,41
Altair	+0,77
Antares	+0,92
Deneb	+1,26

Tabla 1.1: Magnitud aparente de algunas estrellas sobresalientes.

en orden decreciente de tamaño, permitieron a Hiparco crear el denominado sistema de magnitudes estelares, de uso corriente incluso en nuestros días.

Como es explícito en la explicación previa, en este sistema, aquellas estrellas que brillan con mayor intensidad tienen asociadas una magnitud pequeña (su brillo es comparable al de los agujeros más grandes) mientras las más débiles presentan magnitudes grandes (su brillo es comparable al de los agujeros más pequeños).

El refinamiento de los métodos de observación y la invención del telescopio, introdujeron la necesidad de enriquecer el conjunto de magnitudes estelares (6 en el sistema original de Hiparco) agregando nuevas magnitudes (por ejemplo una magnitud 0 e incluso negativas) y magnitudes intermedias que eran indicadas mediante el uso de la coma decimal. Estos cambios hicieron del arcaico sistema de clases de magnitud de Hiparco un verdadero modo de cuantificar el brillo de las estrellas. La magnitud de algunas estrellas, se presenta en la tabla 1.1.

En la actualidad el sistema de magnitudes es incluso utilizado para indicar el brillo de objetos celestes no estelares como la Luna, a la que se le asigna, durante la fase de llena, una magnitud cercana a -13.

Una cosa se pone de manifiesto cuando examinamos todos estos números: a pesar de las descomunales diferencias en el "brillo"¹ no existe una diferencia considerable entre sus magnitudes. Piénsese en el hecho de que el Sol oculta casi todos los objetos celestes con su luz, lo que no pasa evidentemente con la Luna que tiene una magnitud apenas 13 unidades mayor. Así objetos cuyas magnitudes aparentes difieren en 10 unidades presentan diferencias de 5 ordenes de magnitud en sus brillos.

Este hecho nos revela de inmediato la naturaleza geométrica de la escala de magnitudes definida por Hiparco. Esta importante observación fue hecha por el astrónomo inglés Norman Pogson en el siglo XIX.

Pogson estudió en detalle las relaciones entre los brillos de algunas estrellas y las magnitudes asignadas a ellas en el sistema de Hiparco. Encontró que una estrella de la primera

¹Entiendase "Brillo", en este contexto, como la "Intensidad" de la luz de la estrella, definida esta última como la cantidad de energía electromagnética (radiación) que incide sobre la unidad de área de un detector, en la unidad de tiempo. Sus unidades en el sistema Internacional serán $\text{joules m}^{-2} \text{s}^{-1}$.

magnitud era unas 100 veces más brillante que una de la sexta, y que el brillo, como se había indicado, crecía en forma geométrica, con un factor constante f , cuando se pasaba de una magnitud a la siguiente. Así un cambio de la magnitud 6 a la 5, implica aumentar en un factor f el brillo; pasar de la magnitud 6 a la 4, produce un incremento de f^2 ($f \times f$) en el brillo; estrellas de la magnitud 3 son f^3 veces más brillantes que las de la magnitud 6 y así sucesivamente. Siguiendo este orden de ideas podemos concluir que existe una diferencia en un factor f^5 en el brillo de estrellas de la magnitud 1 y la magnitud 6, de donde se concluye, por la observación de Pogson, que,

$$f = 100^{1/5} = 2,512$$

En general, estrellas que tengan una diferencia Δm en su magnitud aparente diferirán en su brillo por un factor $f^{\Delta m}$. Si llamamos m_s y m_o , dos cantidades reales, las magnitudes aparentes de una estrella y una que utilizaremos por referencia, b_s y b_o sus respectivos brillos, podemos, por lo anterior, escribir,

$$f^{(m_o - m_s)} = \frac{b_s}{b_o}$$

sustituyendo el valor de f , se sigue que

$$10^{\frac{2}{5}(m_o - m_s)} = \frac{b_s}{b_o}$$

$$m_s - m_o = -2,5 \log_{10} \left(\frac{b_s}{b_o} \right) \quad (1.1)$$

Esta última relación es conocida como la "Ley de Pogson" de las magnitudes estelares. La importancia de este resultado, reside en el hecho de que establece una relación entre una cantidad medida utilizando comparaciones subjetivas (esta estrella es un poco más brillante o más débil que aquella otra y su magnitud por tanto debe ser un poco más grande o más pequeña) y una cantidad física bien definida y que puede ser medida.

Ejemplo 1

Cuál es la relación entre los brillos del Sol ($m = -26,72$) y la estrella Sirio ($m = -1,46$)

Solución

Utilizando la ley de Pogson (Ec. 1.1) tenemos que,

$$m_{sirio} - m_{sol} = -2,5 \log_{10} \left(\frac{b_{sirio}}{b_{sol}} \right)$$

de donde obtenemos que,

$$\left(\frac{b_{sirio}}{b_{sol}}\right) = 10^{\frac{(m_{sol}-m_{sirio})}{2,5}} = 7,87 \times 10^{-11}$$

Sirio, la estrella más brillante del cielo nocturno, tiene un brillo de apenas una diez mil millonésima del brillo solar.

Ejemplo 2

Medidas fotométricas han permitido establecer que el brillo de la estrella Betelgeuse varía periódicamente. Su brillo en el máximo es 2,3 veces mayor que en el mínimo. Si su magnitud en el mínimo es +1,0 calcular la magnitud aparente que exhibe en el máximo.

Solución

Utilizando la relación de Pogson en esta situación tenemos,

$$m_{max} - m_{min} = -2,5 \log_{10} \left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right)$$

pero $b_{max} = 2,3 b_{min}$, de donde,

$$m_{max} - m_{min} = -0,90$$

$$m_{max} = +0,1$$

Dadas estas condiciones, podría pensarse que indicar el brillo de una estrella, como medida de su apariencia es más preciso y seguro que indicar su magnitud aparente, y que el descubrimiento de Pogson debería hacernos abandonar al antiguo sistema de Hiparco. Contrario a eso, la astronomía no ha renunciado todavía a la utilización del "anticuado sistema", no solo porque la costumbre se encuentra profundamente arraigada entre los astrónomos, sino también por el hecho de que en este caso resulta más cómodo manejar una escala logarítmica que una escala natural.

1.3 las distancias estelares

Dada su definición el brillo aparente de una estrella no puede ser considerado una cantidad física inherente a ella. Es claro que estrellas físicamente idénticas pueden presentar brillos distintos si se encuentran a diferentes distancias. Solo mediante la determinación de esta última cantidad, la distancia (que tampoco es una característica inherente a la estrella misma, en tanto representa la relación entre la posición de la estrella en el espacio y la ubicación arbitraria del observador), y el conocimiento del brillo aparente podríamos obtener información que le es propia a la estrella, lo que nos dejaría en capacidad de hacer una descripción física de la misma.

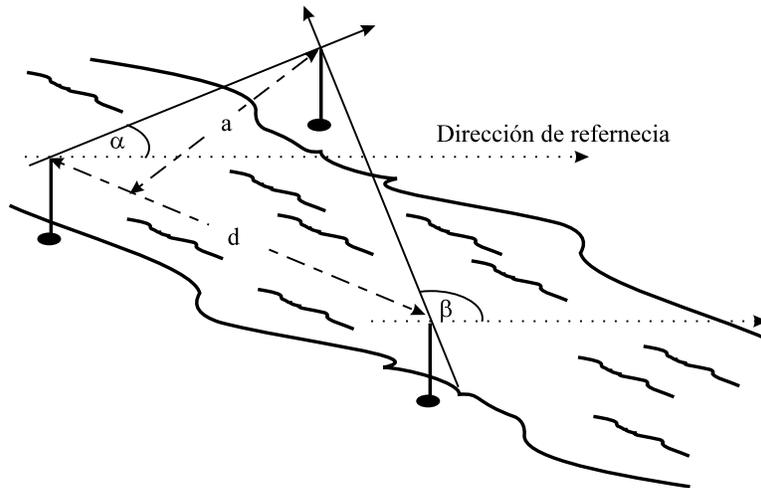


Figura 1.1: Método del paralaje trigonométrico en agrimensura.

El conocimiento de la distancia de las estrellas nos permite también hacernos una idea de la manera como ellas se encuentran distribuidas en el espacio vecino al Sol, ofreciéndonos la oportunidad de establecer la posición que este ocupa en relación a las estrellas vecinas en la Galaxia.

Varios son los métodos utilizados por el astrónomo para determinar la distancia a las estrellas.

El más común, para distancias pequeñas, recibe el nombre de Paralaje Trigonométrico. Este método, análogo al utilizado por los agrimensores para determinar las dimensiones de un terreno estudiado, consiste, en general, en medir el cambio en la dirección de la visual dirigida al objeto problema, cuando el observador cambia, en forma conocida, su posición (Ver figura 1.1).

El método se encuentra limitado por el hecho de que el cambio en la dirección de la visual puede llegar a ser muy pequeño para objetos situados a una gran distancia comparada con el desplazamiento del observador. Por ejemplo, cuando se observa un cuerpo situado a 10 m desde dos lugares separados por una distancia de 1 m, se produce un cambio en la dirección de la visual de sólo 3° . Si por otro lado la distancia del cuerpo observado fuera de 100 m, en la misma situación el cambio en la visual descendería a sólo $0,3^\circ$.

Este es el principal problema al que se enfrenta la astrofísica cuando se trata de determinar por este método las distancias a las estrellas, las que resultan ser, valga la pena el término, astronómicas.

Un cambio geográfico en la posición (del orden de miles de kilómetros) no altera apreciablemente (por no decir nada) la posición de las estrellas en el cielo. Si así fuera las constelaciones que vieron los griegos resultarían apreciablemente distintas de las que vieron los indígenas americanos. Pero sabemos que la manera como ambos organizaron las es-

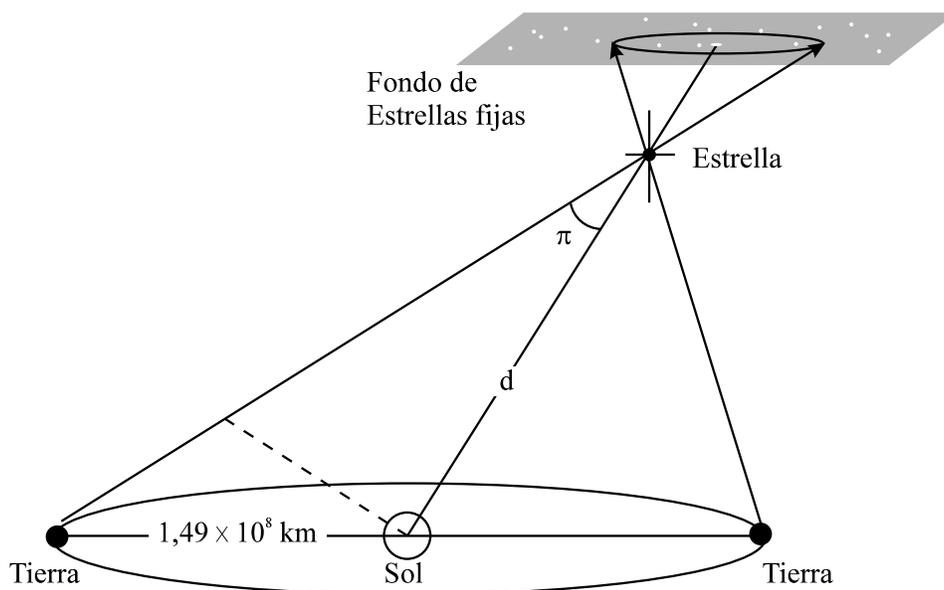


Figura 1.2: Método del paralaje trigonométrico en astrofísica.

trellas era muy parecida, lo que demuestra que el cielo que estaban viendo, en cuanto a la posición relativa de las estrellas más brillantes, era el mismo.

Hace falta por tanto un cambio más grande en la posición del observador para notar un cambio de la posición en el cielo de las estrellas, por lo menos las más cercanas. El mayor desplazamiento en el espacio que puede sufrir un ser humano, corresponde al desplazamiento de la Tierra desde una posición dada en su órbita a la opuesta.

El desarrollo de técnicas especializadas de observación astronómica, en particular la introducción en el siglo pasado de las técnicas fotográficas, nos han permitido corroborar la existencia de un cambio semestral, en la posición de algunas estrellas, cuya distancia podría por tanto determinarse.

El cambio de dirección en la visual dirigida a la estrella esta cuantificado por el denominado *Angulo Paraláctico* (π) o simplemente *Paralaje Estelar* definido en la figura 1.2.

El uso de la trigonometría, nos permite escribir la siguiente relación,

$$\tan \pi = \frac{1,496 \times 10^8 km}{d}$$

para $\pi \ll 1$, como se verifica en la práctica, podemos tomar la aproximación $\tan \pi \approx \pi$, de donde,

$$d = \frac{1,496 \times 10^8 km}{\pi}$$

pero $\pi = \pi(")/206264,8$, así,

Nombre	Paralaje medido (")	Distancia (pc)
Próxima	0,772	1,30
Sirio	0,377	2,65
Procyon	0,287	3,48
Vega	0,126	7,9

Tabla 1.2: Paralaje y distancia de algunas estrellas.

$$d = \frac{206264,81,496 \times 10^8 km}{\pi(")} = \frac{3,0857 \times 10^{13} km}{\pi(")} \quad (1.2)$$

El valor máximo medido del ángulo paralactico es aproximadamente 1 segundo de arco. Utilizando la expresión anterior deducimos que la distancia mínima a las estrellas más cercanas es $3,0857 \times 10^{13}$ km. Esta cantidad, que nos se nos presenta cómo la escala típica del universo vecino al Sol, define una nueva unidad de medida de las distancias, de muy frecuente uso en la astrofísica: el *Parsec* (abreviado pc, y acrónimo de *Parallax Second*). Es también de uso común en la astrofísica una popularísima unidad de medida de las distancias, conocida como año-luz (a.l.²), que equivale a la distancia recorrida por la luz en un año, es decir a unos $9,4608 \times 10^{12}$ km. Un parsec sería por tanto, en virtud de lo anterior, equivalente a unos 3,2616 a.l.

Introduciendo esta nueva unidad en la relación (1.2) obtenemos la sencilla expresión,

$$d = \frac{1pc}{\pi(")} \quad (1.3)$$

El paralaje trigonométrico y la distancia deducida apartir de él de algunas estrellas cercanas se presenta en la tabla 1.2.

Ejemplo

Cuando se hace un seguimiento detenido de la posición de una estrella a lo largo de un año se observa que describe en el cielo una pequeña elipse con un eje mayor de 0,728 ". ¿Cuál es la distancia a la estrella en pc, a.l. y km ?.

Solución

Por definición el ángulo paraláctico corresponde a la longitud angular del semieje mayor de la elipse descrita, por tanto, para el caso considerado $\pi = 0,362''$, de modo que,

$$d = \frac{1pc}{\pi(")} = \frac{1pc}{0,362} = 2,76pc = 9,0a.l. = 8,5 \times 10^{13}km$$

²En inglés l.y.

Aunque por este método hemos podido determinar la distancia a un centenar de estrellas, la mayoría de las que podemos observar desde la Tierra se encuentran tan lejos que su ángulo paraláctico cae por debajo de la capacidad instrumental haciendo imposible su medida. El paralaje mínimo medible se encuentra alrededor de los 0,001" para instrumentos en el espacio³ y de 0,06 " para instrumentos en tierra. Es decir nuestras limitaciones en las medidas del paralaje estelar nos permiten determinar sólo la distancia de estrellas que se encuentran a menos de unos 1000 pc (3300 a.l.), para medidas desde el espacio y 20 pc (70 a.l.) para las que son hechas por instrumentos en Tierra.

Con estas limitaciones sin embargo el método del paralaje trigonométrico sigue considerándose el más preciso para explorar las dimensiones del universo inmediato.

Otros métodos utilizados por el astrofísico, algunos de los cuales mencionaremos a su debido tiempo en el texto, son por ejemplo el paralaje estadístico, el paralaje espectroscópico y el uso de variables cefeidas como "candelas" estándar (este último es común en el estudio del universo extragaláctico).

1.4 La escala absoluta de magnitudes estelares

Como habíamos mencionado en la última sección, el brillo aparente de una estrella no nos habla sobre su naturaleza intrínseca, en cuanto depende, además de la cantidad de radiación que emite la estrella, de la distancia a la que se encuentra del observador. De este modo estrellas intrínsecamente muy potentes pueden aparecer en el cielo como debilísimas fuentes de luz dada su enorme distancia, mientras que otras, menos potentes pero cercanas aparecerán muy brillantes. Con el fin de eliminar esta ausencia de "democracia estelar", el astrofísico introduce un nuevo parámetro observacional al que llamaremos *Magnitud Absoluta*.

Se define la Magnitud Absoluta de una estrella como la magnitud aparente que presentaría si se la colocara a una distancia estándar de 10 pc.

Definida de esta manera, estrellas que presenten la menor magnitud absoluta, serán fuentes más potentes de radiación que aquellas que presenten valores más grandes de este parámetro.

Podemos preguntarnos ahora, ¿Cuál es la relación entre la magnitud absoluta de una estrella, su magnitud aparente y su distancia?.

Veamos. Supongamos que nuestra estrella es una fuente puntual situada a una distancia d del observador. La radiación es emitida en la forma de ondas esféricas que asumimos se propagan sin perturbación por el espacio que separa la estrella del observador. La estrella emite una cantidad L de energía por unidad de tiempo⁴; dicha energía, siempre la misma en el viaje de la luz hasta la Tierra, se distribuye uniformemente por todo el frente de

³El satélite *HIPPARCOS* (High Precision Parallax Collecting Satellite) lanzado en el año de 1995 midió con la máxima precisión alcanzable el paralaje de un millar de estrellas.

⁴Esta corresponde a la definición de potencia, que para el caso de la luz estelar, recibe el nombre de *Luminosidad*

onda. Cuando el frente alcanza el observador, su radio es igual a d de tal modo que la energía que atraviesa en la unidad de tiempo la unidad de área, o el brillo con el que se nos presenta la estrella, será igual a,

$$b = \frac{L}{4\pi d^2}$$

Si obtuviéramos una réplica exacta de la estrella en cuestión y la situáramos a 10 pc de nosotros, un razonamiento idéntico al anterior demostraría que el brillo aparente que exhibiría el cuerpo en estudio sería,

$$b_{10} = \frac{L}{4\pi(10pc)^2}$$

En virtud de la relación de Pogson, la magnitud aparente de la estrella original, m , y la magnitud aparente de la replica situada a 10 pc, M (por definición la magnitud absoluta) se relacionan así,

$$M = m - 2,5 \log_{10} \left(\frac{b_{10}}{b} \right) = m - 2,5 \log_{10} \left(\frac{d^2}{10^2} \right)$$

$$M = m - 5 \log_{10} \left(\frac{d}{10pc} \right) \quad (1.4)$$

donde cabe recordar que d debe expresarse en pc.

De manera que conocida la magnitud aparente de una estrella y su distancia (determinables por la observación) podemos por la ecuación anterior conocer su magnitud absoluta y por tanto adquirir información sobre su naturaleza intrínseca.

Ejemplo

Una estrella cuya magnitud aparente es +4,72 tiene asociado un paralaje de 0,09". ¿Cuál es su magnitud absoluta ?.

Solución

La distancia a la estrella considerada es,

$$d = \frac{1pc}{0,09''} = 11,1pc$$

de modo que su magnitud absoluta resulta ser por tanto,

$$M = m - 5 \log_{10} \left(\frac{d}{10} \right) = +4,72 - 5 \log_{10} (1,1) = +4,49$$

Nombre	Magnitud aparente	Magnitud Absoluta
Sirio	-1,46	+1,42
Canopus	-0,72	-3,1
Vega	+0,04	+0,5
Rigel	+0,14	-7,1
Sol	-26,72	+4,72

Tabla 1.3: Magnitud absoluta de algunas estrellas conocidas.

Ejemplo 2

Dos estrellas A y B presentan el mismo brillo aparente. Sin embargo A está 10 veces más lejos que B. ¿Cuál es la diferencia entre sus magnitudes absolutas?.

Solución

La magnitud absoluta de ambas estrellas está dada por,

$$M_A = m_A - 5 \log_{10} \left(\frac{d_A}{10} \right)$$

$$M_B = m_B - 5 \log_{10} \left(\frac{d_B}{10} \right)$$

sustrayendo M_B de M_A y teniendo en cuenta que $b_A = b_B$ por lo que $m_A = m_B$ se obtiene,

$$M_A - M_B = -5 \left[\log_{10} \left(\frac{d_A}{10} \right) - \log_{10} \left(\frac{d_B}{10} \right) \right]$$

por las propiedades de la función logaritmo,

$$M_A - M_B = -5 \log_{10} \left(\frac{d_A}{d_B} \right) = -5$$

de aquí $M_A < M_B$ como era de esperarse.

La magnitud absoluta y aparente de algunas de estrellas conocidas es presentada en la tabla 1.3. Queda como un ejercicio para el lector tratar de obtener la distancia a dichas estrellas utilizando la relación recién obtenida.

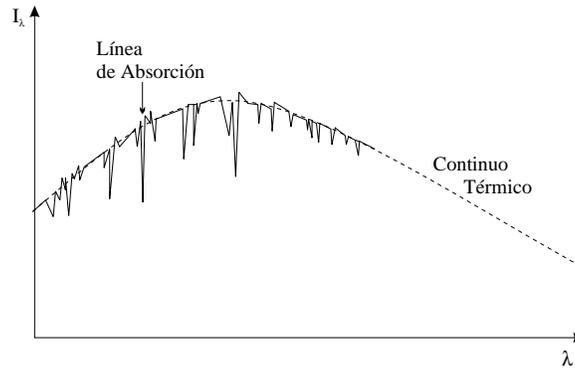


Figura 1.3: Espectro solar.

1.5 El color de las estrellas y su temperatura efectiva

Durante una observación más detenida de las estrellas, otro rasgo suyo se hace evidente: todas parecen presentar un color característico. Aunque la mayoría de ellas aparecen como puntos de luz *blanco-azulada*, la gama de colores en la paleta celeste es bastante rica.

Facilmente podemos observar estrellas rojas como Betelgeuse (α Ori) y Antares (α Sco), naranjas como Aldebaran (α Tau), amarillas como Rigel Kentauris (α Cen) y Capella (α Aur), verdes como Albireo, blancas como Vega (α Lyr) y azules como Rigel (β Ori) y Sirio (α Cma).

¿Qué característica física de la estrella determina su color?. Estudiaremos en detalle la respuesta a esta pregunta.

El análisis espectroscopico de la luz estelar, muestra siempre la presencia de un continuo sobre el que superponen líneas o bandas de absorción y en algunas ocasiones de emisión. Las características de dicho continuo (ver figura 1.5), nos recuerdan de inmediato el espectro del denominado "cuerpo negro".

La presencia de dicho continuo implica por tanto que las estrellas emiten radiación en todo el espectro electromagnético. Pero no lo hacen uniformemente: ciertas longitudes de onda se verán favorecidas sobre otras al contribuir con una mayor energía al continuo total. La longitud de onda que corresponderá a la componente monocromática más intensa del continuo estelar, está dada, en virtud de la ley de Wien, por,

$$\lambda_{max} = \frac{w}{T}$$

donde w es la denominada constante de Wien ($w = 0,290\text{cmK}$). Al parámetro T se lo conoce en astrofísica como la *temperatura efectiva de la estrella*⁵, definida como la que

⁵Dada la dificultad de definir para ella una superficie concreta, no debe confundirse esta con la temperatura superficial de la estrella misma. La diferencia entre estas dos cantidades se discutirá en la

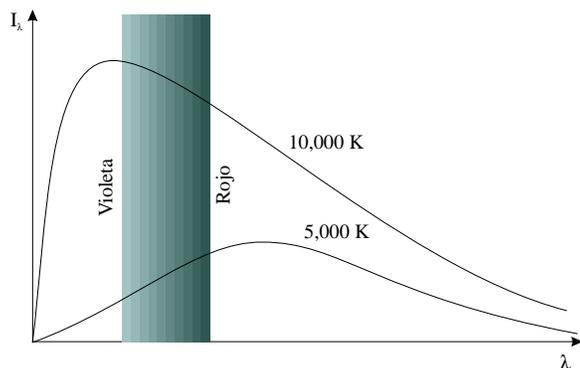


Figura 1.4: El color de las estrellas deducido de su curva de Planck.

tendría un cuerpo negro que emita el mismo continuo de la estrella.

Es la desigualdad en la intensidad de las distintas componentes monocromáticas de la luz estelar, en el rango visible, la que determina el color de una estrella y en general el de cualquier cuerpo negro.

Veamos de qué modo lo hace.

Si el continuo de la estrella exhibe un máximo de intensidad en longitudes de onda correspondientes al rojo y el infrarrojo, en la estrecha banda del visible, las longitudes de onda más largas (rojo) se verán favorecidas y el efecto sensorial sobre la retina o una película fotográfica corresponderá a colores en dicha región del visible (ver figura 1.4). Por el contrario si la luz de la estrella presenta una intensidad máxima en el violeta o en el ultravioleta, serán ahora las longitudes de onda cortas del visible las que se verán favorecidas, y la estrella tenderá a verse azul. Una situación intermedia corresponderá a los casos en los que la estrella se nos presenta como un cuerpo blanco o carente de algún color ; esto se debe a la igualdad de intensidades de las distintas componentes del visible, causado por una curva espectral relativamente plana entre las longitudes de onda de esta estrecha región del espectro electromagnético.

Es notable pues la conexión existente entre la posición del máximo de intensidad en el continuo y el color de la estrella, posición que a su vez está relacionada, según la ley de Wien, con la temperatura efectiva de la estrella misma. Podemos de este modo concluir que las estrellas más calientes exhibirán un color preferentemente azul mientras que las más frías presentarán coloraciones rojizas.

Hasta ahora sin embargo sólo nos hemos referido a la sensación visual del color. Hace falta definir una cantidad numérica que nos permita cuantificar el color de las estrellas para hacer más operativo el análisis alrededor de esta importantísima característica estelar.

Es ampliamente conocido el hecho de que cuando se observa un cuerpo de un color carac-

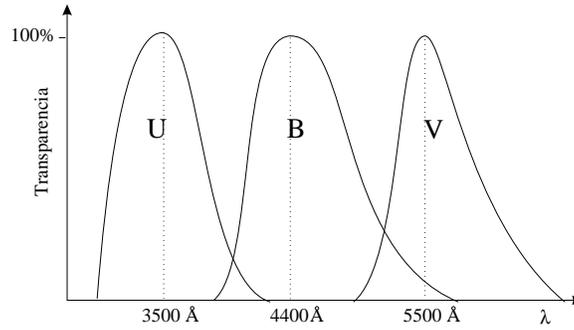


Figura 1.5: Respuesta espectral de los filtros en el sistema fotométrico estándar.

terístico a través de una serie de filtros ⁶, el cuerpo exhibe un brillo distinto dependiente de la zona del espectro que sea filtrada.

Así un cuerpo "preferentemente azul" observado a través de un filtro "rojo", se verá más oscuro que cuando se lo observa a través de un filtro "azul". El brillo que el cuerpo presenta cuando se lo observa a través de distintos filtros nos brindará información sobre el color que presenta. Es esta la manera cómo se procede en la astrofísica, para definir el color de los cuerpos estudiados.

Para que los resultados de múltiples observadores coincidan, conviene usar una serie de filtros estándar, que definen lo que se denomina un sistema fotométrico. El más común de ellos es el denominado sistema *Fotométrico Estándar UBV*, constituido por 3 filtros en las bandas ultravioleta (U), Azul (B) y amarillo o verde (V). En la figura 1.5 se presenta la respuesta espectral de los filtros en el sistema UBV.

Una vez asumido un sistema fotométrico, se procede a determinar el brillo aparente de la estrella cuando es observada por cada uno de los filtros que constituyen el sistema. Cada uno de dichos brillos determina en virtud de la relación de Pogson una magnitud que se denota con el nombre del filtro correspondiente. Así por ejemplo, las magnitudes aparentes de una estrella, a través de los filtros B y V del sistema de Jhonson estarán dadas por,

$$B = -2,5 \log_{10} (b_B) - C_B \quad (1.5)$$

$$V = -2,5 \log_{10} (b_V) - C_V \quad (1.6)$$

dónde C_B y C_V son constantes que contienen información sobre el nivel de referencia para la medida de los brillos.

El color de una estrella está determinado por la relación existente entre su magnitud en las distintas bandas del sistema fotométrico. Por ejemplo una estrella que presente una magnitud V mayor que la magnitud B , exhibirá un color preferentemente "azul". Para

⁶Un filtro es un elemento óptico que transmite luz en una banda estrecha de longitudes de onda

Nombre	B-V
Regulus	-0,11
Bellatrix	-0,23
Altair	+0,22
Arcturus	+1,23

Tabla 1.4: Índice de color de algunas estrellas.

tener en cuenta este hecho el astrofísico introduce los denominados "Índices de Color", definidos como las diferencias aritméticas entre las magnitudes en las distintas bandas del sistema fotométrico. En el sistema estándar se definen los Índices $U - B$ y $B - V$, este último de gran relevancia y utilidad en el estudio de las estrellas.

Notese que si $B - V < 0$, entonces $B < V$ y por lo tanto la estrella se verá más "azul". Por el contrario si $B - V > 0$, entonces $B > V$ y la estrella será más roja.

En la tabla 1.4 se presenta el índice de color $B - V$ de algunas estrellas conocidas.

Estudiemos ahora de manera más cuantitativa la relación existente entre el color de una estrella, cuantificado por su índice de color, y su temperatura efectiva.

Partamos de la definición del índice de color $B - V$, para lo que utilizaremos las ecuaciones (Ec. 1.5) y (Ec. 1.6)

$$B - V = 2,5 \log_{10} (b_V/b_B) - (C_B - C_V)$$

Aquí, el brillo de la estrella en la banda V estará dado por

$$b_V = L_V/4\pi d^2$$

dónde L_V es la cantidad de energía que emite por unidad de tiempo la estrella en la banda correspondiente y d su distancia. Si suponemos que la estrella es una esfera de radio R , L_V a su vez estará dada por,

$$L_V = 4\pi R^2 I_V$$

dónde I_V es la cantidad de energía que emite la superficie de la estrella por unidad de tiempo por unidad de área en la banda espectral considerada. Por las propiedades del espectro del cuerpo negro I_V viene dada por,

$$I_V = \int_{\lambda_i}^{\lambda_f} R(\lambda) d\lambda$$

dónde $R(\lambda)$ es la denominada radianza del cuerpo negro, definida cómo la cantidad de energía que emite por unidad de tiempo por unidad de área y por unidad de longitud de onda ; λ_i y λ_f serán los extremos de la banda espectral en cuestión. Si consideramos

que $R(\lambda)$ es aproximadamnete constante en el intervalo (λ_i, λ_f) , podemos aproximar la anterior integral por,

$$\int_{\lambda_i}^{\lambda_f} R(\lambda)d\lambda \approx R(\bar{\lambda}_V)\Delta\lambda_V$$

finalmente el brillo en la banda V estará dado aproximadamente por,

$$b_V = \frac{R(\bar{\lambda}_V)\Delta\lambda_V}{(d^2/R^2)}$$

de modo similar,

$$b_B = \frac{R(\bar{\lambda}_B)\Delta\lambda_B}{(d^2/R^2)}$$

de tal manera que, por la definición de $B - V$,

$$(B - V) = 2,5 \log_{10} \left(\frac{R(\bar{\lambda}_V)\Delta\lambda_V}{R(\bar{\lambda}_B)\Delta\lambda_B} \right) - C_{BV} \quad (1.7)$$

Donde hemos llamado $C_{BV} = C_B - C_V$. El valor de $R(\lambda)$ está dado por la ley de Planck,

$$R(\lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right) - 1}$$

Sustituyendo en (Ec. 1.7) queda,

$$B - V = 2,5 \log_{10} \left[\frac{\frac{1}{\bar{\lambda}_V^5} \times \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{kT\lambda_V}\right) - 1} \cdot \Delta\lambda_V}{\frac{1}{\bar{\lambda}_B^5} \times \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{kT\lambda_B}\right) - 1} \cdot \Delta\lambda_B} \right] - C_{BV}$$

$$B - V = 2,5 \log_{10} \left(\frac{\bar{\lambda}_B^5}{\bar{\lambda}_V^5} \cdot \frac{\Delta\lambda_V}{\Delta\lambda_B} \right) + 2,5 \log_{10} \left(\frac{\exp\left(\frac{hc}{kT\lambda_B}\right) - 1}{\exp\left(\frac{hc}{kT\lambda_V}\right) - 1} \right) - C_{BV}$$

Para longitudes de onda en el rango visible $hc/\lambda \approx 2eV$, de modo que para $T < (2eV/k) = 10000K$ tenemos $\exp(hc/kT\lambda) \gg 1$ y podremos eliminar los unos en los denominadores en el argumento de los anteriores logaritmos, con los que nos queda,

$$B - V = -1,32 + 2,5 \log_{10} \left(\frac{\exp(3,27 \times 10^4/T)}{\exp(2,62 \times 10^4/T)} \right) + C_{BV}$$

Donde hemos usado $\bar{\lambda}_V = 5500\text{\AA}$, $\bar{\lambda}_B = 4400\text{\AA}$, $\Delta\lambda_V = 890\text{\AA}$, $\Delta\lambda_B = 980\text{\AA}$, valores estándares en el sistema fotométrico utilizado. De lo anterior,

$$B - V = -1,32 + \frac{7090}{T} - C_{BV}$$

que corresponde a la relación buscada.

Si tomamos $B - V = 0$ para $T = 10000K$,⁷ el valor de C_{BV} resulta ser pues -0,61, de donde finalmente,

$$B - V = \frac{7090}{T} - 0,71 \quad (1.8)$$

Debe recordarse que esta relación aproximada funciona bien sólo para $T < 10000K$, su validez a temperaturas mayores empieza a tambalear. En ella se verifica, el resultado obtenido anteriormente: si $T > 10000K$, $B - V < 0$ (la estrella es azul) y si $T < 10000K$, $B - V > 0$ (la estrella es rojiza).

Representa esta nuestra primera relación entre una cantidad obtenida por medios observacionales, el índice de color $B - V$ y un parámetro físico de la estrella misma, su temperatura efectiva.

Ejemplo

La temperatura efectiva del Sol es 5770 K. ¿Cuál es su índice de color $B - V$ aproximado ?.

Solución

Por la relación recién obtenida.

$$(B - V)_{\odot} = \frac{7090}{T_{eff\odot}} - 0,71 = 0,52$$

1.6 Magnitud bolométrica y luminosidad estelar

La determinación del brillo aparente de las estrellas e incluso de su brillo absoluto⁸ sufre de una limitante importante. Los detectores utilizados para llevar a cabo tales medidas (el ojo, fotómetros fotoeléctricos) son sensibles principalmente al rango visible del espectro electromagnético, de tal modo que la energía que medimos cuando determinamos el brillo de una estrella, será aquella emitida exclusivamente en este estrecho rango de longitudes de onda. ¿Qué pasa con la energía emitida en otras longitudes de onda ?. Sencillamente no se cuenta.

El análisis de la sección anterior, sin embargo, nos muestra que algunas estrellas pueden emitir la mayor parte de su energía en regiones del espectro electromagnético inaccesibles a nuestros más sencillos instrumentos y así toda medida que hagamos del brillo de dichas estrellas, estará siempre por debajo de su valor real.

Para tener en cuenta esa energía que no logran detectar nuestros más sencillos instrumentos, el astrofísico define un nuevo parámetro al que se lo conoce como la *magnitud bolométrica*, tanto aparente como absoluta. La magnitud bolométrica es aquella magnitud

⁷Esta elección se hace pensando en el hecho de que estrellas visualmente blancas, a las que asignaremos arbitrariamente un Índice de color $B - V = 0$, presentan temperaturas efectivas de alrededor de los 10000K

⁸El brillo que presentan si se las colocara a 10 pc de la Tierra

Indice de color B-V	BC calculado	$\log_{10} (T_{eff})$
-0,30	-4,1	4,65
-0,20	-2,3	4,46
-0,10	-1,25	4,13
0,00	-0,72	4,03
+0,1	-0,38	3,95
+0,3	-0,20	3,91
+0,5	0,00	3,80
+0,7	-0,09	3,73
+0,9	-0,29	3,66
+1,1	-0,57	3,61
+1,2	-0,74	3,58
+1,3	-0,92	3,56
+1,5	-1,3	3,53
+1,7	-1,7	3,52

Tabla 1.5: Relación del índice de color B-V con el factor de corrección bolométrica .

con la que observaríamos a la estrella si nuestros sistemas de detección fueran sensibles a todas las longitudes de onda.

¿ Cómo determinar la magnitud bolométrica de una estrella?. El método más directo sería el de construir detectores sensibles a la mayor parte del espectro electromagnético, los cuales deberían además ser situados por fuera de la atmósfera terrestre para evitar la absorción de ciertas bandas del espectro electromagnético por parte de ella. Esto sin embargo tendría un costo económico y tecnológico bastante alto.

Un modelo simple ofrece una solución mejor. El modelo asume que podemos expresar la magnitud bolométrica de una estrella en términos de su magnitud absoluta por la relación lineal,

$$M_{bol} = M + BC \quad (1.9)$$

donde BC es una cantidad negativa⁹ conocida como el *factor de corrección bolométrica*. El valor del factor de corrección bolométrica dependerá de la fracción de la energía total emitida por la estrella fuera del rango visible. En ese sentido, es de esperarse que exista una relación implícita con el color de la estrella, relación expresada claramente en la tabla 1.6, donde se presenta el valor medido de BC para distintos valores del índice $B - V$.

Conociendo la magnitud visual de una estrella (aparente o absoluta) y su índice de color, a partir del cual, y utilizando relaciones aproximadas como las expresadas en la tabla

⁹Como es de esperarse, por su propia definición, la magnitud bolométrica será siempre una cantidad menor que la magnitud visual

1.6, se obtiene el factor de corrección bolométrica, se podría determinar finalmente la magnitud bolométrica de la estrella.

Una cantidad de gran relevancia en la astrofísica estelar, deducida del conocimiento de la magnitud bolométrica, es la luminosidad total¹⁰.

Examinemos la relación existente entre la magnitud absoluta bolométrica y La luminosidad de una estrella.

Supongamos que nuestra estrella, a la que situamos a 10 pc de la Tierra, presenta vista desde aquí un brillo bolométrico absoluto B_{bol} (energía recibida en todo el espectro electromagnético por unidad de tiempo por unidad de área) al que asignamos una magnitud bolométrica absoluta M_{bol} . Asumamos como estrella de referencia nuestro Sol, para el que han sido determinado con precisión los valores de M_{bol} y B_{bol} ¹¹. Por la ley de Pogson, tenemos

$$M_{bol} = M_{bol\odot} - 2,5 \log_{10} \left(\frac{B_{bol}}{B_{bol\odot}} \right)$$

por su definición B_{bol} se puede escribir como

$$B_{bol} = \frac{L}{4\pi(10rmpc)^2}$$

de modo que,

$$M_{bol} = M_{bol\odot} - 2,5 \log_{10} \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right) \quad (1.10)$$

de donde se sigue,

$$L = 10^{\frac{(M_{bol\odot} - M_{bol})}{2,5}} L_{\odot} \quad (1.11)$$

Como la ecuación (Ec. 1.8), (Ec. 1.11) expresa la relación existente entre una cantidad determinada observacionalmente (M_{bol}) y un parámetro físico asociado a la estrella (L).

Ejemplo

La estrella Arcturus tiene una magnitud aparente de +0,06. Su paralaje es 0,090" y su índice de color $B - V$ medido es aproximadamente igual a +1,2. Estimar, utilizando los datos contenidos en la tabla 1.6 y todo lo aprendido hasta ahora, la luminosidad total de la estrella en cuestión.

Solución

¹⁰La luminosidad de una fuente de luz en astrofísica es igual a la potencia (energía emitida por unidad de tiempo)

¹¹ $B_{bol\odot}$ recibe en astrofísica el nombre de constante solar y tiene un valor de $1368 \pm 1 \text{ Wm}^{-2}$. Por otro lado $M_{bol\odot} = +4,72$

El conocimiento del paralaje nos permite encontrar la distancia a la que se situa Arcturus, la cual resulta ser,

$$d = \frac{1\text{pc}}{0,09''} = 11,1\text{pc}$$

utilizando la distancia así obtenida y la magnitud aparente dada podemos en virtud de (1.4) , conocer la magnitud absoluta,

$$M = m - 5\log_{10} \left(\frac{11,1}{10} \right) = -0,16$$

A partir del índice de color podemos extraer de la tabla 1.6 el valor aproximado del factor de corrección bolométrica, que resulta igual a $BC = -0,74$. De aquí y por la definición se obtiene la magnitud bolométrica de la estrella,

$$M_{bol} = M + BC = -0,9$$

Finalmente, la luminosidad de Arcturus estará dada por,

$$L = 10^{\frac{(M_{bol\odot} - M_{bol})}{2,5}} L_{\odot} = 177L_{\odot}$$

El valor obtenido, aunque no el preciso de $91L_{\odot}$ para esta estrella, es del mismo orden. La diferencia entre ambos, casi un factor de 2, radica en la incertidumbre de cantidades como el paralaje de la estrella, el índice de color y la corrección bolométrica, errores que son amplificadas por los exponenciales involucrados en el cálculo anterior.

1.7 Radio y masa de las estrellas

Otros dos parámetros físicos de gran importancia en el estudio de las estrellas son sus dimensiones espaciales y su masa.

Dadas las inmensas distancias que nos separan de las estrellas la determinación de las dimensiones espaciales de estos objetos astrofísicos representa una tarea en extremo difícil. Un primer estimativo del tamaño de las estrellas, nos lo da el preciso conocimiento que tenemos de las dimensiones de nuestro Sol. Sabemos que su diámetro es aproximadamente igual a 1 392 000 km, lo que equivale a unas 100 veces el diámetro de nuestro planeta. Si situáramos el Sol a la distancia a la que se encuentra la estrella más vecina al sistema solar ($1,33\text{pc} = 4,2\text{a.l.}$) su tamaño angular aparente sería $0,007''$, muy por debajo de la resolución angular de los mejores equipos tanto en Tierra como en el espacio. Dada esta limitante, ¿ Podemos decir que sólo conocemos el tamaño de nuestra estrella madre y que el correspondiente a otras estrellas es imposible de conocer?. El ingenio humano sin

embargo siempre se las arregla para superar los obstáculos que le impone la naturaleza, y este caso no es una excepción.

La determinación directa del diámetro de algunas estrellas ha sido posible en el presente gracias al desarrollo de la denominada técnica de la interferometría.

La interferometría (Ver figura 1.7) consiste en la observación simultánea de un objeto por dos o más instrumentos receptores (telescopios, antenas de radio) separados por una distancia adecuada. La información obtenida por todos los instrumentos es combinada por medios electrónicos, proceso en el cual se ve incrementada considerablemente la resolución angular que sólo uno de los instrumentos podría obtener.

Un método indirecto para la determinación de las dimensiones espaciales de las estrellas es provisto por el estudio de la radiación que ellas emiten.

Consideremos a la estrella una esfera de radio R que emite radiación (cuerpo negro) y cuya temperatura superficial la suponemos igual a la temperatura efectiva asociada a la estrella en cuestión. El estudio de la emisión de radiación de un cuerpo negro nos revela que la energía total emitida por la unidad de área del cuerpo, en la unidad de tiempo está dada por,

$$I = \sigma T^4$$

Esta relación es conocida como la ley de Stefan. La superficie total de la estrella emitirá por unidad de tiempo una energía total igual a

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4$$

donde L es la luminosidad de la estrella. Esta relación nos dice que si conocemos la luminosidad y temperatura efectiva de una estrella, un estimativo de su radio estará dado por,

$$R = \frac{1}{T^2} \sqrt{\frac{L}{4\pi\sigma}} \quad (1.12)$$

En la tabla 1.7 se presentan los radios de algunas estrellas conocidas determinados por estos métodos.

Ejemplo

La estrella Sirio presenta una temperatura efectiva de 9500 K. Medidas precisas demuestran que es Sirio 19 veces más luminoso que nuestro Sol. ¿Cuál es su radio ?.

Solución

La estrella Sirio y el Sol satisfacen (1.12) de modo que sus radios estarán dados por,

$$R_{\odot} = \frac{1}{T_{\odot}^2} \sqrt{\frac{L_{\odot}}{4\pi\sigma}}$$

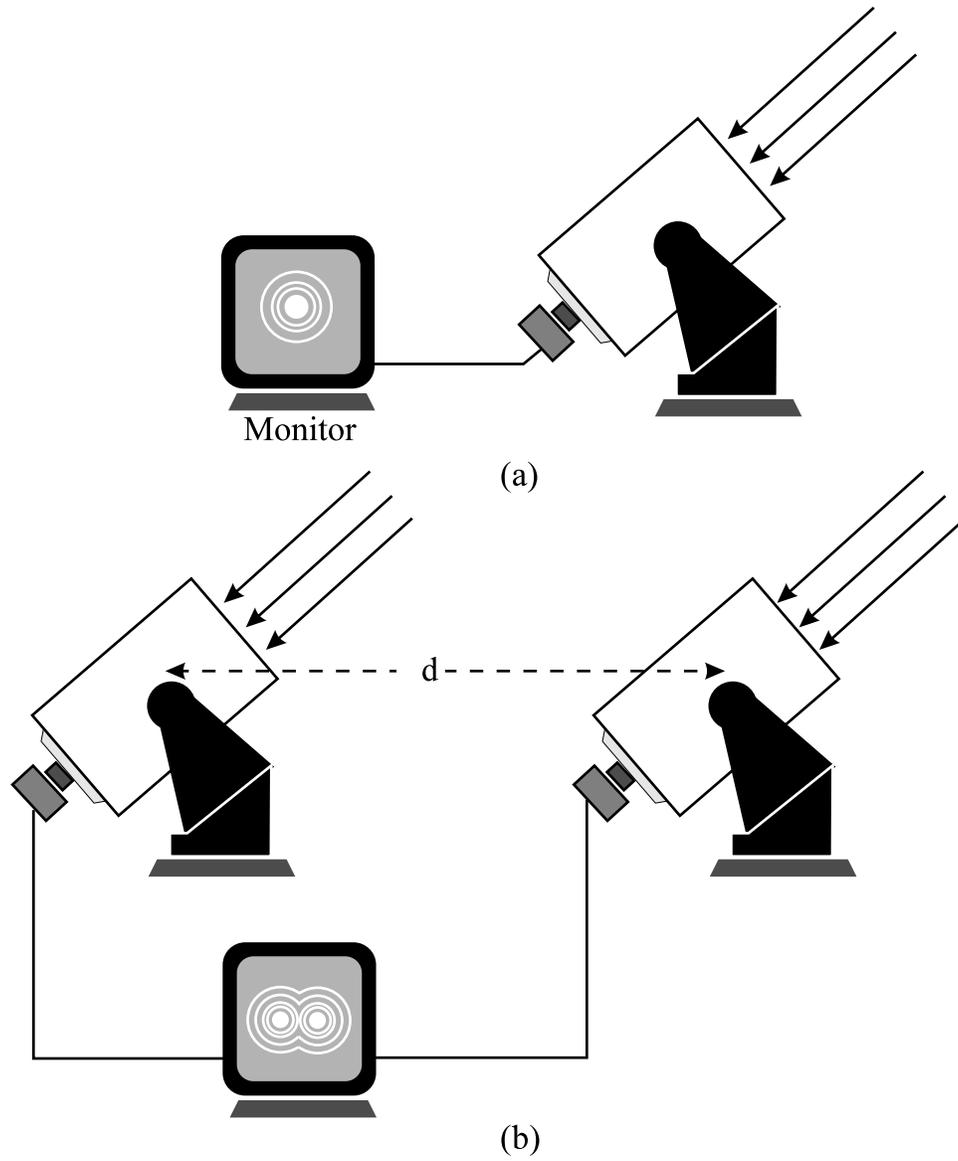


Figura 1.6: La técnica de la interferometría óptica.

Nombre	Distancia (pc)	Radio (R_{\odot})
Betelgeuse	180	1297
Aldebaran	21	54
Arcturus	11	26
Capella	14	7,1
Procyon	3,5	2,1
Rigel	270	74
Deneb	500	145

Tabla 1.6: Diametros estelares determinados con la interferometría.

$$R_{sirio} = \frac{1}{T_{sirio}^2} \sqrt{\frac{L_{sirio}}{4\pi\sigma}}$$

Dividiendo término a término obtenemos,

$$\frac{R_{sirio}}{R_{\odot}} = \left(\frac{T_{\odot}}{T_{sirio}}\right)^2 \sqrt{\frac{L_{sirio}}{L_{\odot}}}$$

Introduciendo $T_{\odot} = 5770K$, $T_{sirio} = 9500$, $L_{sirio} = 19L_{\odot}$ se obtiene,

$$R_{sirio} = 1,6R_{\odot}$$

si sabemos que $R_{\odot} = 696000km$ tenemos finalmente,

$$R_{sirio} \approx 1114000km$$

Vemos pues como el conocimiento de dos parámetros físicos de la estrella, determinados, como se vió en las secciones respectivas, a partir de otros parámetros observacionales de la misma, nos proveen información sobre sus dimensiones espaciales. Dada su simplicidad este es quizás el método de más corriente uso en la astrofísica para estimar el tamaño de las estrellas.

En la medida de la masa de las estrellas se nos interponen otros obstáculos.

Para empezar, la determinación de la masa de una estrella, exige la existencia de un cuerpo de prueba con el que la estrella interactúe gravitacionalmente. Dicha condición se ve satisfecha en el caso en el cual la estrella pertenece a lo que los astrofísicos llaman un sistema estelar múltiple.

Los sistemas múltiples están constituidos por un número no muy grande de estrellas (2 o 3 corrientemente) que orbitan en torno a un centro de gravedad común. Se cree que aproximadamente el 50% de las estrellas en el universo pertenecen a sistemas como estos.

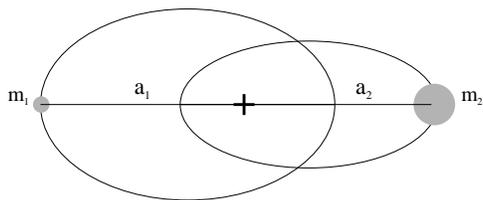


Figura 1.7: Trayectorias de las componentes de un sistema doble.

Además de pertenecer a un sistema múltiple, debe ser posible estudiar en detalle el movimiento de las componentes del sistema, información a partir de la cual puede deducirse la masa de la estrella en cuestión. Es esta una de las mayores dificultades con las que se enfrenta el astrofísico a la hora de determinar la masa de algunas estrellas.

Estudiemos en detalle la situación a la que nos enfrentamos.

Por simplicidad, analicemos el movimiento de dos cuerpos de masas comparables que describen órbitas elípticas en torno a un centro de gravedad común (ver Figura 1.7).

El estudio detallado del sistema revela de inmediato la existencia de una relación entre el período de las órbitas de los cuerpos y las dimensiones espaciales de las mismas,

$$P^2 = \frac{4\pi^2}{G(m_1 + m_2)}(a_1 + a_2)^3 \quad (1.13)$$

Se sigue de aquí que,

$$M = m_1 + m_2 = \frac{4\pi^2}{GP^2}(a_1 + a_2)^3 \quad (1.14)$$

Por otro lado, el equilibrio del sistema gravitacional exige que,

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{a_2}{a_1} \quad (1.15)$$

despejando m_i ($i = 1, 2$) de (Ec. 1.15) y sustituyendo en (Ec. 1.14), se llega al resultado,

$$m_2 = \frac{1}{1 + a_2/a_1} \frac{4\pi^2}{GP^2}(a_1 + a_2)^3$$

$$m_1 = \frac{1}{1 + a_1/a_2} \frac{4\pi^2}{GP^2}(a_1 + a_2)^3$$

Se concluye entonces que si podemos determinar observacionalmente el período de un sistema binario y los semiejes mayores de las órbitas de cada componente, obtendríamos en virtud del anterior análisis el valor de la masa de cada componente.

Como veremos la situación real no es tan simple.

Para empezar la determinación de los semiejes mayores de las órbitas estelares sólo es posible si el sistema se puede resolver, esto es, si las componentes del sistema aparecen

como objetos individuales y separados. Hablamos en este caso de un sistema binario visual. Aún si se pueden resolver las componentes del sistema en estrellas separadas, debemos hacer un seguimiento en el tiempo del par para poder obtener el valor de las dimensiones angulares de las órbitas. Esto exige por tanto, que el período de revolución del sistema no sea muy grande, o por lo menos no mayor a algunas vidas humanas. Como se ve en (1.13), si queremos hacer lo suficientemente pequeño el valor de P , deberemos hacer lo mismo con los valores de a . Pero si se hacen pequeñas las dimensiones espaciales de las órbitas la posibilidad de resolver el sistema se reducirá .

Vemos pues como con estas restricciones se reduce considerablemente el conjunto de sistemas binarios de los cuales podremos extraer información sobre la masa de las estrellas que los constituyen. Pero lo obstaculos no terminan aquí.

Conocidas las dimensiones angulares de las órbitas estelares, la deducción de los valores lineales correspondientes, exigirá el conocimiento de la distancia del observador al sistema. Una limitante importante se introduce cuando consideramos el hecho de que el plano de las orbitas está orientado en una dirección arbitraria, de manera que los valores obtenidos para los semiejes mayores por el método descrito anteriormente corresponden a la proyección sobre el plano perpendicular a la visual de los semiejes reales (Ver figura 1.7). Si el sistema se encuentra a una distancia d y el semieje mayor aparente de la componente i ($i = 1, 2$) lo llamamos α_i , la proyección del semieje mayor real a_i sobre el plano perpendicular a la visual será ,

$$a'_i = \alpha_i d$$

donde a'_i también es igual a $a_i \cos i$. De modo que,

$$a_i = \frac{\alpha_i d}{\cos i}$$

sustituyendo en (1.14) y (1.15) se obtiene,

$$M = m_1 + m_2 = \frac{4\pi^2}{GP^2} \frac{d^3}{\cos^3 i} (\alpha_1 + \alpha_2)^3 \quad (1.16)$$

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \quad (1.17)$$

de donde obtenemos finalmente,

$$m_2 = \frac{1}{1 + \alpha_2/\alpha_1} \frac{4\pi^2}{GP^2} \frac{d^3}{\cos^3 i} (a_1 + a_2)^3$$

$$m_1 = \frac{1}{1 + \alpha_1/\alpha_2} \frac{4\pi^2}{GP^2} \frac{d^3}{\cos^3 i} (\alpha_1 + \alpha_2)^3$$

En conclusión, solo podemos conocer el valor de la masa de las estrellas pertenecientes al sistema si podemos determinar la distancia a la que se encuentran y la inclinación del plano de las órbitas respecto a la perpendicular a la visual. Este último parámetro

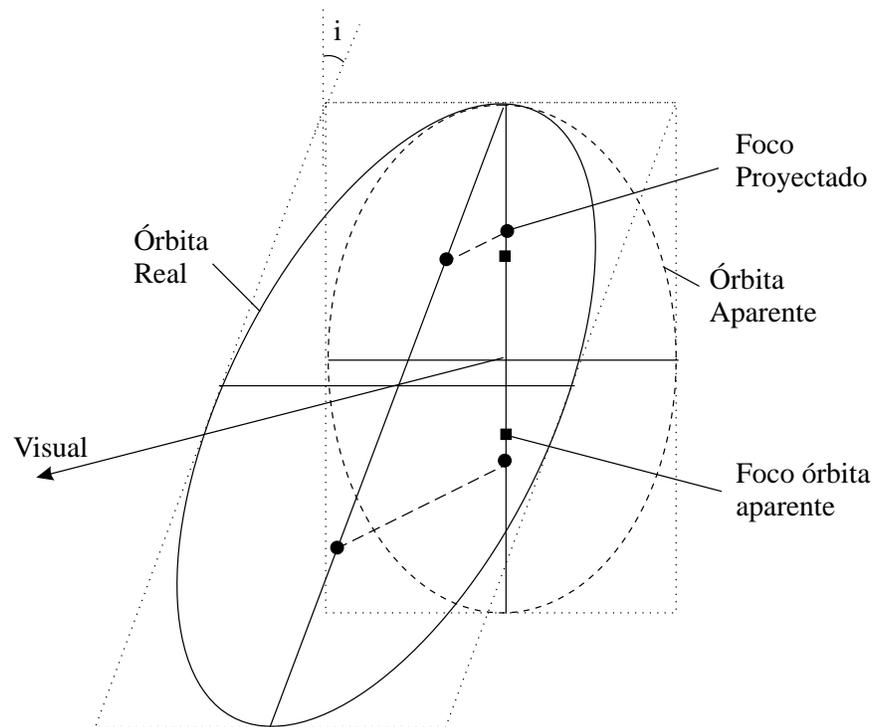


Figura 1.8: Efecto de la inclinación del plano orbital de las componentes de un sistema binario visual.

Nombre (sistema, componente)	Masa estimada (M_{\odot})
α Cen A	1,07
α Cen B	0,87
η Cass A	0,93
η Cass B	0,58
ξ Boo A	0,85
ξ Boo B	0,76

Tabla 1.7: Masa de las componentes de algunas binarias visuales.

se presenta como el principal limitante en la determinación de la masa de las binarias visuales. Su valor sin embargo puede ser obtenido teniendo en cuenta que cuando se observa una elipse inclinada la geometría de la elipse observada se modifica (Ver en la figura 1.7) el cambio de posición de los focos de la elipse), y el grado de alteración puede proveer información sobre la inclinación de la elipse real.

En la tabla 1.7 se presenta la masa deducida para las componentes de algunas binarias visuales estudiadas con los métodos anteriores.

A una situación distinta nos enfrentamos cuando es imposible resolver en estrellas aisladas el sistema binario. Aunque en la imagen del sistema aparezca un sólo cuerpo, resultante de la fusión de las dos componentes, el espectro de dicho cuerpo contiene una peculiar característica : las líneas espectrales aparecen por pares.

Este efecto es explicado por la presencia de dos fuentes de luz (las estrellas componentes) que se mueven en direcciones contrarias, en virtud de su interacción mutua, produciéndose desplazamientos también contrarios en sus líneas espectrales. A este tipo particular de sistema binario se lo denomina *binaria espectroscópica*.

Aunque no pueden medirse las dimensiones de las orbitas estelares en un sistema como este, la determinación precisa de las velocidades de las estrellas en un sistema binario espectroscópico, a partir del desplazamiento doppler de sus líneas espectrales, nos ofrece una oportunidad de estimar la masa de sus estrellas.

Puede demostrarse para este caso, que un sencillo análisis dinámico conduce a las siguientes relaciones,

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{v_{2r}^{max}}{v_{1r}^{max}}$$

$$m_1 + m_2 = \frac{P}{2\pi G} \frac{(v_{1r}^{max} + v_{2r}^{max})^3}{\text{sen}^3 i}$$

donde v_{ir}^{max} ($i = 1, 2$) es la máxima componente de la velocidad en dirección de la visual medida para la estrella i -ésima del sistema. En este caso el valor de i , que no puede medirse directamente puede estimarse por métodos estadísticos.

La masa de algunas binarias espectroscópicas se presenta en la tabla 1.7.

Sistema	Masa promedio de componentes (M_{\odot})
σ Aql	6,02
β Aur	2,34
Y Cyg	17,4
ZZ Boo	1,74
U Oph	5,01

Tabla 1.8: Masa de binarias espectroscopicas.

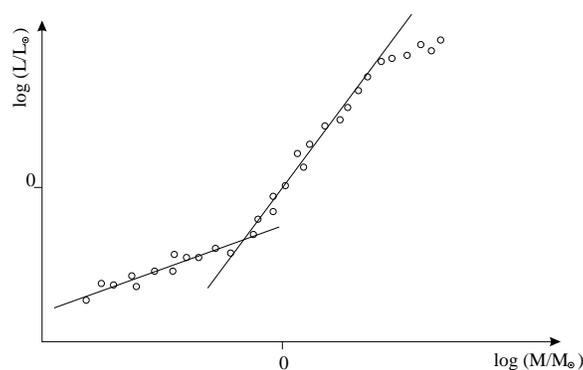


Figura 1.9: La relación masa luminosidad deducida de las observaciones de estrella binarias.

Dados los innumerables obstáculos con los que nos topamos para determinar la masa de las estrellas, incluso las que pertenecen a sistemas multiples, estaríamos muy desanimados pensando que el conocimiento de este importantísimo parámetro estelar nos está vedado, por lo menos para la mayoría de las estrellas que conocemos. Una nueva observación, sin embargo ofrece una solución a nuestro dilema.

A lo largo de los años, los astrofísicos han logrado acumular una vasta cantidad de información acerca de la masa de los relativamente pocos sistemas binarios que se han podido estudiar en detalle. El estudio de dichos datos ha revelado la existencia de una relación estrecha entre la luminosidad y la masa de las estrellas (Ver figura 1.9). Se verifica, para la mayoría de las estrellas normales¹², la siguiente relación entre su masa y luminosidad,

$$L = kM^{\alpha} \quad (1.18)$$

Donde α adopta valores distintos en distintos intervalos de masas. Para masa intermedias se asume $\alpha = 4$.

¹²Por estrellas normales nos referimos a las que más tarde llamaremos estrellas de la secuencia principal

El origen de la existencia de la relación masa-luminosidad es un resultado de la particular naturaleza física de las estrellas y será tratado en las secciones correspondientes al estudio del interior estelar.

1.8 Los espectros estelares

En el estudio de la naturaleza de las estrellas el análisis de su espectro es quizás la más importante herramienta utilizada por el astrofísico para describir las características generales de estos cuerpos astrofísicos.

Desde que Fraunhofer fotografiara por primera vez el espectro del Sol, sabemos que las estrellas exhiben un espectro de absorción : un continuo atravesado por un conjunto definido de líneas oscuras a las que se conoce como líneas de absorción. Esta característica del espectro de las estrellas nos da una primera idea sobre su origen : Las capas profundas de la estrella misma producen el continuo del que son extraídas ciertas longitudes de onda por una capa de gases relativamente más fríos y que se encuentran envolviendo la estrella¹³. Aunque las estrellas presentan diferencias claras en el número e intensidad de las líneas presentes en su espectro, una observación detenida de un gran conjunto de espectros estelares revela de inmediato la posibilidad de elaborar un esquema de clasificación ; esta importante hecho fue por primera vez reconocido por el astrónomo italiano Angelo Secchi. Secchi notó que la intensidad de las líneas de la serie de Balmer del Hidrógeno, difería apreciablemente de unas estrellas a otras. Teniendo en cuenta esta observación, elaboró el primer esquema de clasificación de los espectros estelares. Dicho esquema estaba constituido por 21 clases nombradas por letras capitales, desde la A a la P, de modo que las estrellas pertenecientes a la clase A exhibían las más intensas líneas de Balmer y las de la clase P las más débiles.

El desarrollo de las técnicas espectroscópicas, conectadas con el desarrollo de la fotografía, permitieron a investigadores posteriores a Secchi descubrir hechos adicionales, que posibilitaron la creación de sistemas más perfectos de clasificación espectral. En este sentido debe resaltarse el trabajo hecho por E.C. Pickering del observatorio de la Universidad de Harvard. Pickering, había reclutado a una decena de mujeres jóvenes para realizar el dispendioso trabajo de analizar uno a uno los espectros de miles de estrellas¹⁴.

Pickering y una de las integrantes de este particular grupo (que mereciera el apodo de " el harem de Pickering") Annie J. Cannon idearon una nueva sistemática de clasificación de los espectros estelares. Aunque inicialmente trabajarón con la idea original de Secchi, rápidamente se dieron cuenta de un hecho fundamental : La presencia de ciertos tipos de líneas en los espectros estelares, se debía fundamentalmente al hecho de que los gases que producían las líneas en distintas estrellas se encontraban a distintas temperaturas. El

¹³El origen de los espectros estelares y sus propiedades detalladas serán analizadas en la sección dedicada a la atmósfera estelar

¹⁴las anécdotas señalan que Pickering había realizado esta elección teniendo presente por un lado la paciencia y cuidado del sexo femenino al realizar trabajos que exigían estas virtudes y por otro el hecho de que la mano de obra femenina resultaba ser un poco más barata !

sistema ideado por Secchi para la clasificación de los espectros sin embargo no contaba con este hecho. Pickering y Cannon reconocieron que aunque las líneas de Balmer resultaban ser más intensas en las estrellas de la clase A que en estrellas por ejemplo de la clase O, estas últimas presentaban temperaturas superficiales mayores.

Para introducir este hecho y crear así un sistema de clasificación espectral que contuviera información sobre la temperatura superficial de las estrellas Pickering y Cannon modificaron considerablemente el sistema de Secchi y crearon un nuevo sistema de clasificación espectral, aún utilizado en la actualidad y al que se conoce como *Sistema de Clasificación de Harvard*.

El Sistema de Clasificación de Harvard cuenta con sólo 7 clases de las 21 originales con las que contaba el sistema de Secchi : O, B, A, F, G, K, M¹⁵. En este esquema de clasificación la temperatura superficial descende desde el tipo O, estrellas mu calientes ($T_{eff} > 25000K$) hasta el tipo M, correspondiente a estrellas relativamente frías ($T_{eff} \approx 3000K$).

El sistema se vió enriquecido posteriormente por la introducción de un conjunto de sub-clases nombradas con números arabigos del 0 al 9 ; dentro de cada clase las estrellas de la subclase 0 son las más calientes mientras que las estrellas de la subclase 9 resultan ser las más frías. Nuestro Sol por ejemplo es, en el marco de este esquema de clasificación, una estrella de la clase G2.

A continuación se presentan algunas de las características que distinguen a las estrellas de los distintos tipos espectrales en el esquema de clasificación de Harvard.

O (Blanco azuladas)

Temperatura Efectiva : 50000 – 25000

Indice de Color (B-V) : $< -0,3$

Características espectrales : Líneas fuertes de HeII. Principales líneas : HeII, OII, CIII, NIII, SiIV.

B (Blanco azuladas)

Temperatura Efectiva : 25000 – 11000

Indice de Color (B-V) : $-0,3 - 0,0$

Características espectrales : Líneas de HeI muy fuertes. Otras : CII, SiII, MgII.

A (Blancas)

Temperatura Efectiva : 11000 – 7500

Indice de Color (B-V) : $0,0 - 0,3$

¹⁵Alrededor de todo el mundo es de frecuente uso una regla mnemotécnica para recordar el orden de las clases espectrales en el sistema de Harvard. Basta recordar la frase en inglés " Oh Be A Fine Girl Kiss Me " (Oh, sé una chica buena y besame !).

Características espectrales : Más intensas líneas de Balmer (HI). Empiezan a manifestarse líneas de CaII.

F (Blanco amarillas)

Temperatura Efectiva : 7500 – 6000

Índice de Color (B-V) : 0,3 – 0,6

Características espectrales : Líneas de CaII en aumento. Líneas de Balmer reduciéndose. Líneas de metales neutros (FeI y CaI).

G (Amarillas)

Temperatura Efectiva : 6000 – 5000

Índice de Color (B-V) : 0,6 – 0,8

Características espectrales : Tipo solar. Muy fuertes CaI. Aparece línea de molécula CH.

K (Naranjadas)

Temperatura Efectiva : 5000 – 3500

Índice de Color (B-V) : 0,8 – 1,4

Características espectrales : Líneas más fuertes de CaII. Muy fuerte también líneas de CaI. Espectro dominado por líneas debidas a metales. Bandas moleculares (CN y otras).

M (Rojizas)

Temperatura Efectiva : < 3500

Índice de Color (B-V) : > 1,4

Características espectrales : Espectro dominado por bandas moleculares, especialmente TiO. Muy fuertes líneas debidas a metales neutros.

En el año de 1943 dos investigadores del Observatorio Yerkes, William W. Morgan y Phillip C. Keenan, realizaron la siguiente observación : cuando analizaban los espectros de estrellas del mismo tipo de Harvard, notaron, que aunque presentaban el mismo conjunto de líneas espectrales, el grosor de dichas líneas era marcadamente mayor en las estrellas menos luminosas, mientras que las estrellas más luminosas exhibían líneas bastante delgadas. Aún sin poder explicar el fenómeno Morgan y Keenan idearon un esquema para clasificar los espectros de estrellas en el mismo tipo de Harvard de acuerdo al grosor de sus líneas que como veremos en el siguiente capítulo está relacionado directamente con la luminosidad de la estrella; el sistema conocido como *sistema de Yerkes* o *clases de luminosidad de Morgan y Keenan*, consta de una serie de tipos y subtipos representados por un número romano y la letra minúscula, a o b ; el tipo Ia corresponde a las estrellas más luminosas mientras que el tipo VI le es asignado a las estrellas menos luminosas.

Tipo	Característica
Ia - O	Supergigantes extremadamente luminosas
Ia	Supergigantes muy luminosas
Ib	Supergigantes luminosas
II	Gigantes luminosas
III	Gigantes normales
IV	Subgigantes
V	Enanas
VI	Subenanas
WD	Enanas blancas

Tabla 1.9: Características de los tipos de Morgan y Keenan.

En la tabla 1.8 se presentan las características "cualitativas" de cada uno de los tipos en el esquema de clasificación de Morgan y Keenan, mientras que en la tabla 1.10 se presenta el tipo espectral en el sistema de Harvard y en el esquema de Morgan y Keenan asignado a algunas estrellas conocidas.

1.9 El Diagrama de Hertzsprung - Russell

Cuando se conto con abundante información acerca de un buen número de estrellas cuyos parámetros físicos y observacionales habían sido determinados con alguna precisión, una serie de interrelaciones no obvias empezaron a ser descubiertas por los astrofísicos.

La primera de ellas, mencionada en nuestra discusión acerca de las masas estelares, establecía una clara conexión entre la luminosidad y la masa de las estrellas estudiadas : entre más masiva era una estrella mayor era su luminosidad.

En el año de 1905, el astrónomo danés Ejnar Hertzsprung, revelo la existencia de una clara relación entre el tipo espectral de una estrella y su luminosidad. Hertzsprung, observo que las estrellas pertenecientes a los tipos tempranos O,B resultaban ser mucho más luminosas, con algunas excepciones, que las estrellas de tipos tardíos K,M.

En el año de 1913, e independientemente, un astrónomo estadounidense, Henry Norris Russel, llego a la misma conclusión de Hertzsprung, pero dió un paso adicional. Cuando enfrento en una gráfica, cosa que no había hecho Hertzsprung quien presento en forma tabular sus datos, la magnitud absoluta visual (que cuantifica como sabemos la luminosidad de la estrella) en el eje vertical y el tipo espectral en el eje horizontal, para un conjunto de estrellas bien estudiado, la conexión se hizo evidente en forma definitiva (Ver figura 1.10).

En el diagrama elaborado por Russell, y que fue bautizado más tarde por el astrónomo Bergt Str'ö ngren como *diagrama de Hertzsprung-Russell*, se descubrió que aproximada-

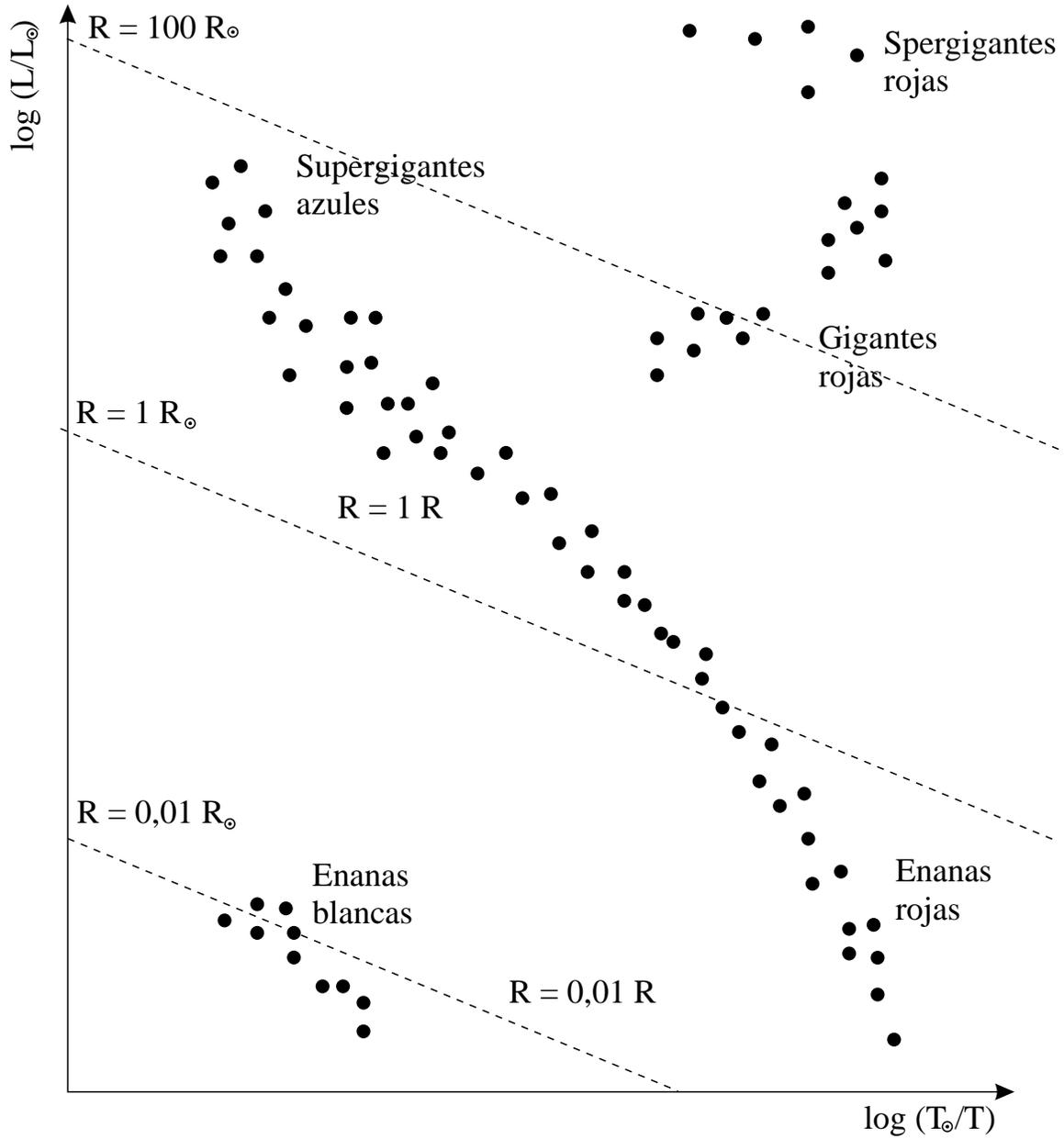


Figura 1.10: El diagrama de Russell.

Nombre	Tipo
Sol	G2V
Sirius	A1V
Canopus	F0Ib-II
Arcturus	K2IIIp
Vega	A0V
Capella	G0III
Rigel	B8Ia
Procyon	F5IV-V
Betelgeuse	M2Iab
Achernar	B5V
α Cen	G2V

Tabla 1.10: Tipo espectral de algunas estrellas conocidas.

mente el 90% de las estrellas residían en una banda relativamente estrecha que cruzaba el diagrama de extremo a extremo (Ver figura 1.10). Las estrellas en el restante 10% se alejaban a las claras de este patrón regular y se ubicaban por encima o por debajo de la franja central que hoy recibe el nombre de *Secuencia Principal*. ¿ Se debía esto último quizás a un error en los datos ? y si no era así ¿ Cómo podría explicarse que no todas las estrellas obedecieran la aparente ley general que se revelaba en el descubrimiento de Hertzsprung y Russell ?.

Un análisis detenido de la situación nos permite descubrir porque esta aparente desviación de un comportamiento regular de las estrella, no es sino consecuencia de un fenómeno convencional.

Como se estableció en la sección anterior, existe una relación directa entre la temperatura efectiva de una estrella y su tipo espectral. Igualmente y como vimos, la magnitud absoluta de una estrella esta claramente relacionada por (Ec. 1.10) con el logaritmo de la luminosidad de la misma. Sería valido por tanto, sustituir, en el diagrama original elaborado por Russell, las primeras cantidades (tipo espectral y magnitud absoluta), por aquellas con las cuales estas se pueden relacionar, i.e. temperatura efectiva¹⁶ y logaritmo de la luminosidad, mucho más dicientes de su naturaleza íntima. Con estas sustituciones se construye un nuevo diagrama idéntico al por primera vez construído por Russell, pero en el que en lugar de utilizar cantidades determinadas observacionalmente se hace uso de variables físicas que pueden ser deducidas de la observación o calculadas por un modelo de la estrella.

Este último diagrama es ampliamente utilizado en la investigación teórica de las estrellas y en adelante se constituiráen vital herramienta para la descripción de la naturaleza física

¹⁶realmente $\log_{10} (1/T_{eff})$

de las mismas.

Una cosa se hace evidente en el diagrama de Hertzsprung-Russell (H-R) que hemos construido, y que se sigue de la relación,

$$R = \frac{1}{T^2} \sqrt{\frac{L}{4\pi\sigma}}$$

A cada punto del diagrama $\log_{10} (L)$ vs. $\log_{10} (1/T_{eff})$, le corresponderá valor característico del radio estelar, dado por,

$$\log_{10} (R) = \frac{1}{2} \log_{10} \left(\frac{L}{4\pi\sigma} \right) + 2 \log_{10} (1/T_{eff}) \quad (1.19)$$

A la luz de este resultado, podemos notar que si fijamos el valor de $\log_{10} (1/T_{eff})$ (si nos movemos sobre una línea vertical), el radio de las estrellas será mayor en tanto mayor sea la luminosidad estelar. Es este hecho, precisamente, el que explica finalmente la existencia de estrellas por encima y por debajo de la secuencia principal : por encima de ella encontramos estrellas muchos más grandes que las estrellas normales de la secuencia principal, razón por la cual reciben el nombre de *gigantes* ; por debajo encuentran su sitio estrellas considerablemente menores que sus analogas normales, por lo que reciben el nombre de *enanas blancas*¹⁷.

La existencia de estas estrellas peculiares situadas por fuera de la secuencia principal no fue explicada hasta el advenimiento de una teoría acertada de la evolución estelar, problema del que nos ocuparemos en un capítulo posterior.

Un análisis adicional de la relación (Ec. 1.19), muestra que sobre el diagrama H-R se pueden dibujar líneas en las que residen estrellas con el mismo radio, que tienen pendiente -4 (ver figura 1.10). Con esto, se ve que incluso al interior de la secuencia principal se produce una dispersión, no muy grande, en los radios estelares. Allí se observa que las estrellas pertenecientes a los tipos tempranos O, B son siempre las mayores, razón por la cual reciben el nombre de *gigantes y supergigantes azules*, mientras que las estrellas de tipos espectrales tardíos K y M presentan pequeños radios, por lo que se las llama *enanas rojas*.

El uso del diagrama H-R, permite una particular aplicación del sistema de clasificación espectral desarrollado por Morgan y Keenan. Si se sitúan en el diagrama H-R las estrellas pertenecientes a las distintas clases del sistema M-K, un patrón regular de curvas, correspondientes a los distintos tipos de luminosidad sale a la luz (ver figura 1.11). Las observaciones detenidas del espectro de una estrella nos informan de cual es su tipo tanto en el sistema de Harvard y en el de Morgan-Keenan. Con esta información y con el diagrama construido anteriormente es posible encontrar la ubicación probable de la estrella en el diagrama H-R. Dicha ubicación, que hemos hecho revisando el espectro de la estrella, nos provee por tanto de su magnitud absoluta, de la cual, conociendo la magnitud

¹⁷lo de blancas se debe a que la mayoría de las estrellas que se sitúan en esta región del diagrama tienen temperaturas características del tipo espectral A, que no presentan una coloración característica

aparente de la estrella podemos por (Ec. 1.4) deducir la distancia que nos separa de la estrella en cuestión.

El análisis espectral, por tanto, y el conocimiento de ciertas propiedades del diagrama H-R, nos permiten determinar la distancia a las estrellas. Este modo particular de proceder para encontrar las distancias a las estrellas cuyo espectro es conocido, recibe el nombre de *paralaje espectroscópico*¹⁸

1.10 Ejercicios

- 1.1 Como se relacionan las magnitudes absolutas de dos estrellas que tienen la misma magnitud aparente pero cuya distancia difiere en un factor de 10.
- 1.2 Una estrella que experimenta un cambio brusco en su estructura, sufre un proceso por el cual se duplica su temperatura superficial y su densidad decrece en un factor de 8. Encontrar el radio y la luminosidad de la estrella al final del proceso mencionado, suponiendo que la estrella no pierde masa.
- 1.3 La binaria visual *70 Ophiuchi* tiene un período de revolución de 87,7 años. El semieje mayor del sistema reducido ($a = a_1 + a_2$) tiene un tamaño angular de $4,5''$. Si el paralaje del sistema es de $0,2''$, ¿cuál es la masa conjunta del sistema?. Expresar la respuesta en términos de la masa solar ($M_{\odot} = 1,99 \times 10^{30}\text{kg}$).
- 1.4 En un hipotético futuro se lanza al espacio un telescopio encargado de realizar medidas del paralaje de algunas estrellas en el vecindario solar. El telescopio es colocado en una órbita en torno al Sol con un semieje mayor de 3,2 U.A. El telescopio que está equipado con un completo instrumental mide el cambio en la posición de las estrellas que estudia cuando se desplaza de un extremo a otro de su órbita. Suponiendo que puede medir con precisión cambios en la posición de mínimo $0,001''$, ¿cuál es el objeto más lejano cuya distancia puede ser determinada con este instrumento?.
- 1.5 Sirio (α del Can Mayor) es un sistema binario visual formado por una estrella A1V, denominada Sirio A y a la que conocemos desde la más remota antigüedad y una débil enana blanca, Sirio B, descubierta sólo hace poco. El período de revolución de cada cuerpo respecto al centro de masa del sistema resulta ser 49,94 años. El paralaje del sistema es de $0,377''$. Medidas precisas de las dimensiones de las órbitas de las componentes del sistema y que suponen a la órbita en el plano del cielo (perpendicular a la visual), permiten deducir que el semieje mayor aparente del sistema reducido ($a = a_A + a_B$) es $7,62''$ y que $a_A/a_B = 0,466$.

- a. Encontrar la masa de cada miembro del sistema.

¹⁸A pesar de lo prometedor que pudiera parecer, la precisión que ofrece el método está restringida a la precisión con la que pueden ser construídas las curvas de la figura . Se ha comprobado la existencia de errores hasta por un factor de 2 en las distancias determinadas por este método.

Capítulo 2

Atmósferas Estelares

2.1 Introducción

Hasta esta parte de nuestra descripción de las estrellas nos hemos reducido a hablar de la apariencia que ellas exhiben en el cielo (parámetros observacionales). Abordaremos en este capítulo y en los que restan de esta primera parte, un estudio detallado de la estructura de las estrellas, comenzando por la descripción de sus envolturas exteriores (atmósfera) para pasar luego a estudiar las condiciones y eventos que tienen lugar en su interior y que determinan la manera como evoluciona la estrella, problema que trataremos en el último de los capítulos.

En el presente sabemos que las estrellas son inmensas esferas gaseosas que se mantienen compactas por su propia autogravedad. Es imposible definir para este sistema gaseoso un límite concreto entre lo que podríamos llamar su interior y su exterior.

A pesar de esto ciertas circunstancias a una distancia definida del centro hacen que la materia se vuelva transparente al flujo de radiación proveniente del interior. Mientras en las capas interiores a esta región, la radiación se veía virtualmente atrapada por efecto de una intensa interacción con la materia, allí subitamente es liberada. Estudiando de lejos la estrella toda su luz parecerá provenir, por tanto, de una estrecha caparazón esférica a la que damos el nombre de *superficie estelar*.

Toda la materia de la estrella por encima de esta "barrera" se constituye en lo que el astrofísico conoce como la *atmósfera estelar*.

La importancia del estudio de la atmósfera estelar, radica en que ella es la fuente de casi toda la radiación electromagnética que emite la estrella, radiación que se constituye a su vez en casi la única información disponible sobre la estrella misma.

En la atmósfera estelar tienen su origen las líneas presentes en el espectro de absorción de la estrella. La importancia del estudio de las características de estas líneas, que proveen al astrofísico de información sobre las condiciones a las que está sometida la materia estelar o su composición química por ejemplo, revela de nuevo la relevancia suma que tiene para el investigador la elaboración de completos modelos físicos que le permitan describir esta región de la "anatomía" estelar.

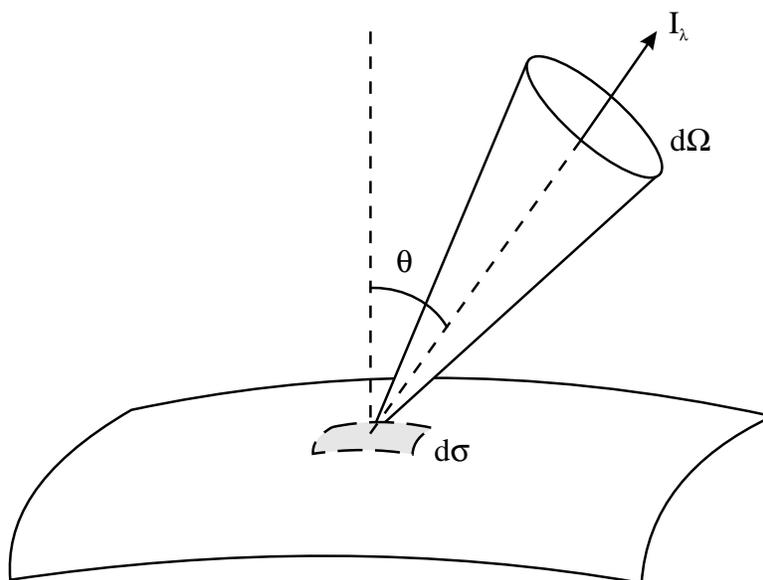


Figura 2.1: Definición de intensidad específica.

Será nuestra tarea, en el capítulo que ahora empezamos, construir una imagen posible de los fenómenos y procesos físicos que tienen lugar en la atmósfera estelar, imagen que nos dará la capacidad de reconstruir después las observaciones.

2.2 Transferencia Radiativa en la Materia

Las propiedades de la atmósfera estelar están determinadas por la manera como se propaga la radiación a través de ella.

Por tal motivo estudiaremos en algún detalle el problema general de la propagación de la radiación en la materia.

La cantidad de energía transportada por una onda electromagnética está cuantificada por su *intensidad específica*, I_λ , que se define como la cantidad de energía que atraviesa la unidad de área, en la unidad de tiempo, en un intervalo unitario de longitud de onda alrededor de λ y contenida en un cono con una amplitud de 1 *esteroradian* (ver figura 2.2). Las unidades de esta cantidad física en el sistema internacional son por definición $j m^{-2} s^{-1} m^{-1} sr^{-1}$.¹

Puede mostrarse que la energía total de la onda que atraviesa el diferencial de superficie $d\sigma$ en la figura 2.2, en el tiempo entre t y $t + dt$, en la forma de ondas electromagnéticas con longitud entre λ y $\lambda + d\lambda$, contenida en el cono de amplitud $d\Omega$, está dada por,

¹El factor m^{-1} hace referencia a la unidad de longitud de onda, por lo que a menudo las unidades de la intensidad específica se escriben también como $j m^{-2} s^{-1} \text{Å} sr^{-1}$.

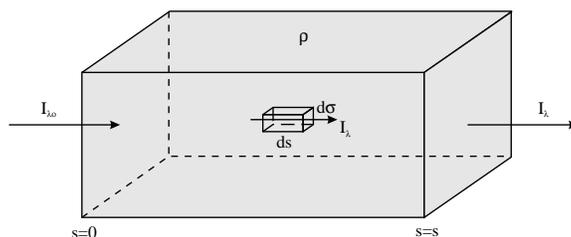


Figura 2.2: Radiación atravesando un trozo rectangular de materia.

$$dE = I_\lambda d\sigma dt d\lambda d\Omega$$

El flujo de radiación o *radianza*, que atraviesa una superficie, definido como la energía emitida por la unidad de área en la unidad de tiempo, en la unidad de longitud de onda, en dirección normal a la superficie está dado a su vez por,

$$R_\lambda = \int_{4\pi} I_\lambda \cos \theta d\Omega \quad (2.1)$$

donde $\cos \theta$ es un factor que filtra sólo la energía que fluye en dirección normal a la superficie.

Para empezar nuestra descripción de la manera como se propaga la radiación en la materia consideremos una onda plana que atraviesa un trozo rectangular de materia como lo muestra la figura 2.2 .

Cuando la onda atraviesa la materia dos son los procesos posibles por los que su contenido energético se ve alterado:

1. **Absorción** : La materia roba parte de la energía electromagnética transportada por la onda en la dirección de propagación. La absorción puede ser total cuando la energía de la onda es transformada permanentemente en otro tipo de energía, o puede implicar el proceso de "dispersión" que consiste en absorción seguida de reemisión en una dirección distinta de la original.

La cantidad de energía extraída de la onda se supone proporcional al tramo recorrido por la misma (ds), la densidad de la materia (ρ) y la cantidad total de energía transportada. El cambio en la intensidad específica por efecto de la absorción es, por tanto,

$$-\kappa_\lambda \rho I_\lambda ds \quad (2.2)$$

el parámetro de proporcionalidad κ_λ , recibe el nombre de *opacidad* y por definición sus unidades en el sistema internacional (SI) son $m^2 kg^{-1}$.

En general la opacidad de la materia depende sus propiedades absorbentes particulares, a esto se debe su dependencia con λ .

2. **Emisión** : En este caso, el medio agrega energía a la onda electromagnética.

El aporte depende de la cantidad de materia en la región considerada que a su vez es proporcional a la longitud de dicha región y a su densidad. El cambio en la intensidad específica de la onda afectada por la emisión será por tanto,

$$\epsilon_{\lambda} \rho ds \quad (2.3)$$

el parámetro de proporcionalidad ϵ_{λ} , recibe el nombre de coeficiente de emisión y por su definición tiene unidades de $j s^{-1} \text{ \AA}^{-1} sr^{-1} kg^{-1}$.

Se considera también en general una dependencia de ϵ con la longitud de onda.

En síntesis, teniendo en cuenta los dos tipos de procesos descritos, podemos finalmente escribir el cambio total en la intensidad específica de la onda que viaja por el diferencial de volumen $d\sigma ds$, como,

$$dI_{\lambda} = -\kappa_{\lambda} \rho I_{\lambda} ds + \epsilon_{\lambda} \rho ds$$

Condición que se puede expresar de manera más adecuada por la ecuación,

$$\frac{dI_{\lambda}}{d\tau_{\lambda}} = -I_{\lambda} + S_{\lambda} \quad (2.4)$$

que recibe el nombre de *ecuación de transferencia radiativa*² y que será nuestra principal herramienta teórica en la descripción de la atmósfera estelar.

En 2.4 hemos introducido dos nuevas cantidades : S_{λ} y τ_{λ} .

$S_{\lambda} = \epsilon_{\lambda}/\kappa_{\lambda}$ recibe el nombre de *función de fuente* (*source function*) y por su definición cuantifica la capacidad emisiva de la materia involucrada.

τ_{λ} se conoce con el nombre de *profundidad óptica* y satisface,

$$\begin{aligned} d\tau_{\lambda} &= \kappa_{\lambda} \rho ds \\ \tau_{\lambda} &= \int_0^s \kappa_{\lambda} \rho ds \end{aligned} \quad (2.5)$$

τ_{λ} es una cantidad adimensional que, puede demostrarse, está asociada al número de interacciones que sufre un fotón antes de abandonar la superficie de un medio. Así un fotón que se desplace en un medio muy opaco (su camino libre medio es pequeño) se verá absorbido y reemitido un número mayor de veces (gran profundidad óptica) que uno que lo haga en un medio poco opaco. Nótese que dos medios de distinta opacidad, tienen, para una misma profundidad lineal, distintas profundidades ópticas, siendo mayor en el

²Esta es apenas una forma simplificada de una más general *Ecuación de transferencia Radiativa*

caso del medio más opaco. Por esto no debe confundirse nunca esta cantidad, a pesar de que su nombre se presta para tales confusiones, con una profundidad real en el medio. Ocupémonos ahora de tres situaciones sencillas que nos mostrarán los métodos generales utilizados para abordar el problema de la transferencia radiativa ante todo en lo concerniente a la elección de la desconocida función S_λ .

1. Medio no emisor

Supongamos por ejemplo que el medio considerado carece completamente de propiedades emisivas³ (la atmósfera terrestre por ejemplo). Esto se expresa por la condición $S_\lambda = 0$. Introduciendo esta condición en la ecuación de transferencia radiativa y resolviendo por separación de variables encontramos,

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} \exp(-\tau_\lambda)$$

es decir la intensidad específica para el caso considerado cae exponencialmente con la profundidad óptica. Un medio altamente opaco provocará una disminución considerable de la intensidad específica de una onda lumínica, aunque esta haya recorrido una distancia lineal muy pequeña.

Nótese en esta situación que la energía que pierde la onda es absorbida completamente por el medio, causando un incremento en la temperatura del mismo. Nos enfrentamos así a una situación de desequilibrio entre la energía contenida en el medio y la transportada por la onda electromagnética que la atraviesa.

2. Medio en equilibrio termodinámico total

Otro caso de interés es aquel en el que el medio devuelve completamente a la onda la energía que le roba. A esta situación se la llama *Equilibrio termodinámico total* y por su definición estará caracterizada por la condición :

$$\frac{dI_\lambda}{d\tau_\lambda} = 0 \tag{2.6}$$

Por 2.4 esto implica que $S_\lambda = I_\lambda$. Dado que la condición de equilibrio termodinámico total es precisamente la que caracteriza a lo que se conoce como un cuerpo negro, la intensidad específica de la radiación en el interior del mismo puede escribirse, por los resultados del apéndice , así,

$$I_\lambda = B_\lambda(T_o) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT_o) - 1}$$

³Esto es evidentemente falso dado que en cualquier medio existirá siempre algo de radiación producida por la agitación térmica de las partículas que la componen. Más bien supongamos, que en cierto rango de frecuencias dicha emisión se puede considerar despreciable

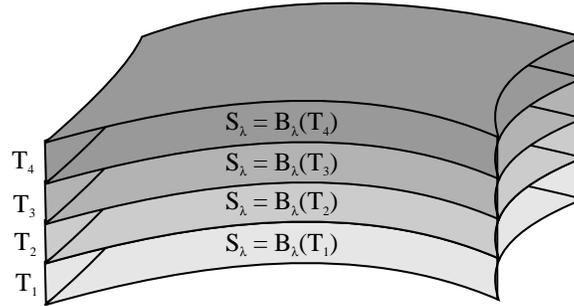


Figura 2.3: La estructura en capas de una atmósfera para la que se supone válida la condición de equilibrio termodinámico local.

Donde T_o es la temperatura del cuerpo (la misma en todas partes).

La condición de equilibrio térmico total implica entonces que,

$$S_\lambda = B_\lambda(T_o) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT_o) - 1}$$

3. Equilibrio termodinámico local

¿Cuál es la forma de la función S para el caso de un cuerpo en el que existe un gradiente de temperaturas que no varía con el tiempo, esto es, un cuerpo en el que los procesos de emisión y absorción están localmente, más no totalmente, equilibrados?.

Es esta la situación que más se aproxima la realidad de la atmósfera estelar, la que por obvias razones, no se encuentra en equilibrio termodinámico total.

Si suponemos que el cuerpo tiene una opacidad pequeña (es esta la situación en la atmósfera estelar), el camino libre medio de los fotones (que nos da la escala en la que varía la temperatura de la materia) será mucho mayor al correspondiente a las partículas. Por esta razón es de esperarse que localmente se produzca una condición de equilibrio en la que la temperatura a escalas del orden del camino libre medio de las partículas no varíe apreciablemente. Así la condición de equilibrio termodinámico total $S_\lambda = B_\lambda(T)$ se podría considerar válida localmente, y al cuerpo se lo podría pensar constituido de la superposición de capas en equilibrio termodinámico pero a diferentes temperaturas (Ver figura 3).

A esta situación, se la conoce como *Equilibrio Termodinámico Local* (LTE).

En la aproximación LTE la función de fuente tiene la forma explícita,

$$S_\lambda = B_\lambda[T(\tau_\lambda)]$$

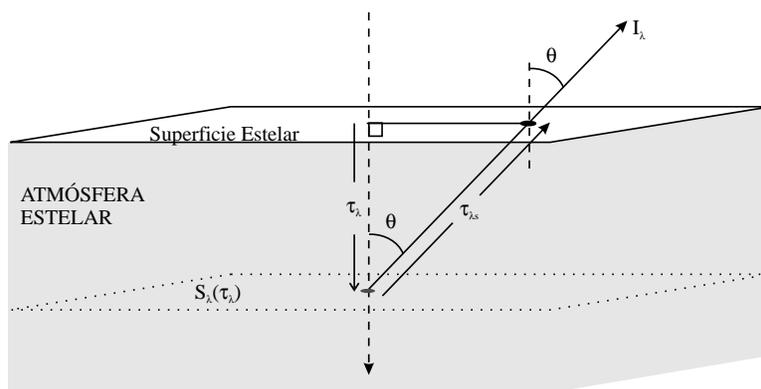


Figura 2.4: Atmósfera plano-paralela.

Este resultado será de vital importancia en el estudio de la estructura de la atmósfera estelar en la siguiente sección .

2.3 Transferencia Radiativa en la Atmósfera Estelar

Estudiaremos en esta sección el problema concreto de la propagación de la radiación en el seno de la atmósfera estelar. Dada la dificultad del problema preciso, nos veremos obligados a realizar una serie de aproximaciones que nos permitirán en primera instancia escribir de manera más adecuada la ecuación general de transferencia radiativa y más tarde encontrar para ella una solución que aunque no es la exacta, nos brindará algo de luz en el conocimiento de la naturaleza de las atmósferas estelares.

Para empezar, reconozcamos el hecho de que el grosor de lo que llamamos la atmósfera estelar es despreciable comparado con el tamaño total de la estrella. Esto nos permite suponer que a escalas del orden de dicho grosor es posible considerar a la atmósfera una región plana de superficies paralelas (aproximación de *atmósfera plano-paralela*). Esta primera suposición concerniente a la geometría de la atmósfera estelar, nos permite escribir la ecuación general de transferencia radiativa en la forma,

$$\frac{dI_{\lambda}(\tau_{\lambda s}, \theta)}{d\tau_{\lambda s}} = -I_{\lambda}(\tau_{\lambda s}, \theta) + S_{\lambda}(\tau_{\lambda s}, \theta)$$

donde $\tau_{\lambda s}$ es la profundidad óptica medida en la dirección de θ (ver figura 2.4).

Dada la geometría del problema la profundidad óptica $\tau_{\lambda s}$ es una variable independiente menos adecuada que la profundidad óptica τ_{λ} medida en dirección transversal a la superficie de la atmósfera. Un razonamiento sencillo muestra que,

$$\tau_{\lambda s} = -\tau_{\lambda} \sec \theta$$

donde el signo implica que τ_λ , al contrario de $\tau_{\lambda s}$, crece al penetrar en la atmósfera, adoptando el valor de 0 en la superficie.

Con el cambio de variable la ecuación de transferencia radiativa para el caso de una atmósfera plano paralela queda :

$$\cos \theta \frac{dI_\lambda(\tau_\lambda, \theta)}{d\tau_\lambda} = I_\lambda(\tau_\lambda, \theta) - S_\lambda(\tau_\lambda) \quad (2.7)$$

La solución a esta ecuación proveerá del valor de la intensidad específica de la radiación que atraviesa la atmósfera en cualquier punto interior de la misma, información que será fundamental, por ejemplo, en la determinación de las características de las líneas espectrales. Por otro lado nos dará la posibilidad de conocer la manera como es emitida la radiación desde la "superficie" de la estrella permitiéndonos dar explicación por ejemplo al fenómeno del oscurecimiento del limbo estelar, del que hablaremos más adelante.

La integración de 2.7 se logra utilizando el factor integrante,

$$F.I. = \exp(-\tau_\lambda \sec \theta)$$

Multiplicando 2.7 por este factor se obtiene,

$$\frac{dI_\lambda(\tau_\lambda, \theta)}{d(\tau_\lambda \sec \theta)} \exp(-\tau_\lambda \sec \theta) - I_\lambda(\tau_\lambda, \theta) \exp(-\tau_\lambda \sec \theta) = -S_\lambda(\tau_\lambda) \exp(-\tau_\lambda \sec \theta)$$

separando variables,

$$d(I_\lambda(\tau_\lambda, \theta) \exp(-\tau_\lambda \sec \theta)) - I_\lambda(\tau_\lambda, \theta) \exp(-\tau_\lambda \sec \theta) d(\tau_\lambda \sec \theta) = -S_\lambda(\tau_\lambda) \exp(-\tau_\lambda \sec \theta) d(\tau_\lambda \sec \theta)$$

$$d(I_\lambda(\tau_\lambda, \theta) \exp(-\tau_\lambda \sec \theta)) = -S_\lambda(\tau_\lambda) \exp(-\tau_\lambda \sec \theta) d(\tau_\lambda \sec \theta)$$

Si integramos con límites en $\tau_\lambda = \tau_{\lambda 0}$ (un punto cualquiera en el interior de la atmósfera) y $\tau_\lambda = \infty$ ⁴, obtenemos el resultado,

$$I_\lambda(\tau_{\lambda 0}, \theta) = \int_{\tau_{\lambda 0}}^{\infty} S_\lambda(\tau_\lambda) \exp(-[\tau_\lambda - \tau_{\lambda 0}] \sec \theta) d(\tau_\lambda \sec \theta) \quad (2.8)$$

Es de nuestro interés particular conocer la forma de I_λ en la superficie, i.e. determinar $I_\lambda(\tau_{\lambda 0} = 0, \theta)$. Dicha intensidad, en virtud de 2.8, está dada por,

$$I_\lambda(0, \theta) = \int_0^{\infty} S_\lambda(\tau_\lambda) \exp(-\tau_\lambda \sec \theta) d(\tau_\lambda \sec \theta) \quad (2.9)$$

La anterior ecuación expresa una fundamental relación entre una cantidad que admite una medida precisa (la intensidad específica de la radiación proveniente de la estrella) y la función de fuente, esta última, de absoluta relevancia en la determinación de la estructura

⁴la opacidad de la materia en la atmósfera estelar crece al penetrar en la misma y se hace, teóricamente, indefinidamente grande cerca a su base; por esta razón una profundidad óptica que tiende a ∞ no implica una inmensa profundidad lineal, sino que marca la base de la atmósfera estelar.

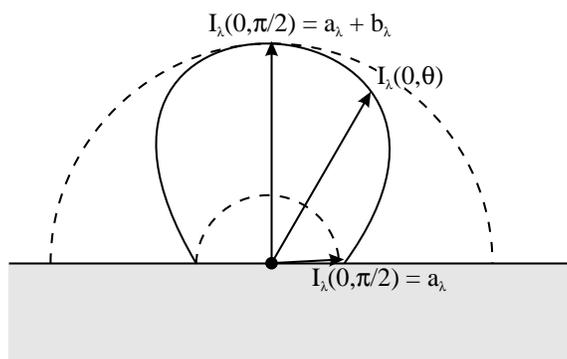


Figura 2.5: Distribución de la energía en un haz de radiación que emerge por la superficie de la estrella.

detallada de la atmósfera estelar. Así pues un proceso observacional (la medida de $I_\lambda(0, \theta)$) nos dará finalmente información sobre la inobservable estructura de la atmósfera estelar. En esto radica el valor de 2.9.

Lamentablemente la relación entre $I_\lambda(0, \theta)$ y S_λ no es tan directa como se nota en 2.9. Para facilitar el establecimiento de una conexión explícita entre ambas cantidades el astrofísico introduce una serie de suposiciones teóricas y simplificaciones que le permiten por ejemplo reducir la integral en la relación citada. Una de ellas admite por ejemplo la posibilidad de una dependencia explícita de S_λ con τ_λ de la forma⁵,

$$S_\lambda = a_\lambda + b_\lambda \tau_\lambda$$

Si introducimos dicha dependencia en 2.9, un proceso simple de integración, tiene como resultado,

$$I_\lambda(0, \theta) = a_\lambda + b_\lambda \cos \theta \quad (2.10)$$

La dependencia funcional de $I_\lambda(0)$ con el ángulo desde el que se observa un haz saliente desde la superficie de la estrella (ver figura 2.5), contiene las cantidades a_λ y b_λ que determinarán en última instancia cual es el valor de S_λ a cualquier profundidad óptica en el seno de la atmósfera estelar. Si asumimos la condición de LTE (Local Thermodynamic Equilibrium), suponemos entonces que $S_\lambda = B_\lambda(T)$, de modo que el conocimiento de una dependencia de S con la profundidad óptica, nos provea de la dependencia de T con dicha cantidad !.

En conclusión la medida de $I_\lambda(0, \theta)$, en la aproximación de una atmósfera plano paralela y con LTE, nos da el perfil de temperaturas en el seno de la misma. En esto radica la importancia de nuestro anterior análisis.

⁵En una sección posterior se demostrara la validez, no sólo la funcionalidad, de una suposición como esta

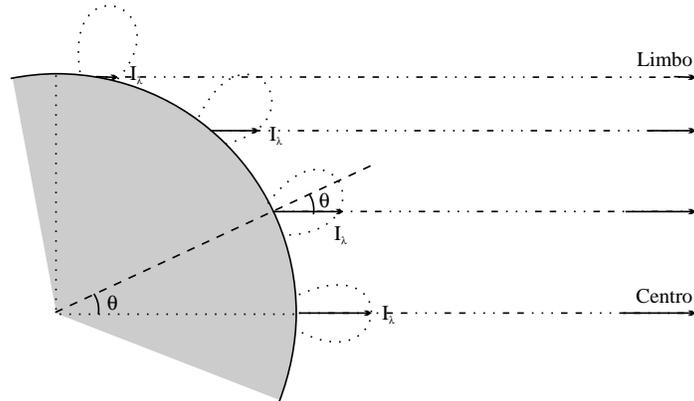


Figura 2.6: Fenómeno del oscurecimiento del limbo estelar.

Pero, ¿ cómo medir $I_\lambda(0, \theta)$?.

Considérese la situación de la figura 2.6, en la que se ha representado una estrella cuya superficie es resoluble, esto es una estrella que no vemos como un punto. Cuando dirigimos nuestra mirada al centro de la estrella, la radiación que viene de allí tendrá una intensidad específica, en virtud de 2.10, igual a,

$$I_\lambda(0, \text{centro}) = a_\lambda + b_\lambda$$

al mirar hacia el borde o limbo del disco aparente de la estrella, la intensidad específica de la radiación tenderá al valor,

$$I_\lambda(0, \text{limbo}) \rightarrow a_\lambda$$

en una situación intermedia se verifica que,

$$I_\lambda(0, \text{limbo}) < I_\lambda(0, \text{intermedio}) < I_\lambda(0, \text{centro})$$

esto es, el disco de la estrella aparecerá superficialmente menos brillante al acercarnos a su limbo.

Este fenómeno recibe el nombre de *oscurecimiento del limbo estelar* y su observación es el único camino en la determinación de $I_\lambda(0, \theta)$.

Debe anotarse que el oscurecimiento del limbo estelar, que corresponde a un fenómeno claramente observado por ejemplo en el caso de nuestro Sol (Ver figura 2.7), no es una conclusión exclusiva de la forma de I dada por 2.10, para la obtención de la cual se hizo una suposición sobre la forma explícita de la desconocida función S . Cualquiera forma que adopte S , deberá siempre producir una $I_\lambda(0)$ para la cual $I_\lambda(\text{centro}) > I_\lambda(\text{limbo})$. Puede demostrarse que esto se satisface si S es una función creciente de la profuncidad óptica, que en la aproximación LTE equivale a suponer que la temperatura crece hacia adentro

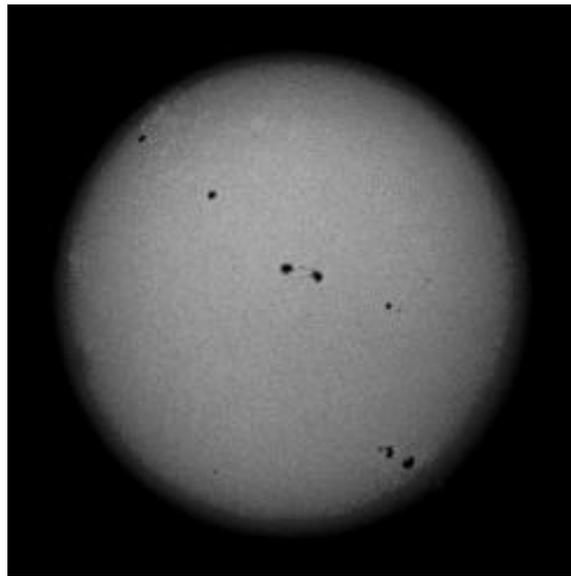


Figura 2.7: Fotografía del Sol en el visible.

de la atmósfera, hecho que es claramente obvio en la situación de una atmósfera normal⁶.

Medidas precisas del oscurecimiento del limbo solar han sido hechas en varias longitudes de onda. En todos los casos se verifica la validez de la relación 2.10, lo que demuestra que el modelo lineal supuesto para S_λ representa una buena aproximación a la dependencia real de esta cantidad con la profundidad óptica. En un apartado posterior, la validez del modelo quedará demostrada a partir de argumentos físicos.

Cuando no es posible resolver la superficie de la estrella, toda información sobre la direccionalidad de la intensidad específica se pierde, y lo que reciben nuestros instrumentos resulta de una superposición de la energía proveniente desde distintos puntos de la superficie estelar.

En este caso no importa por tanto conocer la energía que es emitida en una determinada dirección desde un punto de la superficie estelar. Es de nuestro interés ahora conocer la cantidad total de energía que fluye hacia afuera desde la superficie de la estrella y que resulta de la suma del aporte energético de las ondas que salen en todas direcciones. Esta energía está cuantificada por el denominado flujo radiativo, que se definió en la sección

⁶en algunas estrellas en las que la atmósfera se extiende para formar la denominada cromosfera, aunque la condición de un T decreciente hacia afuera se satisface en su parte más interior, en esta última envoltura el gradiente de temperatura se invierte y la condición mencionada deja de cumplirse. Sin embargo la cantidad de radiación en el rango visible procedente de dicha envoltura es tan pequeña a comparada con la que llega de las envolturas interiores más regulares, que el fenómeno del oscurecimiento del limbo se sigue manifestando.

2.2 y que vimos estaba dado por,

$$F_\lambda(\tau_\lambda) = \int_{4\pi} I_\lambda(\tau_\lambda, \theta) \cos \theta \, d\Omega$$

Introduciendo en la anterior expresión la forma explícita de $I_\lambda(0, \theta)$ dada por 2.10, se obtiene,

$$F_\lambda(0) = \int_{4\pi} (a_\lambda + b_\lambda \cos \theta) \cos \theta \, d\Omega$$

con $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$ e integrando en el rango $\phi \in [0, 2\pi]$, $\theta \in [0, \frac{\pi}{2}]$ ⁷, se obtiene,

$$F_\lambda(0) = \pi(a_\lambda + \frac{2}{3}b_\lambda)$$

$$F_\lambda(0) = \pi S_\lambda(\tau_\lambda = \frac{2}{3}) \tag{2.11}$$

Esta última igualdad recibe el nombre de *Relación de Eddington - Barbier*.

Una importante consecuencia se sigue de esta relación. La cantidad de energía en todas las longitudes de onda que sale desde la superficie de la estrella por unidad de área por unidad de tiempo, resulta ser,

$$\frac{L}{4\pi R^2} = \int_0^\infty F_\lambda(0) d\lambda = \pi \int_0^\infty S_\lambda(\tau_\lambda = 2/3) d\lambda \tag{2.12}$$

En la aproximación LTE, $S_\lambda = B_\lambda$. Pero la radianza de un cuerpo negro está dada por $R_\lambda = \int_{4\pi} B_\lambda \cos \theta \, d\Omega$ y dado que B_λ es independiente de la dirección (la radiación es isotrópica), entonces $R_\lambda = \pi B_\lambda$.

Por otro lado la ley de Stefan establece que,

$$\int_0^\infty R_\lambda(T) d\lambda = \sigma T^4$$

Si en 2.12 eliminamos la dependencia de τ con la longitud de onda (esta suposición recibe el nombre de *aproximación de atmósfera gris*) e integramos obtenemos :

$$\frac{L}{4\pi R^2} = \sigma [T(\tau = 2/3)]^4$$

Pero en el capítulo 1 se definió así la temperatura efectiva de la estrella,

$$\frac{L}{4\pi R^2} = \sigma T_{eff}^4$$

de donde se concluye finalmente que,

⁷se ha supuesto que la radiación entrante, $\theta > \frac{\pi}{2}$, lleva energía despreciable comparada con la que transporta la radiación saliente. Esto es válido cuando suponemos que el espacio exterior a la atmósfera de la estrella está completamente exento de fuentes de radiación comparablemente intensas a la atmósfera misma.

$$T_{eff} = T(\tau = 2/3)$$

es decir, en la aproximación lineal para S , considerando LTE y una atmósfera gris, la temperatura efectiva de una estrella es igual a la temperatura de una capa de su atmósfera situada a una profundidad óptica media de $2/3$. Se demuestra de esta manera la idea expresada en el capítulo anterior, de que la temperatura efectiva no corresponde a la temperatura superficial de la estrella.

Los más relevantes resultados obtenidos hasta este punto partieron de la suposición de una dependencia lineal de S con la profundidad óptica. Como vimos la experiencia con el fenómeno del oscurecimiento del limbo estelar demuestra que esta suposición es en general válida, pero, ¿ podemos dar una explicación física a este hecho ? . Un estudio simplificado del equilibrio mecánico y térmico de la atmósfera estelar nos permite explicar en base a consideraciones físicas tan particular dependencia de la especial función S .

Para ello consideremos como punto de partida la ecuación de transferencia radiativa escrita para una atmósfera gris plano-paralela (ecuación 2.7),

$$\cos \theta \frac{dI_\lambda(\tau, \theta)}{d\tau} = I_\lambda(\tau, \theta) - S_\lambda(\tau) \quad (2.13)$$

integrando sobre todas las longitudes de onda obtenemos,

$$\cos \theta \frac{dI(\tau, \theta)}{d\tau} = I(\tau, \theta) - S(\tau)$$

donde $I = \int_0^\infty I_\lambda$ y $S = \int_0^\infty S_\lambda$. Si integramos sobre todas las direcciones encontramos,

$$\frac{d}{d\tau} \int_{4\pi} I(\tau, \theta) \cos \theta d\Omega = \int_{4\pi} I(\tau, \theta) d\Omega - S(\tau) \int_{4\pi} d\Omega$$

aquí $\int_{4\pi} I(\tau, \theta) \cos \theta d\Omega = F(\tau)$ (flujo radiativo bolométrico⁸). Llamando $\bar{I}(\tau) = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I(\tau, \theta) d\Omega$, la ecuación anterior se convierte en,

$$\frac{1}{\pi} \frac{dF(\tau)}{d\tau} = \bar{I}(\tau) - S(\tau) \quad (2.14)$$

En una atmósfera plano paralela en equilibrio térmico, la radiación que entra en una región de la atmósfera es la misma que sale de ella, y por tanto el flujo radiativo debe ser constante a todas las profundidades de la atmósfera, i.e. $\frac{dF}{d\tau} = 0$. Si el flujo radiativo sufriera alguna variación, la región donde se produjera el cambio ganaría o perdería una cantidad de energía equivalente a dicho cambio en el flujo, lo que violaría la suposición de equilibrio térmico. La exigencia de equilibrio radiativo en una atmósfera gris plano paralela, en la ecuación 2.14 implica por tanto,

$$\bar{I}(\tau) = S(\tau) \quad (2.15)$$

⁸El calificativo de bolométrico, recordemos, expresa el hecho de que se considera la contribución de todas las longitudes de onda.

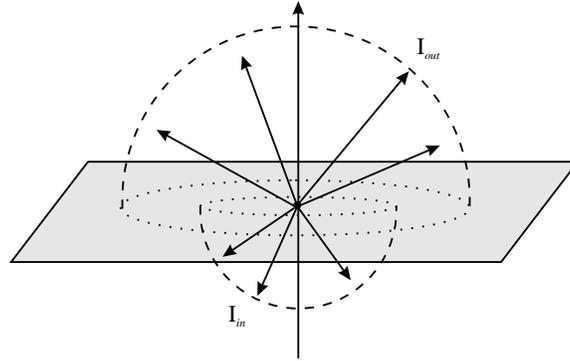


Figura 2.8: Dependencia de la intensidad específica con la dirección en el seno de una atmósfera estelar en la denominada *Aproximación de Eddington* .

Es decir a cualquier profundidad óptica en dicha atmósfera la función de fuente bolométrica es igual a la intensidad específica bolométrica promediada sobre todas las direcciones del espacio.

Demostraremos ahora que \bar{I} en estas condiciones presenta una dependencia lineal con la profundidad óptica.

Multiplicando por $\cos \theta$ la ecuación de transferencia radiativa para una atmósfera gris (ec. 2.13), e integrando sobre todas las longitudes de onda y todas las direcciones, obtenemos,

$$\frac{d}{d\tau} \int_{4\pi} I(\tau, \theta) \cos^2 \theta d\Omega = F$$

de donde,

$$\int_{4\pi} I(\tau, \theta) \cos^2 \theta d\Omega = F\tau + H \quad (2.16)$$

donde H es una constante de integración.

Para realizar la integración del lado izquierdo en la última ecuación, debemos simplificar la dependencia con la dirección de la intensidad específica. En la denominada *aproximación de Eddington* esta cantidad tiene la forma,

$$I = \begin{cases} I_{out}(\tau) & \text{si } 0 < \theta < \frac{\pi}{2} \\ I_{in}(\tau) & \text{si } \frac{\pi}{2} < \theta < \pi \end{cases}$$

Vease la figura 2.8.

así ,

$$\int_{4\pi} I(\tau, \theta) \cos^2 \theta d\Omega = \frac{2\pi}{3} [I_{out}(\tau) + I_{in}(\tau)]$$

pero,

$$\bar{I}(\tau) = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I(\tau, \theta) d\Omega = \frac{1}{2} [I_{out}(\tau) + I_{in}(\tau)]$$

y

$$F = \int_{4\pi} I(\tau, \theta) \cos \theta d\Omega = \pi [I_{out}(\tau) - I_{in}(\tau)]$$

de donde se concluye por 2.16 que,

$$\frac{4\pi}{3} \bar{I}(\tau) = F\tau + H$$

con la condición de frontera $\tau = 0$, $\bar{I} = I_{out}(0)/2$ y $F = \pi I_{out}(0)$, se concluye que $H = 2F/3$, de donde finalmente,

$$\bar{I}(\tau) = \frac{3F}{4\pi} \left(\tau + \frac{2}{3} \right)$$

por la condición de equilibrio termico (equilibrio radiativo) encontramos que $S(\tau) = \bar{I}(\tau)$ y además $F = \sigma T_{eff}^4$ de donde finalmente se obtiene,

$$S(\tau) = \frac{3\sigma T_{eff}^4}{4\pi} \left(\tau + \frac{2}{3} \right)$$

que corresponde precisamente a la relación que estábamos buscando. En ella se verifica además la identidad de Eddington-Barbier, $S(\tau = 2/3) = \sigma T_{eff}^4$.

En conclusión, cuando realizamos una serie de simplificaciones acerca del comportamiento de la atmósfera estelar (LTE, geometría plana, independencia de la opacidad con la longitud de onda) podemos elaborar un modelo completo de su estructura y los resultados obtenidos se corresponden muy bien con nuestras observaciones de esta región de la estrella. El modelo aquí construido nos será de gran utilidad en el estudio de la formación en la atmósfera estelar de las líneas espectrales, que será el problema del que nos ocuparemos a continuación.

2.4 Líneas espectrales estelares

En secciones precedentes hemos mencionado el hecho de que las estrellas presentan un característico espectro de absorción. El estudio del espectro de las estrellas representa una de las principales herramientas en la comprensión de su estructura, origen y evolución. Nos proponemos en esta parte, hacer un análisis comprensivo de la naturaleza, estructura y formación de las líneas espectrales estelares que nos permitirá más tarde comprender la relevancia y poder que tiene el análisis de las mismas en la deducción de valiosa información acerca de las estrellas.

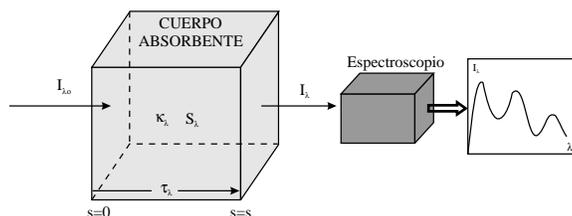


Figura 2.9: Sobre un cuerpo incide radiación de intensidad específica I_{λ_0} . ¿ Cuáles son las características espectrales de la radiación que emerge de él ?

2.4.1 Formación de las líneas espectrales estelares

Cuando se piensa en la naturaleza de los espectros estelares, una pregunta que surge de inmediato es, ¿ por qué tienen las estrellas espectros de absorción ?.

Para dar respuesta a esta pregunta, estudiemos de manera simplificada y general la manera como se producen las características espectrales de la radiación que emerge de un cuerpo. Considérese la sencilla situación de un trozo de materia en el que en general está entrando por un lado radiación con intensidad específica I_{λ_0} y del que sale radiación cuyo espectro queremos analizar (ver figura 2.9).

La ecuación de transferencia radiativa para este sencillo caso se escribe como,

$$\frac{dI_{\lambda}}{d\tau_{\lambda}} = S_{\lambda} - I_{\lambda}$$

Si asumimos que S no varía apreciablemente con la profundidad óptica, e integrando por separación de variables, obtenemos :

$$I_{\lambda} = I_{\lambda_0} \exp(-\tau_{\lambda}) + S_{\lambda}(1 - \exp(-\tau_{\lambda})) \quad (2.17)$$

Un análisis sencillo de la anterior expresión muestra que el primer término del lado derecho incluye los efectos de la absorción, que tienen como resultado la atenuación (exponencial) de la onda. Por otro lado el segundo término da cuenta de la contribución del medio a la energía de la onda por emisión de radiación, contribución que tiene una naturaleza acumulativa (factor $1 - \exp(-\tau_{\lambda})$).

Consideremos ahora dos situaciones distintas :

1. $I_{\lambda_0} = 0$, i.e. no existe radiación incidente
a su vez en esta situación podemos enfrentarnos con dos casos posibles :
 - a. $\tau_{\lambda} \ll 1$ (Cuerpo poco opaco)
en este caso podemos hacer la aproximación,

$$\exp(-\tau_{\lambda}) \approx 1 - \tau_{\lambda}$$

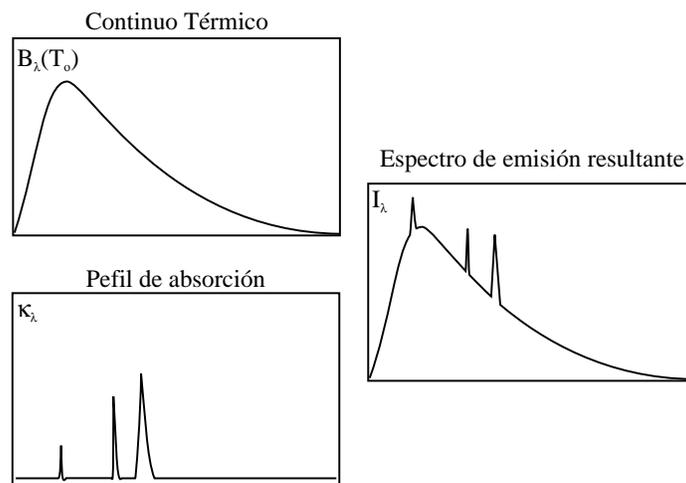


Figura 2.10: Espectro de la radiación que emerge de un cuerpo a una temperatura T_o y sobre el que no incide radiación.

con lo cual 2.17 queda,

$$I_\lambda = S_\lambda \tau_\lambda$$

Asumiendo κ_λ independiente de la profundidad lineal, la profundidad óptica se puede escribir $\tau_\lambda = \kappa_\lambda \rho s$. Asumiendo además para el cuerpo una situación de equilibrio termodinámico, i.e. $S_\lambda = B_\lambda(T_o)$, la relación anterior queda,

$$I_\lambda = (\rho s) \kappa_\lambda B_\lambda(T_o)$$

En conclusión y como se ve en la anterior expresión, la radiación saliente del cuerpo tiene un perfil espectral (dependencia de I con λ) que representa la superposición del perfil de un cuerpo negro con la temperatura de la materia que atraviesa la radiación (aproximadamente la misma en todas partes) y del perfil de su opacidad (Ver figura 2.10). Corresponde este caso a la producción de un espectro de emisión.

Nótese que la situación considerada, para la que se demostro aparece un espectro de emisión, coincide con la supuesta en la respectiva ley espectral que establece que "gases (materia poco opaca) en emisión, a una temperatura dada T_o sobre los que no incide radiación exterior, presentan un espectro como el descrito.

b. $\tau_\lambda \gg 1$ (Materia muy opaca)

en este caso $\exp(-\tau_\lambda) \approx 0$. Asumiendo equilibrio termodinámico total, 2.17 queda,

$$I_\lambda = S_\lambda = B_\lambda(T_o)$$

Es decir la radiación emergente tiene el espectro de un cuerpo negro a la temperatura del cuerpo en cuestión, es decir el espectro de la luz emitida es un espectro continuo. De nuevo el resultado empírico de la espectroscopía se reproduce en este caso.

2. $I_{\lambda_o} \neq 0$, i.e. el cuerpo está bañado por radiación exterior

De nuevo dos son los posibles casos en esta situación :

- a.** $\tau_\lambda \gg 1$

La situación es idéntica a 1b.

El espectro producido es un espectro continuo. El principal aporte al continuo lo hace el medio y la contribución que hace la radiación exterior desaparece por la fuerte absorción.

Esta situación resulta de nuestro completo interés dado que puede ser asimilada a la situación que enfrentamos cuando estudiamos la naturaleza de la luz emitida por las capas más interiores de la atmósfera de la estrella : según podemos verificar por el análisis de 1b. la radiación emitida por estas capas donde la opacidad es en extremo alta, , aporta el continuo observado en el espectro de la estrella.

- b.** $\tau_\lambda \ll 1$

En este caso 2.17 adopta la forma,

$$I_\lambda = I_{\lambda_o} + \tau_\lambda(S_\lambda - I_{\lambda_o})$$

Si se da que $S_\lambda > I_{\lambda_o}$ entonces la radiación emitida tiene la forma,

$$I_\lambda = I_{\lambda_o} + \tau_\lambda | S_\lambda - I_{\lambda_o} |$$

Suponiendo a κ_λ independiente de la profundidad óptica el resultado anterior se convierte en,

$$I_\lambda = I_{\lambda_o} + \kappa_\lambda s \rho | S_\lambda - I_{\lambda_o} |$$

que corresponde a un espectro de emisión. Esto es, si sobre un cuerpo poco opaco incide radiación que transporta energía inferior a la que emite el cuerpo en cuestión, entonces la radiación emergente del mismo tendrá , como en el caso 1a. un espectro en el que se superpone el débil espectro de la radiación incidente (supongamoslo continuo) con la fuerte emisión del cuerpo, que a su vez está gobernada por el perfil de κ_λ (ver figura 2.11).

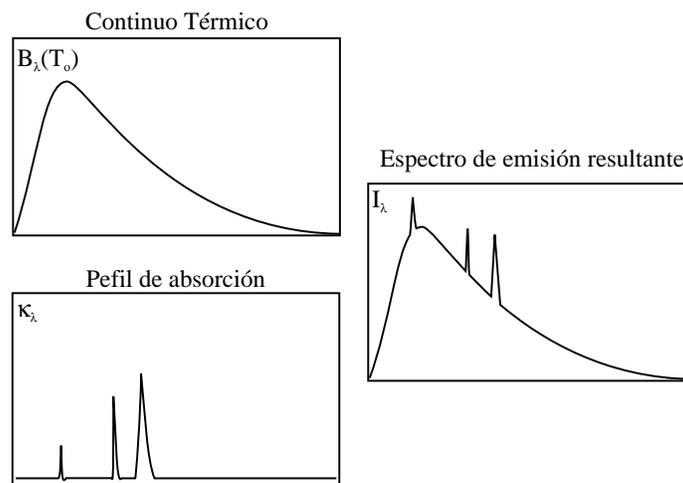


Figura 2.11: Espectro de la radiación que emerge de un cuerpo con gran emisión y sobre el que incide radiación muy tenue con un espectro continuo.

Por otro lado si se cumple que $S_\lambda < I_{\lambda_0}$ la radiación emitida tendrá una intensidad dada por,

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} - \kappa_\lambda s \rho | S_\lambda - I_{\lambda_0} |$$

donde de nuevo se ha hecho la suposición de independencia de κ con τ .

Es este el caso para nosotros más interesante. En esta situación la radiación emergente presentará claras pérdidas causadas por la absorción del medio (nótese el signo menos en la expresión para I_λ) y gobernadas por el perfil de κ_λ (ver figura 2.12). El espectro obtenido será un espectro de absorción, en el que sobre el continuo de la radiación incidente se superpondrán una serie de depresiones que indican las posiciones de máxima absorción del medio.

El análisis anterior nos revela en síntesis la explicación de la naturaleza del espectro de las estrellas : Las capas interiores altamente opacas emiten por 2a. un continuo determinado por una temperatura característica asociada a ellas (por ejemplo $T(\tau = 2/3)$) ; cuando esta radiación atraviesa las capas más exteriores y transparentes ($\tau_\lambda \ll 1$) de la atmósfera, que están a una temperatura inferior y que por tanto emiten radiación con menor intensidad que la emitida por las capas más profundas ($S_\lambda < I_{\lambda_0}$), se produce el fenómeno de absorción selectiva que le imprime al espectro final sus características de absorción.

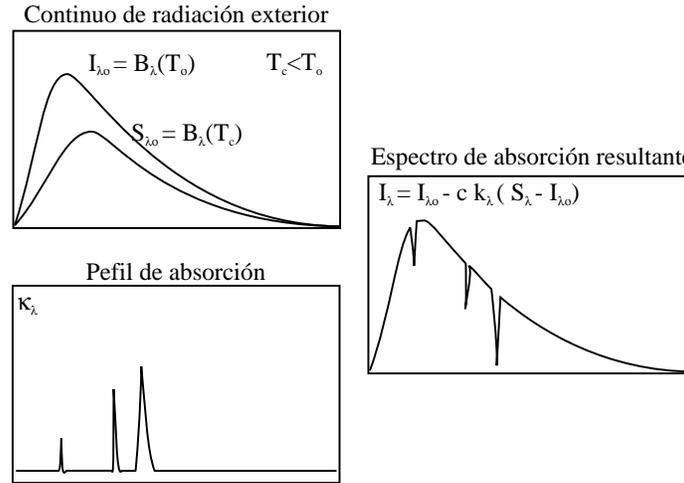


Figura 2.12: Espectro de la radiación que emerge de un cuerpo con una emisión menor a la intensidad de la radiación incidente. Este es el caso para las capas superiores de la atmósfera estelar.

2.4.2 Estructura de las líneas espectrales

Una vez se han producido absorciones en una cierta región alrededor de una longitud de onda establecida sobre el continuo de la luz que emana del interior de la estrella, aparece sobre dicho continuo lo que llamamos una línea espectral de absorción. En la región de las líneas espectrales el continuo se deforma como lo muestra la figura 2.13.

Llamando F_{λ} el flujo radiativo en la longitud de onda λ proveniente de la estrella y $F_{c\lambda}$ el flujo que observaríamos si sólo existiera la contribución del continuo emitido por las regiones más profundas de la misma, podemos construir lo que recibe el nombre de *espectro normalizado* $F_{\lambda}/F_{c\lambda}$ (ver figura 2.14), y que será de ahora en adelante nuestro punto de partida a la hora de estudiar la estructura y el análisis de las líneas espectrales estelares. Sobre el espectro normalizado definimos el *perfil de la línea espectral*, P_{λ} ,

$$P_{\lambda} = 1 - \frac{F_{\lambda}}{F_{c\lambda}}$$

El perfil de la línea es máximo en su centro, $\lambda = \lambda_0$ y crece desde 0 hasta P_{λ_0} para luego decrecer de nuevo hasta 0 a lo largo de todo el ancho real de la línea $\Delta\lambda$.

El interior de la línea define en el plano $F_{\lambda}/F_{c\lambda}$ vs. λ un área total A_{λ_0} dada por,

$$A_{\lambda_0} = \int_0^{\infty} P_{\lambda} = \int_0^{\infty} 1 - \frac{F_{\lambda}}{F_{c\lambda}}$$

Otra cantidad de relevancia en el estudio de las líneas espectrales recibe el nombre de ancho equivalente W_{λ} que se define como el ancho de un rectángulo de altura unitaria

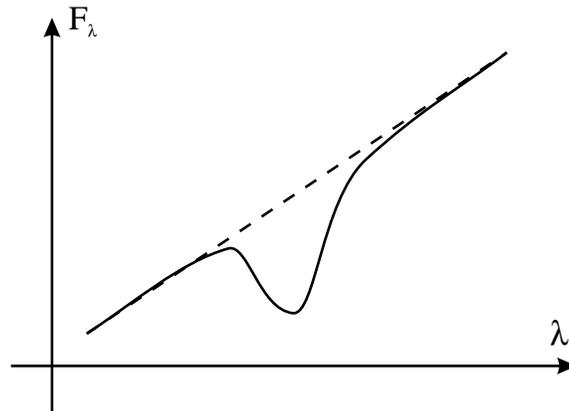


Figura 2.13: Naturaleza del espectro de absorción de una estrella en un diagrama de flujo de radiación contra longitud de onda.

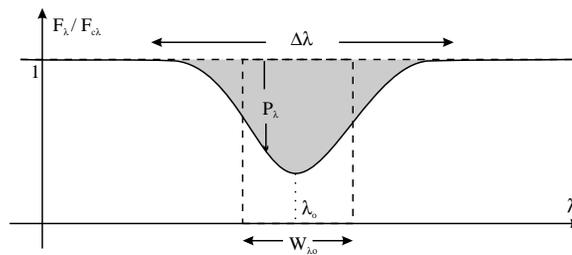


Figura 2.14: Estructura de una línea espectral en un diagrama normalizado.

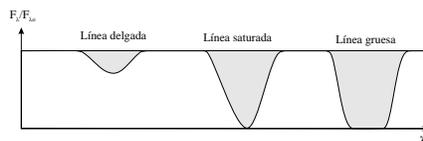


Figura 2.15: Tipos de líneas espectrales.

que en el diagrama espectral normalizado encierra un área igual a la de la línea. Por su definición,

$$W_{\lambda_0} \times 1 = A_{\lambda_0}$$

$$W_{\lambda_0} = \int_0^{\infty} 1 - \frac{F_{\lambda}}{F_{c\lambda}}$$

De acuerdo a la magnitud de los procesos absorbentes, la línea puede ser de tres tipos : Líneas espectrales delgadas (*thin lines*), líneas espectrales saturadas y líneas espectrales gruesas (*thick lines*). (Ver figura 2.15).

En la región de las líneas espectrales delgadas el espectro de la estrella se aleja levemente del continuo en su base ($P_{\lambda} \ll 1$). Cuando los procesos absorbentes son suficientemente intensos gran parte de la emisión del continuo en la longitud de onda central de la línea desaparece del espectro estelar ($P_{\lambda_0} \approx 1$) formando lo que se llama una línea espectral saturada. Si la intensidad de los procesos de absorción se extiende incluso más allá y más aca de la longitud de onda central, la línea adquiere una perfil particular con pendientes regulares y una base aplanada ($P_{\lambda} \approx 1$, para $\lambda_0 - \epsilon < \lambda < \lambda_0 + \epsilon$) ; este tipo de líneas espectrales reciben el nombre de líneas espectrales gruesas.

Dado que son los procesos de absorción los que determinan en última instancia la estructura de las líneas espectrales, nos ocuparemos un momento de estudiar los principales procesos en la materia estelar que contribuyen a la extracción de energía de la radiación que la atraviesa. Nos propondremos también establecer de que manera cantidades como la opacidad de la materia en la atmósfera estelar determinan el perfil de las líneas de absorción.

En general, el fenómeno de absorción ocurre cuando un trozo de materia por sus propiedades particulares roba por un momento energía a la radiación que lo atraviesa en una determinada longitud de onda devolviendola (en la situación general) posteriormente en la forma de radiación con otra longitud de onda o con la misma pero emitida en una dirección distinta de la original.

Microscopicamente se reconocen fundamentalmente 4 procesos posibles de absorción en la materia estelar.

1. *Absorción por transición ligado - ligado (bound-bound)*

En este proceso uno de los átomos del medio con un electrón en un estado ligado absorbe un fotón con una longitud de onda precisa proceso en el cual el electrón correspondiente realiza una transición a otro estado ligado. Este tipo de proceso es el principal responsable de la formación de regiones localizadas de absorción en el espectro estelar, i.e. líneas espectrales.

La opacidad del medio en virtud de estos procesos, $\kappa_{\lambda,bb}$ dependerá de la composición química y las condiciones particulares a la que se encuentren sometidos los átomos del medio.

2. *Absorción por transición ligado - libre (bound-free)* Las transiciones ligado - libre corresponden a procesos de ionización en los cuales un electrón en un estado ligado de un átomo particular recibe de la radiación electromagnética que baña el medio la energía suficiente para superar la barrera impuesta por el potencial de ionización proceso en el cual queda finalmente en un estado libre caracterizado por una energía cinética definida.

Este tipo de procesos como es de esperarse por su propia naturaleza tienen una contribución continua a la absorción del medio, esto es fotones de muchas longitudes de onda serán absorbidos dejando en cada caso al electrón en un estado libre correspondiente a una energía cinética distinta.

3. *Absorción por transición libre - libre (free - free)* En este proceso un fotón es absorbido completamente por un electrón que se encuentra en un estado libre produciendo el cambio en el estado del electrón hacia otro estado también libre (cambia su momentum). Las transiciones libre - libre pueden ser producidas por fotones de muy distintas longitudes de onda, con lo que este proceso realiza también un aporte continuo a la absorción de la materia estelar.
4. *Absorción por dispersión electrónica (electron scattering)* Los procesos de dispersión electrónica o dispersión de Thomsom tienen lugar cuando un fotón del medio es dispersado por un electrón en un estado libre. Fotones de todas las longitudes de onda pueden ser dispersados por este proceso, que es además altamente improbable y que sólo se vuelve importante a muy altas temperaturas. El aporte que hace a la absorción de la materia estelar es como en los dos casos anteriores continuo.

La opacidad total del medio κ_{λ} será , teniendo en cuenta la contribución de cada proceso, igual a,

$$\kappa_{\lambda} = \kappa_{\lambda,bb} + \kappa_{\lambda,bf} + \kappa_{\lambda,ff} + \kappa_{\lambda,es}$$

que se puede considerar también como la suma de una contribución "puntual" a la absorción $\kappa_{\lambda,l} = \kappa_{\lambda,bb}$ y la contribución continua a la misma $\kappa_{\lambda,c} = \kappa_{\lambda,bf} + \kappa_{\lambda,ff} + \kappa_{\lambda,es}$, así

,

$$\kappa_\lambda = \kappa_{\lambda,l} + \kappa_{\lambda,c}$$

Conocido en algún detalle los distintos mecanismos que dan lugar a la absorción en el seno de la atmósfera estelar indagemos ahora por la manera como, los procesos de absorción descritos afectan la radiación que la atraviesa generando líneas con perfiles definidos, i.e. busquemos la conexión explícita entre el perfil P_λ de una línea y el valor de la opacidad en las longitudes de onda correspondientes a ella.

Por simplicidad, consideremos la formación de una línea delgada, i.e. $P_\lambda \ll 1$. Para el caso es de esperarse que exista una dependencia directa entre la opacidad puntual $\kappa_{\lambda,l}$, y el mencionado perfil, de modo que para un medio muy opaco en una cierta longitud de onda la profundidad de la línea correspondiente sea también mayor.

Asumamos para la atmósfera la validez de todas las suposiciones y por tanto los resultados obtenidos en la sección 2.3. Según dichos resultados podemos asumir que el flujo radiativo F_λ correspondiente a cualquier longitud de onda en el espectro de la estrella, es igual en virtud de la relación de Eddington Barbier al valor del flujo B_λ que emana de un cuerpo negro con la temperatura de una capa para la cual $\tau_\lambda = 2/3$. El flujo esperado en el continuo $F_{c\lambda}$ sobre el que se superponen las líneas espectrales, gozará de las mismas características pero la profundidad óptica a considerar será la correspondiente a la absorción en el continuo caracterizada por la opacidad $\kappa_{\lambda,c}$. En virtud de esto, el perfil de la línea espectral delgada considerada, evaluado en una longitud de onda λ en su interior estará dado, por definición, en los siguientes términos,

$$P_\lambda = \frac{F_{c\lambda} - F_\lambda}{F_{c\lambda}}$$

$$P_\lambda = \frac{B_\lambda(\tau_{\lambda,c} = 2/3) - B_\lambda(\tau_{\lambda,l} = 2/3)}{B_\lambda(\tau_{\lambda,c} = 2/3)}$$

Dado que $P_\lambda \ll 1$, $F_\lambda \approx F_{c\lambda}$, de aquí se sigue por tanto que la región en la atmósfera desde la cual es emitida la radiación que contribuye tanto a F_λ como a $F_{c\lambda}$ es aproximadamente la misma, i.e. $\tau_{\lambda,c} \approx \tau_{\lambda,l}$, de donde, asumiendo independencia de κ con la profundidad lineal se puede concluir que $\kappa_\lambda \approx \kappa_{\lambda,c}$ y así $\kappa_{\lambda,l} \ll \kappa_{\lambda,c}$, como era de esperarse para una línea delgada en la que la absorción puntual es casi nula.

La vecindad entre las capas $\tau_{\lambda,c} = 2/3$ y $\tau_\lambda = 2/3$, nos permite realizar una expansión de $B_\lambda(\tau_\lambda = 2/3)$ alrededor de $\tau_{\lambda,c}$ que tiene la forma,

$$B_\lambda(\tau_\lambda = 2/3) \approx B_\lambda(\tau_{\lambda,c} = 2/3) + \left. \frac{dB_\lambda}{d\tau_{\lambda,c}} \right|_{\tau_{\lambda,c}=2/3} \Delta\tau_{\lambda,c}$$

el perfil de la línea queda por tanto,

$$P_\lambda = - \left. \frac{d(\ln B_\lambda)}{d\tau_{\lambda,c}} \right|_{\tau_{\lambda,c}=2/3} \Delta\tau_{\lambda,c}$$

por otro lado tenemos, despreciando la dependencia de la opacidad con la profundidad líneal, la sencilla relación entre τ_λ y $\tau_{\lambda,c}$,

$$\frac{\tau_\lambda}{\tau_{\lambda,c}} = \frac{\kappa_{\lambda,l} + \kappa_{\lambda,c}}{\kappa_{\lambda,c}}$$

De aquí tomando $\kappa_{\lambda,l} \ll \kappa_{\lambda,c}$ se obtiene por una sencilla manipulación algebraica que,

$$\tau_{\lambda,c} \approx \tau_\lambda \left(1 - \frac{\kappa_{\lambda,l}}{\kappa_{\lambda,c}}\right)$$

cuando $\tau_\lambda = 2/3$ tenemos,

$$\tau_{\lambda,c} = 2/3 - \frac{2}{3} \frac{\kappa_{\lambda,l}}{\kappa_{\lambda,c}}$$

de donde,

$$\Delta\tau_{\lambda,c} = -\frac{2}{3} \frac{\kappa_{\lambda,l}}{\kappa_{\lambda,c}}$$

Finalmente el perfil de la línea queda,

$$P_\lambda = \frac{2}{3} \frac{\kappa_{\lambda,l}}{\kappa_{\lambda,c}} \left. \frac{d(\ln B_\lambda)}{d\tau_{\lambda,c}} \right|_{\tau_{\lambda,c}=2/3} \quad (2.18)$$

Una consecuencia interesante en nuestro conocimiento de la estructura de las líneas espectrales se sigue de la última relación : En ella es clara la conexión directa existente entre el valor del perfil de la línea y la opacidad de la materia en la longitud de onda correspondiente. La importancia de este resultado radica en el hecho de que el comportamiento de $\kappa_{\lambda,l}$ determinara completamente la forma de la línea y viceversa el estudio de la línea nos informará de la manera como absorbe radiación en distintas longitudes de onda la materia estelar. Es esta doble relación la que le permite al astrofísico extraer un gran volumen de información examinando sólo el espectro de la estrella.

Nos resta por ahora preguntarnos, para distintas condiciones materiales i , qué forma adopta la opacidad puntual $\kappa_{\lambda,i}$?

La más sencilla situación considerada es aquella en la cual la opacidad puntual se hace cero en todas las longitudes de onda excepto en aquella correspondiente a la línea misma. En ese caso ella, al heredar las propiedades de κ en virtud de 2.18, se nos presenta como infinitamente delgada.

La situación real es sin embargo enteramente distinta : las líneas presentan anchos finitos, lo que por tanto implicará que la opacidad puntual es distinta de cero incluso en las vecindades de la longitud de onda central. Este fenómeno recibe el nombre de ensanchamiento de la línea y obedece a distintos mecanismos conectados con su formación. A continuación estudiaremos los distintos procesos por los cuales la opacidad puntual sufre un ensanchamiento responsable por el ancho finito observado de las líneas espectrales.

1. *Ensanchamiento natural*

Como vimos las líneas espectrales de absorción aparecen en el espectro de una estrella cuando tienen lugar en la atmósfera de la misma procesos de absorción correspondientes a transiciones electrónicas entre estas ligados de un átomo. La transición electrónica puede en general ocurrir entre estados excitados del átomo considerado. Un estado atómico excitado se caracteriza por tener un tiempo de vida finito : el estado es inestable. Si se pretendiera realizar una medida de la energía del electrón en un estado como este, se contaría sólo con un tiempo $t_{1/2}$ (vida media del estado) para hacerlo. El valor de la energía obtenido tendría una incertidumbre, en virtud del principio de Heisenberg, dado por,

$$\Delta E = \frac{h}{2\pi t_{1/2}}$$

Para realizar una transición entre dos estados inicial y final, con energías E_i y E_f , es necesaria la absorción de un fotón con longitud de onda,

$$\lambda = \frac{hc}{E_f - E_i}$$

pero la energía de ambos estados es incierta por su tiempo de vida finito, lo que introduce una incertidumbre en la longitud de onda del fotón absorbido dada por,

$$\Delta\lambda = \frac{hc}{(E_f - E_i)^2}(\Delta E_f + \Delta E_i)$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \left(\frac{1}{t_{1/2f}} + \frac{1}{t_{1/2i}} \right)$$

Esto es, el átomo considerado no sólo estará en capacidad de absorber fotones con la longitud de onda correspondiente al valor exacto de la diferencia de energía entre los estados, sino que otros fotones de longitudes de onda en el rango $(\lambda_o - \Delta\lambda/2, \lambda_o + \Delta\lambda/2)$ podrán también ser absorbidos en virtud de la incertidumbre que gozan las energías individuales de los estados inicial y final.

Este fenómeno recibe el nombre de *Ensanchamiento Natural de la Línea Espectral* y aparece en general en las líneas producidas en todas las condiciones por cualquier cuerpo. En este sentido el fenómeno es inherente a la naturaleza misma del proceso de absorción o emisión por transiciones ligado - ligado.

Una cosa debe aclararse. Aunque fotones con longitudes de onda cercanas a la central pueden ser absorbidos también, la intensidad o frecuencia con que serán retenidos por el medio, dependerá de la "distancia" a la que se encuentren del centro de la línea : fotones con longitudes de onda igual a la central serán abundantemente

retenidos y la probabilidad de retención disminuirá gradualmente hacia las alas de la misma. El fenómeno conduce a la clásica estructura de las líneas.

Cálculos detallados demuestran que el coeficiente de absorción puntual para una longitud de onda λ cercana al centro de la línea se comporta como $\frac{1}{|\lambda - \lambda_0|^2}$. Lo que da al perfil de la línea una dependencia similar con λ . Este tipo de perfil particular se conoce como *perfil de Lorentz*.

2. *Ensanchamiento colisional o por presión*

En el medio en el que se produce una línea espectral (un gas por ejemplo) pueden ser frecuentes las colisiones con átomos o iones del mismo medio. Durante el proceso de colisión la interacción de los electrones de uno de los átomos con el núcleo y la nube de electrones del otro puede alterar la estructura de los niveles de energía de ambos. En el proceso la energía de transición entre dos niveles vecinos puede alterarse también admitiendo la posibilidad de que otros fotones con longitudes de onda distintas de la correspondiente a la diferencia de energía inicial puedan ser absorbidos. El fenómeno conduce finalmente a un ensanchamiento en las líneas producidas por transiciones entre estados que son alterados por las colisiones. De manera natural este tipo de alteración de las líneas espectrales recibe el nombre de *Ensanchamiento por colisiones*.

Para cuantificar el efecto utilizemos el resultado obtenido en el numeral anterior,

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \left(\frac{1}{t_{1/2f}} + \frac{1}{t_{1/2i}} \right)$$

Para simplificar nuestro análisis asumamos que se produce una transición entre un estado excitado alterado por la colisión y con vida media $t_{1/2}$ y uno estable y prácticamente inalterado por la colisión. La interpretación de $t_{1/2}$ será para este caso algo distinta : se pretende ahora realizar una medida de la energía de un estado electrónico dado. La energía de dicho estado sin embargo es alterada por un proceso colisional que tiene una duración media $t_{1/2}$ y que corresponde al plazo con el que se cuenta para realizar la medida.

¿Cuál es ahora el tiempo medio que dura una colisión en el medio considerado ?.

Imaginemos un medio formado por partículas esféricas (átomos o iones) de radio r_a , tal que n es su densidad numérica (ver figura 2.16). Sigamos la pista de una de las partículas que en relación al medio en reposo se mueve con velocidad v constante. La geometría de la partícula considerada implicará que en su camino interactúa sólo con otras partículas cuyo centro se encuentra a una distancia $2r_a$ del suyo propio. Podemos por tanto simplificar aun más la situación imaginando que estudiamos en lugar del movimiento de una partícula esférica de radio r_a en medio de otras partículas idénticas, el movimiento de una partícula de radio $2r_a$ en medio de puntos con la misma densidad numérica originalmente supuesta.

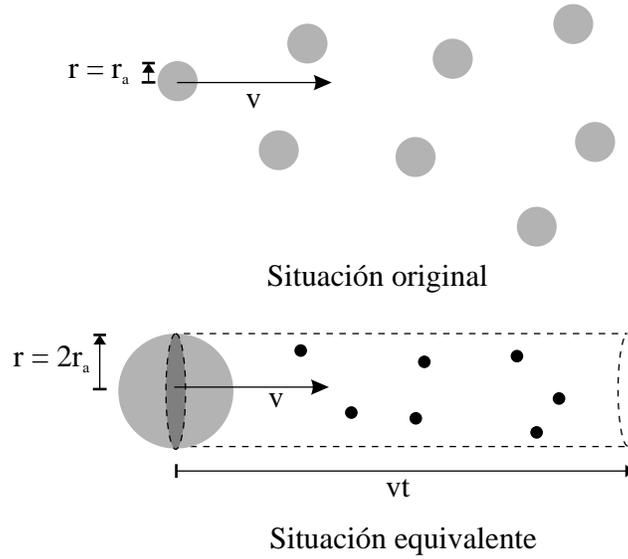


Figura 2.16: Un medio formado por partículas esféricas de radio r_a .

Supongamos que transcurre un tiempo t , durante el cual nuestra partícula recorre una distancia vt encontrando en el camino un total N de puntos con los que interactúa. El volumen cubierto por la esfera en movimiento en el tiempo considerado, será igual al volumen de un cilindro de radio $2r_a$ y altura vt (ver figura 2.16). De modo que N estará dado por,

$$N = n \times [\pi(2r_a)^2 \times vt] = n\sigma vt$$

donde σ es la sección eficaz (*cross section*) para la esfera considerada. El camino libre medio de la partícula en el medio estará así dado por,

$$l = \frac{d}{N} = \frac{1}{n\sigma}$$

y el tiempo medio de interacción puede considerarse igual a,

$$t_{1/2} = \frac{l}{v} = \frac{1}{n\sigma v}$$

Finalmente el ensanchamiento producido por el fenómeno de colisiones en el medio será ,

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi c} n\sigma \sqrt{\frac{2kT}{\bar{m}}}$$

Donde hemos asumido que $v = \sqrt{2kT/\bar{m}}$ es la velocidad promedio de una partícula en un medio a una temperatura T , formada por partículas de masa media \bar{m} y con una distribución maxwelliana de velocidades.

El fenómeno de ensanchamiento por colisiones explica las diferencias espectrales existentes entre los tipos de Morgan y Keenan. En la sección 1.8 habíamos hecho notar que cuando se examinan los espectros de estrellas del mismo tipo de Harvard se nota que el ancho total de las líneas, las mismas para todos, variaba de unas estrellas a otras, siendo mayor cuando la estrella era menos luminosa y menor en la situación contraria. Ahora estamos en capacidad de explicar el fenómeno : Las estrellas menos luminosas, y por tanto las más pequeñas, tienen atmósferas más densas (mayor n) que las estrellas más luminosas. De la expresión para el ensanchamiento colisional se sigue que sus líneas deben ser por tanto más anchas que las correspondientes a las de estrellas, con la misma temperatura, pero más luminosas, i.e. más grandes.

El similar origen del ensanchamiento natural y el ensanchamiento por colisiones implica que en el último caso como en el primero se produce un perfil lorentziano para la línea.

3. *Ensamchamiento Doppler*

El efecto doppler producido por el movimiento constante de las partículas de un medio que produce una línea espectral es la más natural y directa fuente de ensanchamiento de una línea espectral.

Imaginemos un haz de radiación que atraviesa un medio formado por átomos de un mismo tipo y que están en capacidad de absorber en reposo un fotón de longitud de onda λ_o . El haz de radiación sin embargo encuentra los átomos en muy distintos estados de movimiento : algunos de ellos tendrán una velocidad que es perpendicular a la dirección de propagación de la radiación y por tanto absorberán los fotones que tengan exactamente longitud de onda λ_o ; otros sin embargo tendrán una velocidad en la dirección de propagación de la radiación, llendo a su encuentro por lo que absorberán fotones con longitudes de onda mayor que λ_o , o en dirección contraria absorbiendo fotones con longitud de onda menor que λ_o . El resultado final será que fotones de longitudes de onda vecinas a λ_o serán absorbidos, produciendo un ensanchamiento de la línea correspondiente.

Si asumimos que la velocidad promedio de las partículas del medio está dada en virtud de la estadística de Maxwell, por $v = \sqrt{2kT/\bar{m}}$, por efecto Doppler la máxima y la mínima longitud de onda absorbida por el medio será :

$$\frac{|\lambda - \lambda_o|}{\lambda_o} = \frac{v}{c}$$

el ensanchamiento doppler total estará finalmente dado por,

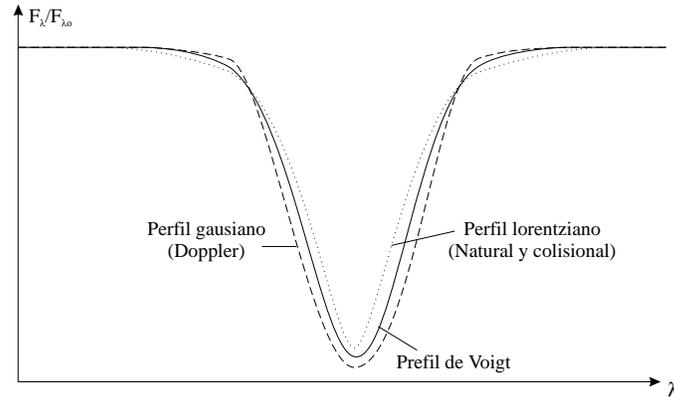


Figura 2.17: Perfil de Voigt de una línea espectral.

$$\Delta\lambda = \frac{2\lambda}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

La forma de la distribución de las componentes de la velocidad de las partículas del medio en la dirección de propagación de la radiación, revela que el perfil de la línea ensanchado por efecto doppler es un perfil que cae como $\exp(\lambda - \lambda_o)$, que recibe el nombre de *perfil Gaussiano*.

La línea formada finalmente y afectada por los distintos procesos descritos, poseerá un perfil que resulta de la superposición de los perfiles lorentzianos introducidos por los ensanchamientos colisional y natural y el perfil gaussiano por el que es responsable el ensanchamiento doppler. Este perfil total recibe el nombre de *perfil de Voigt* (ver figura 2.17). Las líneas con un perfil de Voigt se dice que tienen núcleos Doppler (cerca al centro el ensanchamiento Doppler es más acusado) y alas lorentzianas (en la región de las alas de la línea, donde el efecto introducido por doppler ha desaparecido casi completamente, aun se mantiene la alteración producida por las colisiones).

2.5 Análisis Espectral

Los resultados obtenidos hasta ahora del estudio de la estructura y formación de las líneas espectrales nos revelan que el espectro de la estrella es una fuente de abundante información acerca de aspectos como la composición química y las condiciones de la materia que constituyen la atmósfera estelar.

Se da el nombre de análisis espectral, al conjunto de herramientas teóricas utilizadas para, a partir del estudio de la estructura de las líneas en el espectro de una estrella obtener información relativa a la misma. El objetivo de esta sección será el de revisar algunas de

estas herramientas mostrando de manera natural algunos de los resultados más conocidos conectados con las estrellas y que se siguen del estudio de su espectro.

2.5.1 La curva de crecimiento

Imaginemos una línea espectral particular que es producida por una especie atómica dada, cuando se produce una transición desde un estado inicial a un estado final bien definido. La cantidad de átomos o iones que absorben radiación que contribuye a la formación de la línea considerada afectará directamente las características de la misma : un mayor número de absorbentes potenciales causará por ejemplo un aumento de la profundidad y el ancho mismo de la línea espectral, es decir de su área total.

En esta sección trataremos de mostrar como afecta el número de átomos o iones absorbentes las características de una línea espectral. En nuestro análisis utilizaremos como parámetro de relevancia el conocido como *ancho equivalente* de la línea espectral, el que está como lo vimos en la sección anterior directamente relacionado con su área.

Un cálculo preciso de la opacidad puntual $\kappa_{\lambda,l}$ en una línea espectral dada demuestra en general una dependencia lineal de dicha opacidad con el parámetro $N_a f$, donde N_a representa el número de átomos potencialmente absorbentes en el interior de un cilindro de area transversal unitaria y que se extiende desde la estrella hasta el observador ; f es un parámetro atómico conocido como *la intensidad del oscilador* y que está directamente relacionado con la probabilidad de que se produzca la transición atómica correspondiente a la línea espectral considerada, frente a otras transiciones posibles desde el estado en el que se encuentran los átomos potencialmente absorbentes.

¿ De qué manera depende el ancho equivalente W_{λ_0} de $N_a f$?.

Por la definición de W , este se encuentra directamente relacionado con el perfil P de la línea. La pregunta anterior se convierte por tanto en cómo está relacionado el perfil de la línea con el parámetro mencionado.

En la sección anterior mostramos que para líneas delgadas ($\kappa_{\lambda,l} \ll \kappa_{\lambda,c}$) el perfil estaba dado por,

$$P_{\lambda} = \frac{2}{3} \frac{\kappa_{\lambda,l}}{\kappa_{\lambda,c}} \left. \frac{d(\ln B_{\lambda})}{d\tau_{\lambda,c}} \right|_{\tau_{\lambda,c}=2/3}$$

Aquí encontramos una dependencia explícita del perfil con la opacidad que a su vez está relacionada con el parámetro de interés $N_a f$. Pero, ¿ qué sucede en el caso de líneas saturadas o gruesas ($\kappa_{\lambda,l} \geq \kappa_{\lambda,c}$) ? . La expresión anterior deja de tener validez en este caso y cualquier dependencia explícita del perfil con la opacidad puntual es muy difícil de obtener. Sin embargo es posible intentar construir una expresión general para el perfil basada en la obtenida para el caso de líneas delgadas y la cual tenga como característica que en los límites cuando $\kappa_{\lambda,l} \ll \kappa_{\lambda,c}$ y $\kappa_{\lambda,l} \gg \kappa_{\lambda,c}$ reproduzca las situaciones conocidas. Introduzcamos la función $X(\lambda)$ dada por

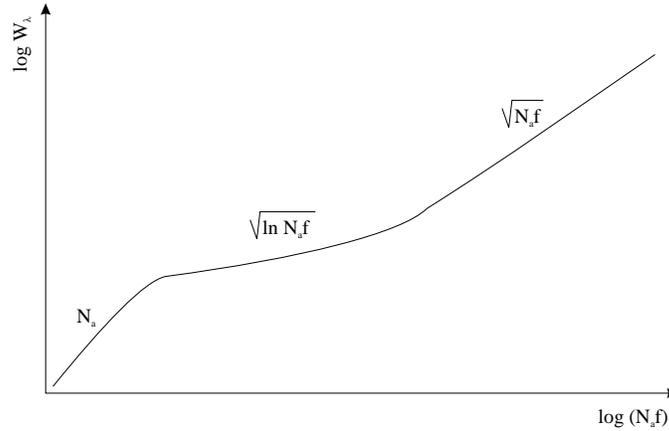


Figura 2.18: La curva de crecimiento.

$$X(\lambda) = \frac{2}{3} \frac{\kappa_{\lambda,l}}{\kappa_{\lambda,c}} \left. \frac{d(\ln B_\lambda)}{d\tau_{\lambda,c}} \right|_{\tau_{\lambda,c}=2/3}$$

Con base en ella podemos por razones que examinaremos a continuación construir el siguiente perfil propuesto, valido tanto para las líneas delgadas como para las líneas gruesas,

$$P_\lambda = \frac{X(\lambda)}{X(\lambda) + 1}$$

nótese que cuando $\kappa_{\lambda,l} \ll \kappa_{\lambda,c}$, $X(\lambda) \ll 1$ y $P_\lambda = X(\lambda)$. Este corresponde al caso de líneas delgadas. Por otro lado cuando $\kappa_{\lambda,l} \gg \kappa_{\lambda,c}$, $P_\lambda \approx 1$, que coincide con la situación de una línea saturada y gruesa. El perfil propuesto satisface las condiciones asintóticas exigidas y puede considerarse una buena aproximación al perfil real.

Dada la dependencia conocida de $X(\lambda)$ con el parámetro $N_\lambda f$ hemos encontrado finalmente la manera como depende en general el perfil de la línea y por tanto el ancho equivalente con el parámetro mencionado,

$$W_\lambda(N_\lambda f) = \int_0^\infty \frac{X(\lambda)}{X(\lambda) + 1}$$

Esta última función recibe el nombre de *curva de crecimiento* y expresa la relación existente entre el área de una línea espectral y el número de absorbentes potenciales presentes en la atmósfera estelar.

El cálculo preciso de W para una línea particular nos permite construir la gráfica de la figura 2.18.

En la curva de crecimiento se reconocen claramente 3 regiones : en una primera, el área de la curva (recuérdese que está cuantificado por W_{λ_0}) es directamente proporcional al

número de átomos N_a ; esta región corresponde a la situación de no saturación. Cuando la línea se satura el área sigue creciendo conforme crece N_a pero por claras razones lo hace a una menor rata ($W_{\lambda_0} \sim \sqrt{\ln(N_a f)}$). Cuando el ancho de la línea se ha hecho suficientemente grande empiezan a ser importantes los efectos del perfil lorentziano y la línea que antes se veía como una caja rectangular empieza a tener alas cada vez más profundas y extensas ; esto causa un aumento en la velocidad de crecimiento del área de la línea que se manifiesta en la curva como una dependencia $W_{\lambda_0} \sim \sqrt{N_a f}$.

En el trabajo práctico, una vez obtenido el espectro de la estrella y medido el ancho equivalente de una línea de interés se procede a buscar, utilizando la curva de crecimiento correspondiente, el valor de N_a .

2.5.2 Las ecuaciones de Boltzmann y Saha

¿ Es el número de átomos o iones que pueden absorber radiación correspondiente a una cierta línea espectral, un indicativo directo de la cantidad total de átomos o iones de la especie considerada presentes en la atmósfera estelar ?, esto es, si se observan muy pocos átomos de Hidrogeno que pueden absorber por ejemplo fotones correspondientes a la línea H_α de la serie de Balmer, entonces ¿ es necesario concluir que existen muy pocos átomos de Hidrógeno en la atmósfera estelar ?. La respuesta obvia es : NO.

Los átomos de una determinada especie estarán distribuidos, en determinadas condiciones, en los distintos estados energéticos disponibles. El número de átomos que pueden absorber una cierta longitud de onda dependerá de la fracción del total de átomos de la especie dada que estén en el estado enrgético correspondiente, fracción que puede ser en algunos casos igual a cero. Así por ejemplo la no detección de la línea H_α en el espectro de una estrella no será pues un indicativo de la ausencia total de átomos de hidrógeno en su atmósfera.

El objetivo de esta sección será mostrar como en determinadas condiciones se puede calcular la distribución de los átomos o iones de una especie en los estados energéticos disponibles, lo que nos permitirá construir herramientas matemáticas para a partir de la cantidad de átomos de una especie que producen una línea dada deducir la cantidad total de átomos de esa especie presentes en la atmósfera estelar.

Consideremos un gas formado por átomos de una especie particular. En el gas, que está a una temperatura T, existen un total N de dichos átomos. Todos se encuentra inicialmente en un estado caracterizado por la energía E_1 (el estado base por ejemplo). Las colisiones con otros átomos pueden ceder la enrgía necesaria para que el átomo realice una transición a un estado superior caracterizado por la energía E_n . La probabilidad de que esta transición ocurra, puede considerarse igual a la probabilidad de que en una colisión el proyectil (otro átomo) tenga exactamente una energía $E_n - E_1$; si suponemos que el gas es descrito por la estadística de Maxwell-Boltzmann, la probabilidad es,

$$P(E = E_n - E_1) \sim \exp(-(E_n - E_1)/kT)$$

Si suponemos que existen g_n estados electrónicos distintos para los cuales la energía es la misma E_n la probabilidad de que una colisión deje a un átomo en el estado n estará entonces dada por,

$$P(n) \sim g_n \exp(-(E_n - E_1)/kT)$$

del total N de átomos en el gas estarán en el estado n , un número N_n dado por,

$$N_n = N \times P(n) \sim N g_n \exp(-(E_n - E_1)/kT)$$

y la razón entre el número de átomos en el estado n y el número de los que están en el estado m será ,

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} \exp(-(E_n - E_m)/kT) \quad (2.19)$$

La anterior expresión recibe el nombre de *ecuación de Boltzmann*, y describe la distribución de los átomos del gas considerado entre los estados energéticos ligados disponibles. Nótese que dicha distribución dependerá de la temperatura del gas, lo que nos da un primer indicativo de que las líneas presentes en el espectro de una estrella no sólo dependen de la composición química de la estrella sino también de la temperatura a la que se encuentran los gases en su atmósfera.

En la descripción que hemos hecho en los párrafos anteriores, consideramos un gas formado por átomos neutros. ¿Qué pasa si se dan las condiciones (altas temperaturas que hacen muy violentas las colisiones, un alto flujo de radiación muy energética, etc.) para que algunos de los átomos se ionizen ?. En este caso y dada la distinta estructura energética de los iones formados, cada uno de ellos deberá ser tratado como una especie distinta, y la distribución de los átomos en los diferentes estados disponibles deberá tener ahora en cuenta la posibilidad de que el átomo pase a otro estado de ionización ⁹.

Considérese un átomo en el estado de ionización i -ésimo ($i=1$ (átomo neutro), 2 (perdida de 1 electrón), 3 (perdida de 2 electrones)...). La probabilidad de que ese átomo pase, por colisiones, al estado de ionización inmediatamente superior $i+1$, estará dada por,

$$P(i \rightarrow i + 1) = P(i + 1) \sim Z_{i+1} \exp(-\chi_i/kT)$$

donde χ_i es la energía necesaria para arrancar un electrón al ion i -ésimo y convertirlo en el ion $i+1$. Esta energía recibe el nombre de *potencial de ionización*. El factor Z_{i+1} que aparece en la expresión anterior indica el número de configuraciones electrónicas posibles en las que puede encontrarse el ion $i + 1$ después de la transición. Esta es la conocida función de partición de la física estadística y está dada para el caso considerado por,

⁹Los distintos iones de una especie atómica dada se representan con el símbolo de la especie dada y un número romano que indica el estado de ionización correspondiente. Así el ion HI correspondiera al primer estado de ionización que por convención es aquel estado en el que se han perdido 0 electrones, esto es HI representa el átomo neutro. HII es el segundo estado de ionización del Hidrógeno y corresponde a la pérdida de 1 electrón. FeVI el ion de Hierro que ha perdido 15 electrones, y así sucesivamente.

$$Z_i = \sum_{j=1}^{\infty} g_j \exp(-(E_j - E_1)/kT)$$

donde g_j representa el grado de degeneración del estado electrónico caracterizado por la energía E_j , con $j = 1$ para el estado base del ion.

Un cálculo detallado muestra finalmente que la razón entre el número de iones en el estado $i+1$ y aquellos que se encuentran en el estado i , estará dada por,

$$\frac{N_{i+1}}{N_i} = \frac{Z_{i+1}}{Z_i} \frac{2kT}{P_e} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp(-\chi_i/kT) \quad (2.20)$$

Esta última recibe el nombre de *ecuación de Saha* y cuantifica la distribución de los átomos del gas en los distintos estados de ionización disponibles.

En la ecuación de Saha P_e representa la presión electrónica que se relaciona con la densidad numérica de electrones por la expresión, $P_e = n_e kT$. La presencia de esta cantidad en la ecuación 2.20 se debe al hecho de que los electrones libres en el medio pueden recombinarse con los iones presentes y disminuir así la concentración de los mismos.

Las ecuaciones de Boltzmann y Saha son las principales herramientas teóricas disponibles para determinar, utilizando observaciones espectrales, la composición química de una estrella. En el siguiente ejemplo se ilustra la manera como son utilizadas.

Ejemplo 1

Las líneas de Balmer son producidas cuando el átomo de Hidrogeno realiza transiciones desde o hacia el segundo estado electrónico. Realizar una gráfica en la que se muestre la dependencia con la temperatura de la intensidad (el área) de las líneas de esta serie espectral, en el rango $2000 K < T < 20000 K$.

Solución

Habíamos dicho en la sección anterior que la intensidad de una línea dependía en general de la cantidad presente átomos que pueden producirla. En el caso de todas las líneas de la serie de Balmer, sólo los átomos de Hidrogeno que se encuentren en el segundo estado energético pueden producir la absorción correspondiente. Será nuestro interés inicial por tanto determinar, con la ayuda de las ecuaciones de Boltzmann y Saha, la manera como varía con la temperatura la concentración de átomos de Hidrógeno en este estado energético.

La energía necesaria para que un átomo de hidrogeno inicialmente en el estado base haga una transición al tercer nivel, resulta, por lo que conocemos de su estructura, igual a $E_3 - E_1 = 13,6eV(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{3^2}) \approx 12eV$. A una temperatura muy alta, digamos $T = 20000K$ la energía media involucrada en las colisiones atómicas es $kT = 1,7eV$. Este razonamiento nos muestra que en general podemos considerar que todos los átomos de hidrógeno en estado neutro se

encuentran en el estado base o en el primer estado excitado. Esto nos da la posibilidad de escribir

$$\frac{N_2}{N_{TOT}} = \frac{N_2}{N_2 + N_1} \frac{N_I}{N_{TOT}} \quad (2.21)$$

pero todos los átomos de hidrógeno del gas pueden encontrarse sólo en los dos primeros estados de ionización (el tercero no existe), así que $N_{TOT} = N_I + N_{II}$. La ecuación anterior puede escribirse por tanto así

$$\frac{N_2}{N_{TOT}} = \frac{1}{1 + N_2/N_1} \frac{1}{1 + N_{II}/N_I}$$

La ecuación de Boltzmann nos permite calcular dada la temperatura la razón N_2/N_1 . Para este caso $E_2 - E_1 = 13,6eV(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}) = 10,2eV$. Además, sabemos que el grado de degeneración del estado n -ésimo del átomo de Hidrógeno está dado por $g_n = 2n^2$, así que $g_2 = 8$, $g_1 = 2$. La ecuación de Boltzmann queda por tanto

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{8}{2} \exp(-10,2eV/kT) = 4 \exp(-122695,65K/T)$$

La ecuación de Saha nos permite, por otro lado determinar el valor de la razón N_{II}/N_I . Para este caso $\chi_I = 13,6eV$. La función de partición para el segundo estado de ionización del átomo de hidrogeno tiene el valor trivial $Z_{II} = 1$ dado que sin electrones el átomo sólo tiene disponible un estado posible correspondiente al del núcleo desnudo. Para el primer estado de ionización nos enfrentamos con una suma infinita de términos (cada uno correspondiente a un estado excitado del átomo neutro) sin embargo la presencia del exponencial $\exp(-(E_j - E_1)/kT)$ nos da la posibilidad de descontar el aporte de los términos con $k > 2$, dado que para ellos y como se mostro anteriormente $E_j - E_1 \gg kT$; así

$$Z_I \approx g_1 + g_2 \exp(-(E_2 - E_1)/kT) = 2 + 8 \exp(-10,2eV/kT) = 2(1 + 4 \exp(-122695,65K/T))$$

Finalmente por la ecuación de Saha obtenemos,

$$\frac{N_{II}}{N_I} = 0,033 \text{m N}^{-1} \text{K}^{-5/2} \frac{1}{1 + 4 \exp(-122695,65K/T)} \frac{1}{P_e} T^{5/2} \exp(-163594,2K/T)$$

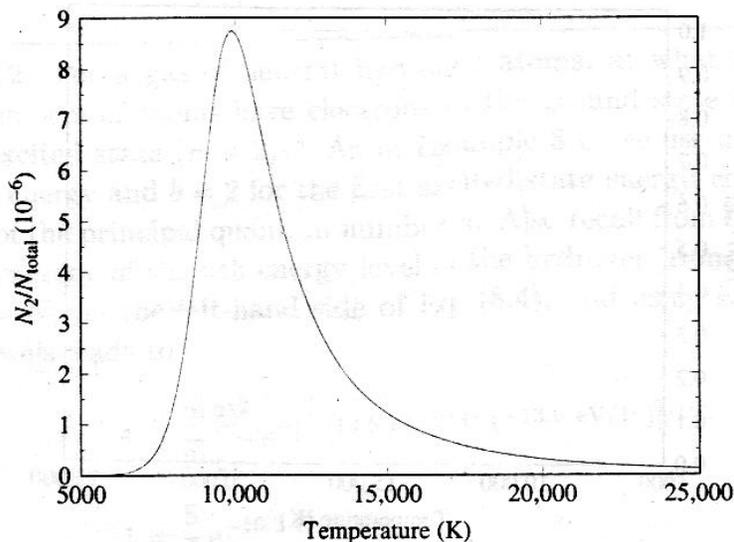


Figura 2.19: Variación con la temperatura de la concentración de átomos de Hidrógeno en el primer estado excitado, y que producen las líneas de Balmer.

Cuando se reemplazan las funciones $N_2/N_1(T)$ y $N_{II}/N_I(T, P_e)$ en 2.21, se obtiene el valor de la concentración de átomos de Hidrógeno que pueden producir las líneas de Balmer a distintas temperaturas y presiones electrónicas. Tomando un valor típico para la presión electrónica $P_e = 50 \text{ Nm}^{-1}$, se construye la gráfica de la figura 2.19.

La dependencia de la intensidad de las líneas espectrales con la temperatura tendrá un comportamiento parecido a la curva presentada; algunas diferencias podrían deberse a efectos de los ensanchamientos descritos y en particular la altura máxima de la curva de intensidad de la línea para cada componente de Balmer dependería de la probabilidad de que se produzca la transición correspondiente a la línea, i.e. de el factor de intensidad del oscilador, f , introducido en la sección anterior.

La curva de la figura muestra un máximo alrededor de los 9900 K: es este el valor de la temperatura de un gas en el cual se producen las líneas de Balmer más intensas. Esto se corresponde muy bien con lo que se encuentra del estudio de los espectros estelares, donde vimos que esta serie de líneas exhibía su máxima intensidad para estrellas del tipo de Harvard A, cuya temperatura promedio resultaba ser precisamente cercana a los 10000 K.

El mismo análisis realizado en el ejemplo para el caso del Hidrógeno, se puede llevar a cabo, con dificultades obviamente superiores, para el caso de otras especies atómicas cuyas

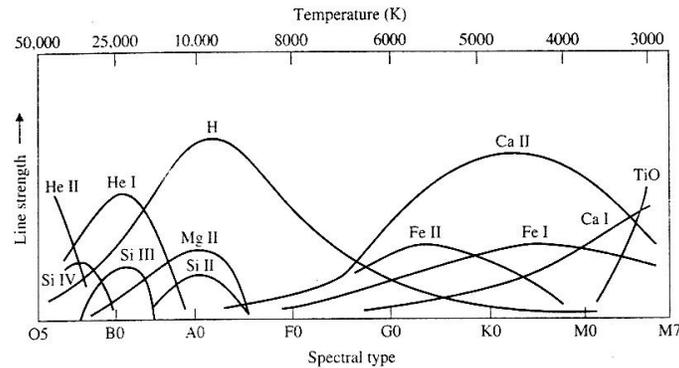


Figura 2.20: Dependencia de la intensidad de las líneas de otros elementos con la temperatura.

líneas están presentes en los espectros estelares (ver figura 2.20). Los resultados de un análisis como este coinciden perfectamente con la información contenida en el sistema de clasificación espectral de Harvard.

Nos resta ahora dar respuesta a la pregunta inicial : el análisis del espectro estelar utilizando la curva de crecimiento permite determinar la cantidad de átomos en el estado energético adecuado para producir la absorción correspondiente a una línea espectral dada. A partir de este valor ζ cómo se determina la cantidad total de átomos de una especie presentes en la atmósfera estelar ?. La respuesta es ahora clara : Una vez se ha obtenido el valor de la temperatura efectiva de la estrella, se determinan por los métodos descritos en esta sección la concentración correspondiente de átomos en el estado considerado. Conociendo el valor total de estos últimos se puede encontrar el número de átomos del tipo correspondiente presentes en la atmósfera estelar.

Utilizando este método ha sido posible determinar con precisión la composición química de muchas estrellas. En la tabla 2.1 se presenta los resultados obtenidos para la que mejor conocemos, nuestro Sol.

2.6 Ejercicios

- 2.1 En la fotosfera solar (primer estrato de la atmósfera solar) la densidad media es $\rho = 2,5 \times 10^{-7} \text{ gr/cm}^3$. La opacidad de la materia que la constituye es en $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ es $\kappa_{5000} = 0,264 \text{ cm}^2/\text{gr}$. Asumiendo que la opacidad y la densidad no varían con la profundidad en la fotosfera solar, calcular la profundidad lineal para la cual $\tau_{5000} = 2/3$. Interpretar el resultado.
- 2.2 El estudio de la transferencia radiativa en el interior de una atmósfera plano-paralela condujo al siguiente resultado para la intensidad específica en la superficie de dicha atmósfera,

Elemento	Densidad por columna (gr cm ⁻²)
Hidrógeno	1,1
Helio	$4,3 \times 10^{-1}$
Oxígeno	$1,5 \times 10^{-2}$
Carbono	$5,3 \times 10^{-3}$
Neon	$2,7 \times 10^{-3}$
Nitrógeno	$1,5 \times 10^{-3}$
Hierro	$2,9 \times 10^{-3}$
Magnesio	$1,0 \times 10^{-3}$
Silicio	$1,1 \times 10^{-3}$
Azufre	$5,7 \times 10^{-4}$

Tabla 2.1: Composición química de nuestro Sol obtenida con las herramientas del análisis espectral.

$$I_{\lambda}(0, \theta) = \int_0^{\infty} S_{\lambda}(\tau_{\lambda}) \exp(-\tau_{\lambda} \sec \theta) d(\tau_{\lambda} \sec \theta)$$

- a. Suponiendo que S_{λ} varía de la forma

$$S_{\lambda}(\tau_{\lambda}) = \sum_{i=0}^n a_{i\lambda} \tau_{\lambda}^i$$

demostrar que

$$I_{\lambda}(0, \theta) = \sum_{i=0}^n i! a_{i\lambda} \cos^i \theta$$

- b. b. Partiendo de la forma encontrada para $I_{\lambda}(0, \theta)$ y de la definición general del flujo radiativo $F_{\lambda}(\tau_{\lambda})$,

$$F_{\lambda}(\tau_{\lambda}) = \int_{4\pi} I_{\lambda}(\tau_{\lambda}, \theta) \cos \theta d\Omega$$

demostrar que

$$F_{\lambda}(0) = \sum_{i=0}^n a_{i\lambda} \frac{2i!}{i+2}$$

- c. mostrar que solo para $n = 1$ se cumple la relación de Eddington-Barbier

$$F_{\lambda}(0) = \pi S_{\lambda}(2/3)$$

- d. De lo anterior mostrar que para una atmósfera gris, con LTE y para un modelo de S_λ como el presentado en a, con $n = 1$ se cumple entonces que,

$$T_{eff} = T(\tau = 2/3)$$

- 2.3 Suponiendo que el perfil de una línea espectral dada puede ser ajustado a la mitad de una elipse cuyo semieje mayor (a) es igual a la profundidad máxima de la línea (P_{λ_0}) y cuyo eje menor ($2b$) es igual al ancho espectral de la misma ($\Delta\lambda$), hallar el ancho equivalente de la línea en términos de $\Delta\lambda$ y P_{λ_0} . Demostrar que el ancho equivalente para esta línea es siempre menor que $\Delta\lambda$.

- 2.4 Un modelo del fenómeno de oscurecimiento del limbo solar asume que

$$\frac{I_\lambda(0, \theta)}{I_\lambda(0, 0)} = A_0 + A_1 \cos \theta + A_2 \cos^2 \theta$$

los valores de los coeficientes A_i fueron determinados cuando se midió el efecto en una longitud de onda $\lambda = 5010\text{Å}$. los resultados fueron : $A_0 = 0,2593$; $A_1 = 0,8724$; $A_2 = -0,1336$; $I_\lambda(0, 0) = 40,3 \times 10^{12} \text{ W m}^{-2} \text{ m}^{-1}$.

- Utilizando el resultado del ejercicio 2.2 como se expresa S_λ en términos de las cantidades $A_0, A_1, A_2, I_\lambda(0, 0)$.
- Asumiendo equilibrio termodinámico local, $S_\lambda(\tau_\lambda) = B_\lambda[T(\tau_\lambda)]$, calcular $T(\tau_\lambda)$ y elaborar una gráfica de la misma. Asuma

$$B_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/kT\lambda) - 1}$$

- 2.5 En la superficie solar (asuma $T = 5770\text{K}$), donde la presión electrónica es de $1,5 \text{ N/m}^2$, existe un átomo de Calcio por cada 500 000 átomos de hidrógeno. Demostrar que la intensidad de las líneas de absorción debidas al hidrógeno en el primer estado excitado (líneas de Balmer) es unas 400 veces inferior a aquellas debidas al calcio una vez ionizado (líneas H y K de CaII). Para tal fin siga detenidamente el siguiente procedimiento :

- Calcular utilizando las ecuaciones de Boltzman y Saha el número de átomos de hidrógeno en el primer estado excitado ($n = 2$),

$$\frac{N_2}{N_{tot}} = \left(\frac{N_2/N_1}{1 + N_2/N_1} \right) \left(\frac{1}{1 + N_{II}/N_I} \right)$$

asuma para la función de partición $Z_I = 2$ y $Z_{II} = 1$.

- Utilice la ecuación de Saha para calcular $[N_{II}/N_I]_{Ca}$, el número relativo de átomos de Ca en el segundo estado de ionización (una vez ionizados) respecto al número de átomos de calcio en el primer estado de ionización (neutros), asumiendo $Z_I = 1,32$ y $Z_{II} = 2,30$ valores que fueron consultados en una tabla, y χ_I (primera energía de ionización del calcio) = $6,11eV$.
- Utilizando la ecuación de Boltzman calcular $[N_2/N_1]_{CaII}$, el número relativo de iones $CaII$ en el primer estado excitado respecto al número de iones en el estado base. Asuma, que el estado base está caracterizado por una energía E_1 y un grado de degeneración $g_1 = 2$, y el primer estado excitado tiene $E_2 = E_1 + 3,12eV$ y $g_2 = 4$.
- Calcular $[N_1/N_{tot}]_{CaII}$.
- Comparar, por cada 500 000 átomos de hidrógeno, el número de átomos de Calcio una vez ionizado en el estado base y el de átomos de hidrógeno en el primer estado excitado. Dicha relación, se supone provee una idea de la intensidad relativa de las líneas producidas por dichos átomos (H, K y líneas de Balmer respectivamente).

Capítulo 3

El Interior Estelar

3.1 Introducción

Como vimos en el capítulo anterior toda la radiación electromagnética que recibimos de las estrellas — y de la cual obtenemos el 99% de la información de que disponemos sobre ellas — proviene de lo que conocemos como su atmósfera. Dicha radiación nos permite construir directamente modelos completos de esta región de la estrella, pero, ¿qué sabemos acerca de lo que pasa en su interior ?.

A pesar de las limitaciones, el intelecto humano ha a travesado la barrera impenetrable de la superficie estelar y le ha echado un vistazo a lo que ocurre en el interior de las estrellas. En el capítulo que ahora comenzamos, realizaremos un viaje intelectual al interior de las estrellas, utilizando como herramienta fundamental las leyes de la física y la información que desde el exterior (única región visible de la misma) se puede deducir sobre lo que acontece en el interior.

Obtendremos de esta manera una visión global de la concepción de la astrofísica contemporánea sobre la fisiología de las estrellas, visión que parece estar en entero acuerdo con las observaciones realizadas de su atmósfera sobre la que se manifiestan los efectos de los eventos interiores.

3.2 Primeras observaciones y supuestos

Algunas observaciones primarias permiten obtener las primeras pistas para la comprensión de lo que ocurre en el interior de las estrellas.

Sabemos que toda estrella está formada por la reunión de una ingente cantidad de materia en estado gaseoso; sobre este hecho nos hablan las temperaturas y presiones registradas en las atmósferas estelares, condiciones en las que ningún material podría adoptar un estado distinto. Esta materia forma un sistema autogravitante que adopta por economía la forma esférica, distorsionada sólo cuando otras fuerzas (fuerza centrífuga debida a una rápida rotación o la cercanía de un objeto con un campo gravitacional intenso) así lo

determinan.

Por toda la estrella se propaga energía en forma de radiación que logra ser emitida desde la superficie para llegar hasta nuestros instrumentos. Estudiando dicha radiación podemos observar dos hechos fundamentales : la mayoría las estrellas no cambia apreciablemente de luminosidad, por lo menos en períodos de tiempo comparables a la historia de la humanidad (para la mayoría de las estrellas visibles en el cielo) e incluso en el tiempo que lleva la vida en la Tierra (para el caso de nuestro Sol que se revela como una estrella relativamente normal¹). Las estrellas parecen también conservar temperaturas superficiales constantes en períodos de tiempo similares (piénsese en el hecho de que la estrella Antares, la más brillante de la constelación del escorpión, debe su nombre a su particular color rojizo, que aún conserva dos mil años después de ser bautizada).

Estas sencillas observaciones nos permiten llegar a dos conclusiones generales de vital importancia en el estudio del interior estelar :

- Recuérdese que el radio de una estrella está directamente relacionado con su luminosidad y temperatura efectiva ; si estas dos últimas características no cambian como lo demuestra nuestros razonamientos anteriores el radio de la estrella tampoco lo hará . A esta situación se la conoce como el equilibrio mecánico de la estrella.
- A pesar de emitir constantemente ingentes cantidades de energía la estrella no reduce su temperatura superficial. Esto implica la existencia de una fuente de energía interior que está reponiendo constantemente la perdida. Esta corresponde a la denominada situación de equilibrio térmico.

La consideración detallada del estado de equilibrio de las estrellas nos brindará las primeras herramientas para una descripción más completa de su interior.

3.3 Equilibrio Hidrostático

Expresemos matemáticamente la condición mencionada de equilibrio mecánico que en esta sección llamaremos en general Equilibrio Hidrostático. Para ello consideremos un elemento de volumen de nuestra estrella (ver figura 3.1). Sobre dicho elemento consideramos el efecto de 3 fuerzas no nulas dirigidas en dirección radial : la atracción gravitacional que ejerce el material interior (F_g), la presión ejercida por el fluido que constituye la estrella y que actúa sobre la cara exterior de la misma (F_{ext}) y aquella que actúa sobre la cara interior (F_{int}). La segunda ley de Newton escrita para el caso considerado tiene la forma

$$dm \frac{d^2r}{dt^2} = -F_g + F_{int} - F_{ext}$$

¹Se tiene claro que la vida hizo su aparición en la superficie del planeta hace alrededor de 3 800 millones de años. Los primeros organismos que utilizaron la fotosíntesis para sintetizar sus alimentos, aparecieron en ese entonces. Se puede mostrar que para mantener este tipo de seres vivos que dependen enteramente del Sol, se requiere que este último halla brillado con la misma intensidad desde entonces.

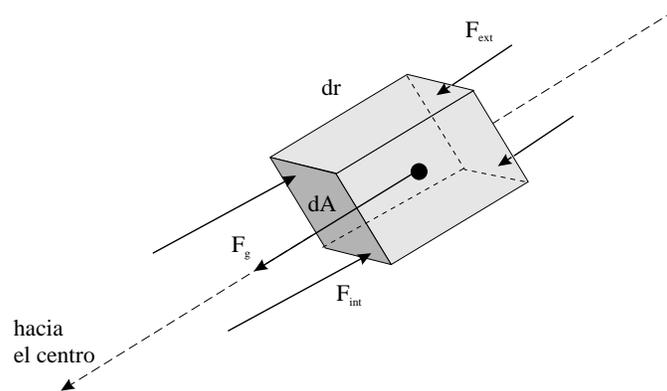


Figura 3.1: Un elemento de volumen de la estrella en equilibrio hidrostático.

por la condición de equilibrio hidrostático, que implica el reposo del diferencial de volumen, podemos escribir la anterior ecuación en la forma,

$$\frac{GM_r dm}{r^2} = (P_{int} - P_{ext})dA$$

donde M_r recibe el nombre de *masa contenida* y como su nombre lo indica es la masa interior a la esfera imaginaria de radio r . Las fuerzas debidas a la presión se han escrito en la forma regular *Presión* \times *Area*. Dado el espesor diferencial del elemento de volumen considerado podemos escribir $P_{ext} = P_{int} + dP$.

La masa del elemento de volumen puede escribirse en la forma $dm = \rho(r) dA dr$, con lo que la condición de equilibrio hidrostático se reduce a,

$$-\frac{GM_r \rho(r) dA dr}{r^2} = dP dA$$

En la expresión anterior podemos apreciar que el cambio en la presión debido a un cambio dr de la posición al interior de la estrella es negativo, por lo que concluimos que al interior de la estrella la condición de equilibrio hidrostático implica que la presión aumenta hacia el centro.

La forma final que adopta la ecuación de equilibrio hidrostático es,

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_r \rho(r)}{r^2} \quad (3.1)$$

Una integración de esta ecuación puede proveernos el valor de la presión a cualquier profundidad en la estrella, lo que representa información de valor sin igual para conocer la estructura mecánica de la misma. Dicha integración sine mbargo exige el conocimiento de las funciones desconocidas M_r y $\rho(r)$. ¿Cómo determinar estas últimas?

La condición de conservación de la masa al interior de la estrella nos da los medios para determinar la masa contenida M_r .

Imaginemos un punto situado a una distancia r del centro de nuestra estrella y que siente el efecto gravitacional de la masa contenida M_r correspondiente. Si realizamos un pequeño desplazamiento dr en dirección radial dejaremos atrás un cascarón esférico cuya masa se agregará a la existente previamente. Desde la nueva posición $r + dr$ percibiremos una masa $M_r + dM_r$ donde,

$$dM_r = 4\pi r^2 \rho(r) dr$$

Por integración se obtiene,

$$M_r = 4\pi \int_0^r \rho(r) r^2 dr \quad (3.2)$$

La integración anterior, sin embargo, sólo es realizable si se conoce la forma explícita de la función $\rho(r)$. Concluimos pues que la función $\rho(r)$ juega un papel fundamental si queremos conocer la estructura mecánica de la estrella. ¿Cómo determinar esta importante función ?.

El estudio de la materia en sus diversos estados de agregación nos ha enseñado que existe generalmente una relación directa entre la presión en el seno de un cuerpo y la densidad del mismo. Dicha relación, que puede llegar a ser muy complicada para estados de agregación complejos, tiene una forma bastante simple en el caso de los gases ideales. En esta situación, análisis provenientes de la física estadística permiten escribir la relación,

$$P = nkT$$

donde n es la densidad numérica de partículas (átomos, moléculas, iones, electrones, etc) en el gas, k es la constante de Boltzmann y T es la temperatura del mismo. A su vez n está relacionado con la densidad de masa del gas por la relación,

$$n = \frac{\rho}{\bar{m}}$$

donde \bar{m} es la masa media de las partículas, que puede a su vez escribirse como, $\bar{m} = \mu m_H$. El parámetro μ recibe el nombre de peso molecular promedio.

Con estas redefiniciones la ecuación de estado de los gases ideales queda,

$$P = \frac{\rho k T}{\mu m_H} \quad (3.3)$$

Los modelos más generales utilizados para estudiar el interior estelar suponen válida la ecuación de estado escrita para la descripción de los plasmas que constituyen la estrella misma. Modelos más completos y precisos asumen formas distintas de la ecuación de estado sobre todo en lo que respecta a los más densos plasmas cercanos al centro de la estrella ; de estas situaciones específicas no nos ocuparemos en nuestra simplificada descripción.

Una parámetro de importancia decisiva hace su aparición en esta parte de nuestra discusión : el peso molecular promedio, μ . Dado el estado de altísima ionización de los plasmas involucrados en las estrellas el peso molecular promedio difiere considerablemente del que podría determinarse considerando sólo el peso atómico de los iones : la presencia de electrones libres, muy livianos comparativamente, introduce el cambio descrito.

Consideremos un gas formado por átomos neutros de diversas especies. La masa promedio de las partículas del gas estará dada por

$$\bar{m}_n = \frac{\sum_j N_j m_j}{\sum_j N_j}$$

donde el subíndice n hace relación a la naturaleza neutra del gas. El índice j corre sobre todas las especies atómicas con mas m_j y que se encuentran en número N_j . Por la definición $\mu = \bar{m}/m_H$, se obtiene ,

$$\mu_n = \frac{\sum_j N_j (m_j/m_H)}{\sum_j N_j}$$

m_j/m_H es precisamente el número de masa A_j correspondiente a la especie atómica respectiva. Por una sencilla manipulación algebraica se puede escribir,

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mu_n} &= \sum_j \frac{N_j}{\sum_j N_j A_j} \\ \frac{1}{\mu_n} &= \sum_j \frac{\frac{N_j}{N_j A_j} N_j A_j}{\sum_k N_k A_k} \\ \frac{1}{\mu_n} &= \sum_j \frac{1}{A_j} X_j \end{aligned}$$

los nuevos parámetros X_j reciben el nombre de *fracciones de masa*, y por definición representan la fracción total de la masa del gas que está en la forma de la especie atómica considerada. Así por ejemplo el 70% de la masa de un gas está en la forma de una especie atómica k cuya fracción de masa está dada por $X_k = 0,7$.

Como vimos en capítulos anteriores se puede decir que el universo está principalmente hecho de Hidrógeno y Helio con algunas trazas de elementos más pesados. Por esta razón son de frecuente uso las fracciones de masa de estas especies atómicas : X para el hidrógeno, Y para el Helio y Z para la suma de los elementos más pesados que este último, que en este contexto reciben el nombre de metales. En términos de estas fracciones de masa estandarés, la última expresión puede escribirse en la forma,

$$\frac{1}{\mu_n} \approx X + \frac{1}{4}Y + \frac{1}{\bar{A}}Z$$

donde \bar{A} es el número de masa promedio de los metales considerados, que para la mayoría de las aplicaciones astrofísicas se asume como $\bar{A} = 15,5$.

Para el caso de un plasma con un alto grado de ionización (que corresponde al estado que nos interesa) la situación es ligeramente distinta. Aquí la masa promedio de las partículas se escribe

$$\bar{m}_i = \frac{\sum_j N_j m_j}{\sum_j N_j + N_j Z_j}$$

En el numerador se ha despreciado la masa muy pequeña de los electrones que andan libres, que sin embargo se consideran en el conteo del denominador, en el que se supuso ionización total: cada especie atómica contribuye con todos sus Z_j electrones. Por un razonamiento similar al anterior se puede mostrar que,

$$\frac{1}{\mu_i} = \sum_j \frac{1 + Z_j}{A_j} X_j$$

Considerando las fracciones de masa estandares X, Y, Z y suponiendo en general que en promedio para los átomos más pesados que el Helio el número de electrones (o protones en el núcleo) es aproximadamente la mitad del número total de nucleones A , podemos finalmente escribir por la anterior ecuación,

$$\frac{1}{\mu_i} = 2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z$$

Ejemplo 1

Con una composición química caracterizada por los valores $X = 0,70$ $Y = 0,28$ y $Z = 0,02$ (esta es la composición química solar) determinar el peso molecular promedio de a) materia con dicha composición química con átomos en estado neutro (nube de hidrógeno neutro en medio interestelar). b) materia con la composición química supuesta pero formada por iones completamente desnudos (el interior solar).

Solución

a. En este caso utilizamos

$$\frac{1}{\mu_n} \approx X + \frac{1}{4}Y + \frac{1}{15,5}Z$$

el resultado es, $\mu =$

b. Utilizando,

$$\frac{1}{\mu_i} = 2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z$$

encontramos $\mu = 0,62$

La relación entre la Presión y la densidad de la materia estelar implicada en la ecuación de estado, la ecuación de equilibrio hidrostático y la ecuación de conservación de la masa, permiten determinar el valor de todas las cantidades involucradas en ellas a cualquier profundidad en la estrella. Sin embargo un obstáculo se pone de nuevo en el camino : la temperatura.

El problema de la determinación de la temperatura a cualquier profundidad en la estrella será considerado más adelante en la sección correspondiente al transporte de energía en la estrella.

Por ahora nos ocuparemos de estudiar brevemente las condiciones que introduce sobre las variables de estado la segunda condición de equilibrio : el equilibrio térmico o radiativo.

3.4 Equilibrio térmico o radiativo

Para considerar el problema del equilibrio térmico o radiativo al interior de la estrella imaginemos encontrarnos situados a una distancia r del centro de la estrella. Sobre la superficie de la esfera de radio r sobre la que nos encontramos fluye radiación en todas direcciones pero consideraremos sólo aquella que va radialmente hacia afuera desde dicha superficie imaginaria. Sea L la cantidad total de energía que fluye hacia afuera por unidad de tiempo a través de toda la esfera considerada. Imaginemos ahora que nos desplazamos a una superficie vecina más exterior de radio $r + dr$. En su camino hasta allí la radiación es absorbida y reemitida por la materia en su camino. La condición de equilibrio térmico establece que la energía que sea absorbida por la materia le sea completamente repuesta a la radiación ; en estas condiciones la cantidad de energía total $L + dL$ que atravesaría la nueva superficie por unidad de tiempo sería idéntica a la anterior de modo que la condición de equilibrio térmico se puede escribir de la forma,

$$dL = 0$$

¿ Qué pasa si la materia además de la energía de movimiento que posee y que debe permanecer constante para satisfacer la condición de equilibrio térmico, posee además otro tipo de energía que puede liberar espontáneamente ?. Cómo la materia debe conservar su temperatura, dicha energía no puede ser retenida y acumulada sino que es entregada a la radiación que la atraviesa quien la transporta hacia afuera para conservar el equilibrio. En estas condiciones, producción de energía por la materia, la condición de equilibrio térmico se escribe en la forma,

$$dL = \epsilon dm$$

donde ϵ es la cantidad de energía producida por la unidad de masa en la unidad de tiempo y recibe el nombre de *rata de producción de energía*. Para la geometría considerada en la anterior descripción la ecuación de equilibrio térmico se escribe en la forma más adecuada,

$$dL = \epsilon \rho(r) 4\pi r^2 dr$$

$$\frac{dL}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \epsilon \quad (3.4)$$

Es fácil ver que la consideración de la situación en la que la materia produce por si sola energía no responde solamente a una necesidad de hacer más general 3.4 sino que además es una condición necesaria para que la estrella sea lo que es : una fuente constante de radiación que no se enfría .

Si supusiéramos que la materia de la estrella no produce en absoluto ninguna energía, obviamente distinta de la que puede producir en virtud de su agitación térmica, es decir si tomamos $\epsilon = 0$ para cualquier r entonces $dL/dr = 0$ y nos enfrentaríamos a la siguiente situación : Por razones obvias $L(0) = 0$ y por la ecuación de equilibrio térmico debe serlo para otros r distintos de 0, esto es la estrella no emitiría absolutamente nada de radiación sin enfriarse.

Las estrellas, pues, necesitan una fuente de energía, distinta del calor de la materia que las constituye, para poder mantenerse encendidas. Pero, ¿ qué fuente de energía es esa ?. En la proxima sección exploraremos el problema del origen de la energía estelar, uno de los más grandes retos científicos de la historia.

3.5 La Fuente de Energía de las Estrellas

La respuesta a la pregunta cuál es el proceso que produce la energía que alimenta el voraz horno estelar representa uno de los grandes logros de la astrofísica de nuestro siglo.

Preguntémonos, como lo hicieron los astrofísicos del principio de esta centuria, qué proceso puede liberar la energía necesaria para mantener encendida una estrella por lo menos miles de millones de años, como sabemos lo ha hecho nuestro Sol . Las posibilidades no son muchas.

Existen en general 3 procesos posibles por los cuales se puede extraer energía de la materia. Analicemos en algún detalle cada uno de ellos.

Por un lado encontramos la denominada energía química. Este es el tipo de energía que utiliza mi cerebro para mantenerme escribiendo estas líneas y la misma que hace mover los pistones de los automóviles y otras máquinas. Consiste en la liberación de la energía encerrada en los enlaces químicos que se establecen entre los átomos o grupos de átomos que constituyen las moléculas de una sustancia. Así por ejemplo la energía que produce la llama de una vela es liberada cuando son rotos y formados enlaces químicos en reacciones que tienen lugar en los gases que la forman. ¿ Podrán procesos como estos explicar la energía emitida por las estrellas ?. ¿ Estarán las estrellas constituidas de algún tipo de sustancia química que al reaccionar con otra libera la energía que se convierte en el calor y radiación que baña el planeta desde el principio mismo de la vida ?. Varios argumentos descartan de tajo esta posibilidad.

El primero y más obvio de ellos, se puede encontrar pensando en el estado en el que se encuentran los átomos que constituyen las estrellas : como sabemos las altas temperaturas, que superan típicamente los 10 000 grados, hacen que se rompan los vínculos entre por

lo menos los electrones exteriores de dichos átomos y el corazón del mismo (núcleo + electrones interiores). Sin los electrones ligados y con las energías medias involucradas en las colisiones entre los iones es casi imposible que se de cualquier tipo de proceso químico, dejando descartada de entrada la posibilidad considerada.

Otro argumento en contra de esta posibilidad, aun más elaborado y el primero históricamente, hace relación a la eficiencia energética de los procesos químicos. En promedio puede decirse que en una reacción química puede liberarse del orden de unos 100Kj/gr. La masa de combustible necesaria para producir los $3,8 \times 10^{23} \text{Kj}$ emitidos por el Sol cada segundo será por tanto igual $3,8 \times 10^{21} \text{gr}$. Si suponemos que el Sol está hecho enteramente del combustible considerado, sus $2 \times 10^{33} \text{gr}$ permitirían que brillara con la misma intensidad por un período de unos 16 000 años, lo que esta en entera contradicción con los registros arqueológicos, que ponen por ejemplo el origen de las primeras civilizaciones, que vieron obviamente el mismo Sol que conocemos, hace 40 000 años.

Otra de las fuentes de energía que fue considerada por los estudiosos del problema procedía de un mecanismo común en muchos procesos astrofísicos : el colapso gravitacional.

Todo sistema de partículas autogravitante tiene asociada una energía potencial gravitacional y una energía cinética total resultante de la suma de energía cinética de las partículas individuales.

La energía potencial de un cuerpo con simetría esférica de radio R está dada por,

$$U = -4\pi G \int_0^R M_r \rho r dr$$

Si asumimos la situación de un cuerpo homogéneo (densidad constante) e integramos obtenemos,

$$U = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$$

Vemos pues cómo la energía potencial gravitacional depende del inverso del tamaño del objeto considerado, y un cambio en dicho tamaño conducirá a su vez a un cambio en la energía potencial del mismo. En particular cuando el cuerpo se hace más pequeño (colapsa), la energía potencial gravitacional disminuye. ¿ A dónde fue a parar el sobrante ?. Si consideramos al cuerpo aislado de cualquier cuerpo exterior debe concluirse, por la conservación de la energía que esta se ha convertido en energía cinética de las partículas que constituyen el cuerpo en cuestión ; podemos concluir así que un cuerpo que se contrae sin intercambiar energía con el medio sufre un calentamiento. Si ahora permitimos que el calor ganado por el colapso se convierta en radiación, llegamos al más interesante resultado de que un cuerpo que colapse emite radiación sin enfriarse.

¿ Pueden los procesos de colapso gravitacional explicar el origen de la energía de las estrellas ?, esto es, ¿ la energía que emiten las estrellas procede de la disminución constante de su tamaño ?.

Asumiendo un Sol homogéneo y que se ha contraído desde un tamaño muchísimo más grande que el actual hasta un tamaño similar al actual y a una rata tal que explique

la cantidad total de energía emitida por nuestra estrella un cálculo preciso muestra que el proceso tardaría solo unos 10 millones de años. Un período de vida como este para el Sol se contradice con los registros paleontológicos que datan en 65 millones de años la desaparición masiva de los dinosaurios y muchas otras especies animales y vegetales que conocieron seguramente el Sol tal y como lo vemos en el presente.

No nos queda otra salida : los procesos nucleares.

Los núcleos atómicos guardan una de las más enormes fuentes de energía disponibles en el universo. Ciertos procesos que involucran alteraciones de la estructura de los núcleos pueden liberar esa energía escondida en ellos. El descubrimiento del tipo de procesos que permiten realizar ese aprovechamiento del potencial disponible en el núcleo de los átomos ha representado una de las más grandes revoluciones en el campo de la generación de energía controlada (y descontrolada también) en toda la historia de la humanidad, y para nosotros representará como lo veremos a continuación la solución al dilema del origen de la energía estelar.

¿ De qué modo preciso puede extraerse energía de un núcleo atómico ?.

Una de los más sorprendentes consecuencias del famoso resultado de la relatividad especial resumido en la fórmula $E = mc^2$ es el de que los sistemas ligados poseen una masa inferior a la suma de la de sus partes. Este defecto de masa se produce por la pérdida de energía que sufre el sistema cuando se está formando. Piénsese por ejemplo en el proceso de formación de un átomo de Hidrógeno a partir de un protón y un electrón que da lugar a la producción de fotones que escapan del sistema. La aproximación del electrón al protón se produciría por un salto entre niveles discretos de energía precisa. Al final del proceso el átomo de Hidrógeno formado tendrá una masa igual a la suma de la masa del electrón y el protón, menos la correspondiente a la energía liberada por la radiación. Esta última energía tendrá un equivalente másico tan pequeño que no podríamos notarlo y el químico seguiría utilizando para computar la masa de cualquier átomo la suma de las masas individuales de sus constituyentes.

Cuando se trata de calcular la masa de un núcleo atómico la situación es enteramente diferente. La energía liberada ahora en el proceso de formación es tan grande que su equivalente másico puede ser importante respecto a la masa de los constituyentes del sistema, protones y neutrones, y dicha pérdida debe por tanto ser tomada en cuenta.

La masa de un núcleo atómico que contiene Z protones y N neutrones ($A = N+Z$) es por tanto,

$$M({}_Z^A X_N) = Zm_p + Nm_n - B/c^2$$

B es precisamente la energía que se liberaría durante un hipotético proceso de formación por la unión una a una de las partículas que forman el núcleo y recibe el nombre de *Energía de Enlace Nuclear*.

Dos son los posibles procesos con los que puede verse alterada considerablemente la estructura de un núcleo atómico : la fisión y la fusión. En la primera un núcleo atómico pesado, se escinde en dos o más núcleos livianos. El segundo proceso, la fusión, como su

nombre lo indica implica la conformación de un núcleo atómico mediante la unión de dos previamente existentes.

La realización del proceso de fusión de dos núcleos atómicos está sometida a una serie de condiciones mínimas. Una de ellas y quizá la más importante radica en el hecho de que los protones que los constituyen se repelen mutuamente y para fundir los núcleos las condiciones en una colisión deben estar dadas para que dicha repulsión sea superada permitiendo a los núcleos acercarse lo suficiente para que empiece a actuar la fuerza nuclear fuerte, la que una vez en escena podría completar el proceso de unión. Propongámonos, primero desde un punto de vista clásico, preguntarnos las condiciones para que un par de núcleos que se acercan frontalmente logren superar su mutua repulsión electrostática.

Ubiquemos nuestro referencial en el centro de masa del sistema, es decir cambiemos la situación por la de una partícula puntual de carga Z_1 igual a la de uno de los núcleos y cuya masa es $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$, que se acerca a un centro dispersor con carga Z_2 y de masa infinita. La energía potencial de la partícula μ es a grandes distancias del centro dispersor igual a la energía potencial electrostática clásica,

$$U_e = + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

A una distancia inferior al radio nuclear (asumimos aproximadamente igual el radio de los dos núcleos, $r_N \approx 10^{-15}m$), la repulsión electrostática perderá su importancia frente a la potentísima atracción fuerte. La energía potencial en dicha región en virtud de esta interacción se asume por comodidad constante y obviamente negativa. La forma total del potencial se presenta en la figura 3.2.

La condición mínima para que se de el proceso de formación del nuevo núcleo es, en términos de lo anterior, que la energía total de la partícula *reducida*, que en el infinito es puramente cinética, coincida o sea mayor que el valor de la repulsión electrostática justo en $r = r_N$, esto es,

$$K_{min} = \frac{1}{2}\mu v_{fusion}^2 = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r_N}$$

cualquier partícula con una velocidad inferior a v_{fusion} se aproximara al centro dispersor y se detendrá completamente antes de alcanzar la región de acción de la fuerza fuerte, para posteriormente retornar por el camino por el que vino ; no habra fusión en este caso. Si suponemos un medio regular sometido a la estadística de Maxwell-Boltzmann la anterior condición se convertira en una condición sobre la temperatura en la forma,

$$\begin{aligned} \frac{3}{2}kT_{min} &= \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r_N} \\ T_{min} &= \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{12\pi\epsilon_0 k r_N} \end{aligned} \quad (3.5)$$

de modo que por razonamientos clásicos podemos decir que la temperatura mínima para que ocurra una reacción de fusión que involucre núcleos de Hidrógeno ($Z_1 = Z_2 = 1$) es,

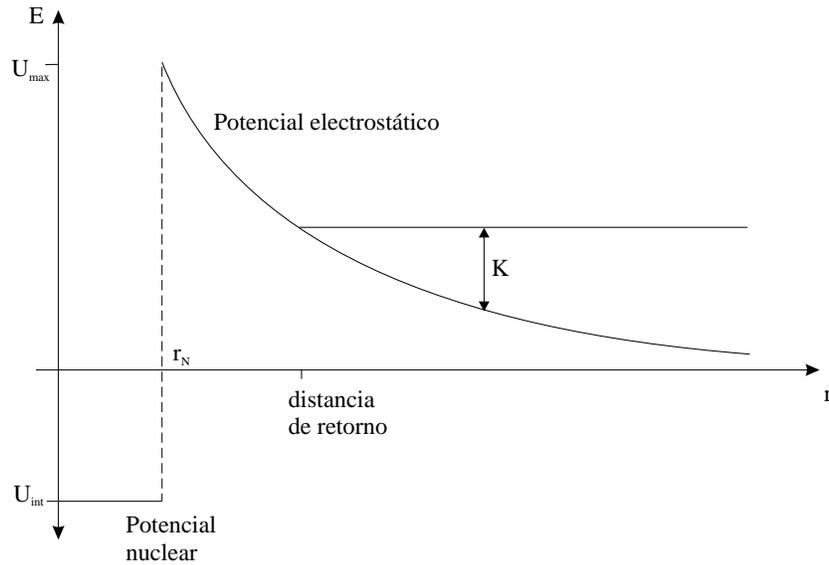


Figura 3.2: Potencial propuesto para el núcleo dispersor.

$$T_{min} = 11 \times 10^9 \text{K}$$

¿ se cumple esta exigente condición en el centro de las estrellas?.

Un sencillo cálculo permite estimar el valor de la temperatura nuclear de una estrella cualquiera para corroborar si es posible que procesos de fusión nuclear tengan lugar allí. Partamos de la ecuación de equilibrio hidrostático,

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_r \rho(r)}{r^2}$$

Si suponemos la densidad constante e igual a $\rho = \bar{\rho} = M/4\pi R^3$, podemos integrar la ecuación de conservación de la masa, para calcular punto a punto el valor de la masa contenida en función del radio, así ,

$$M_r = 4\pi \int_0^r \rho(r) r^2 dr$$

$$M_r = M \frac{r^3}{R^3}$$

Introduciendo este resultado en la ecuación de equilibrio hidrostático e integrando para calcular el valor de la presión central de la estrella, asumiendo un valor superficial de $P = 0$ para esta cantidad, se obtiene

$$0 - P_c = -G\bar{\rho}M \int_0^R \frac{r^3/R^3}{r^2}$$

$$P_c = \frac{3GM^2}{4\pi R^4}$$

Introduciendo los valores correspondiente al Sol, una estrella típica no muy grande, obtenemos el resultado numérico,

$$P_{c\odot} = 2,7 \times 10^{14} \text{ N m}^{-2} = 2,7 \times 10^9 \text{ Atm}$$

Podemos ahora utilizar la ecuación de estado para calcular apartir de la densidad supuesta y la presión estimada, la temperatura del núcleo solar,

$$T_c = \frac{4\pi\mu m_H P_c R^3}{3Mk}$$

Asumiendo el valor de μ correspondiente a materia con la composición de la materia solar y completamente ionizada, como fue calculado en el ejemplo 1 de la sección, encontramos finalmente,

$$T_{c\odot} = 14,3 \times 10^6 \text{ K}$$

habiamos sinembargo obtenido una temperatura mínima del orden de decenas de miles de millones de grados para que ocurran reacciones de fusión del hidrógeno en el interior solar, y nuestro anterior estimativo de la temperatura central, que representa una buena aproximación al valor determinado por métodos más precisos, cae sustancialmente por debajo de este umbral. ¿ No pueden, entonces, ocurrir reacciones de fusión nuclear en el interior de las estrellas ?, esto nos deja entre manos un grave problema, si no son los eficientísimos procesos nucleares los que alimentan el horno estelar, ¿ qué puede ser entonces ?.

Antes de abandonar el examen de los procesos nucleares como fuentes de la energía estelar, debemos reconocer un aspecto fundamental de nuestra anterior argumentación : cuando calculamos el valor mínimo de la temperatura, necesario para que los núcleos tengan las velocidades que les permitan superar las barreras de potencial electrostático que los separan, utilizamos argumentos enteramente clásicos. ¿ Cómo cambia nuestro resultado cuando introducimos elementos del comportamiento cuántico de los núcleos en colisión ?. examinemos esta posibilidad.

Un cálculo preciso del proceso de colisión implicaría por ejemplo la utilización de la ecuación de Schrodinger para determinar el valor de la función de onda de la partícula reducida en presencia del potencial de la figura 3.2. En la gráfica de la figura 3.3 se hace una representación aproximada del resultado de un análisis como este. Como puede observarse allí cuando evaluamos la probabilidad de encontrar al núcleo en algún lugar del espacio, existe una probabilidad distinta de 0 de que se lo encuentre más alla de la barrera en $r = r_N$, aun sin tener desde el punto de vista clásico la energía suficiente para superar dicha barrera. Es como si el núcleo atómico pudiera atravesar la barrera de potencial a traves de un túnel, sin necesidad de llegar a la cima de la misma. Este conocidísimo y paradójico comportamiento cuántico es conocido precisamente como el *efecto túnel* y fue

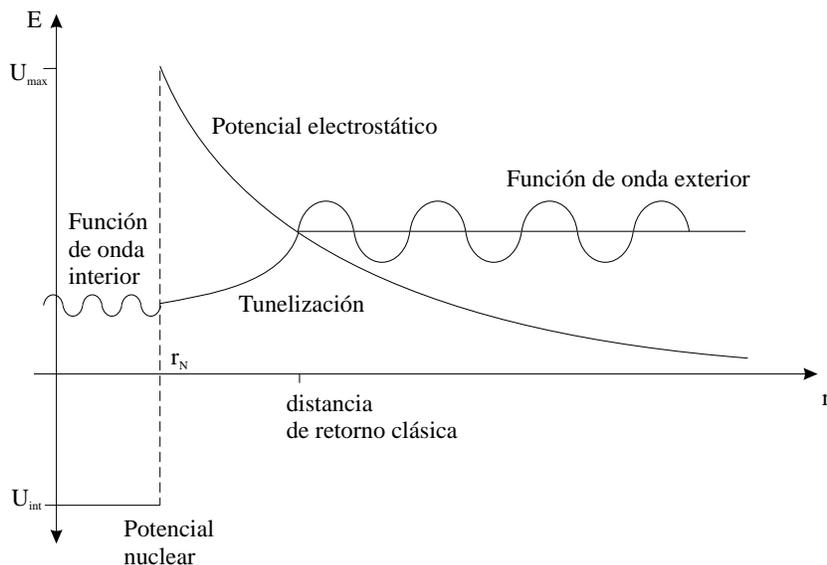


Figura 3.3: Forma general de la función de onda de una partícula puntual de carga Z_2 en el potencial típico de una colisión nuclear.

por primera vez propuesto por George Gamow como solución al problema de la producción de energía en la estrella por los procesos de fusión.

Podemos hacer un sencillo cálculo (no el preciso que implicaría resolver la ecuación de Schrodinger), para estimar cual es ahora el valor mínimo de la temperatura en un plasma para que tenga lugar el proceso de fusión de dos núcleos.

Toda partícula cuántica tiene asociada una onda cuya longitud está relacionada con su momentum lineal (una propiedad corpuscular), por la hipótesis de De Broglie, mediante la expresión,

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

λ cuantifica de alguna manera la dimensión de la región del espacio en la que puede ser encontrada la partícula en cuestión.

Si consideramos ahora la partícula reducida de nuestro problema que se acerca al potencial dispersor podemos pensar que incluso antes de situarse a una distancia muy pequeña del centro dispersor la probabilidad de que se encuentre en el interior de la barrera es distinta de cero y de súbito puede encontrarse allí aún sin contar con la energía necesaria para acercarse hasta $r = r_N$. Para que esto tenga lugar puede pensarse que la partícula debe tener una energía que la acerque a una distancia que es del orden de su longitud de De Broglie. Esta condición puede escribirse como,

$$\frac{1}{2}\mu v^2 = \frac{p^2}{2\mu} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0\lambda}$$

Calculando el valor de λ que satisface la anterior igualdad, encontramos,

$$\lambda = \frac{4\pi\epsilon_0 h^2}{2\mu Z_1 Z_2 e^2}$$

Por otro lado la temperatura necesaria para que las partículas tengan la velocidad justa para aproximarse a una distancia λ del centro dispersor está dada por 3.5,

$$T_{min} = \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{12\pi\epsilon_0 k \lambda}$$

sustituyendo el valor de λ encontrado hallamos finalmente,

$$T_{min} = \frac{4\mu Z_1 Z_2 e^4}{3(4\pi\epsilon_0)^2 k h^2}$$

Para la fusión del Hidrógeno ($\mu = m_H/2$) es necesaria una temperatura mínima estimada de,

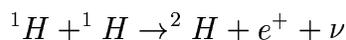
$$T_{min,H} = 9,7 \times 10^6 \text{ K}$$

que está en un entero acuerdo con la temperatura estimada para el núcleo solar.

El anterior razonamiento, demuestra pues, definitivamente, que es por lo menos posible que los procesos de fusión nuclear alimenten a las estrellas. La verificación definitiva y observacional de que es así nos la dará la detección de los neutrinos producidos durante los procesos de fusión, de los que hablaremos brevemente más adelante.

Una vez identificado el tipo de proceso que da lugar a la energía de las estrellas ocupémonos ahora de los detalles en lo que concierne a la manera como son fusionados los núcleos de hidrógeno (los más abundantes en la estrella) para liberar la energía necesaria para mantener la estrella encendida miles de millones de años.

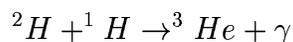
El más sencillo proceso de fusión que puede tener lugar en el interior de las estrellas es aquel en el que dos protones (núcleos del isótopo más liviano del Hidrógeno) se unen para formar un núcleo de deuterio. La reacción se puede escribir de la forma,



esta reacción libera una energía de $1,442\text{MeV}$ que se va en la forma de energía cinética del deuterio, el positrón y el neutrino. El neutrino (que en la reacción se lleva una energía máxima de $0,42\text{MeV}$), una partícula extremadamente elusiva, escapa rápidamente del Sol sin interactuar casi en absoluto con la materia que lo constituye, de modo que no realiza ningún aporte a la luminosidad final de nuestra estrella. Si supusieramos que esta es la única reacción productora de energía en el interior solar, nos veríamos enfrentados con el problema de que la energía total que ella provee, en promedio unos $1,2\text{MeV}$, permitiría

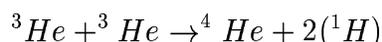
al Sol, mantener la misma luminosidad actual, consumiendo el 10% de su hidrógeno por un tiempo de apenas unos 1 000 millones de años, inferior incluso a la edad que tiene la vida sobre la Tierra.

Se puede sinembargo mostrar que una vez formado el deuterio por esta primera reacción, este puede fácilmente fusionarse con los abundantes protones disponibles en el medio mediante una reacción que está dada por,



la reacción anterior puede liberar un total de unos 5,5 MeV que se utilizan principalmente para formar el fotón γ . Con la energía que aporta esta reacción a los 1,2 MeV producidos en la anterior se consiguen unos 6,7 MeV, que aun son insuficientes para explicar la iluminación constante del Sol a lo largo de los últimos 5 000 millones de años. Es requerida pues la ocurrencia de otras reacciones que aporten aun más energía.

Una vez se ha formado ${}^3\text{He}$ por la anterior reacción, la física nuclear permite la ocurrencia de un par de reacciones posibles, de las cuales la más probable (85% en las condiciones del núcleo solar) corresponde a aquella en la cual, este núcleo se fusiona con otro idéntico para formar uno nuevo del más abundante isótopo de Helio, así ,



esta reacción es altamente eficiente y en ella se puede liberar un total de unos 13 MeV. Hasta este punto la energía total liberada en las 3 reacciones descritas es en total de unos $2 \times (2\text{MeV} + 5,5) + 13\text{MeV} \approx 26\text{MeV}^2$. La energía total liberada por este ciclo de reacciones, en las que se convierten en total 4 núcleos de Hidrógeno en un núcleo de Helio, puede hacer brillar al Sol, con su luminosidad actual y consumiendo apenas el 10% del Hidrógeno disponible por un período de 10 mil millones de años, un tiempo de sobra para explicar la estabilidad solar en los últimos 5000 millones de años.

A este conjunto de reacciones se le da el nombre de *cadena protón-protón (cadena p-p)* y es ella la responsable por la producción de la mayor parte de la energía liberada por nuestro Sol.

Habíamos dicho que la reacción en la que el ${}^3\text{He}$ se convierte directamente en ${}^4\text{He}$ por la fusión con un núcleo idéntico ocurre el 85% de las veces. El 15% restante el ${}^3\text{He}$ puede encontrar un núcleo de ${}^4\text{He}$ para formar un núcleo de ${}^7\text{Be}$, que después de una serie conocida de reacciones conduce finalmente a la formación de un núcleo de ${}^4\text{He}$.

Existe pues una rama adicional de la cadena p-p que produciendo una energía similar a la producida por la rama principal, conduce exactamente al mismo resultado que esta última. Los detalles de las reacciones que forman las distintas ramas de la cadena p-p se presentan en la figura 3.4.

²El 2 que acompaña la suma de las energías de las primeras dos reacciones se debe al hecho de que son necesarios 2 núcleos de ${}^3\text{He}$ para realizar la última reacción, núcleos que sólo son formado en ese par de reacciones

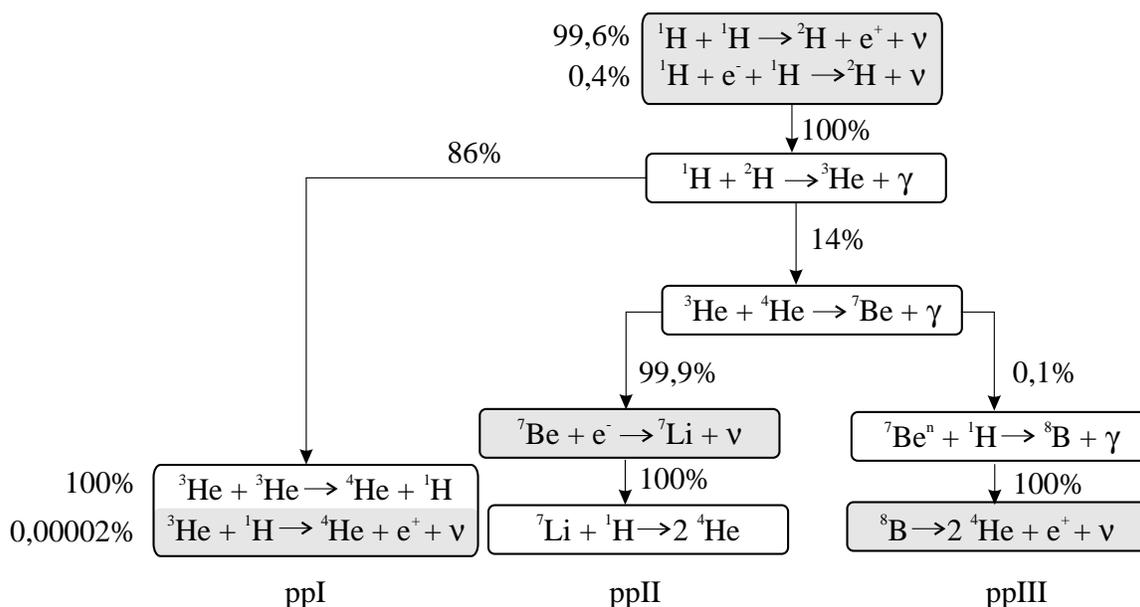


Figura 3.4: La cadena protón - protón y sus ramas.

Existe una serie distinta de reacciones nucleares que conducen también a la formación de ${}^4\text{He}$ a partir de 4 núcleos de Hidrógeno y en el que interviene a modo de catalizador un núcleo de ${}^{12}\text{C}$. esta serie de reacciones, conocidas como el *ciclo CNO*, se presentan a temperaturas superiores a las correspondientes a la cadena protón-protón y como lo veremos en el capítulo siguiente parecen ser principalmente las que producen la energía de las estrellas más masivas que nuestro Sol. En la figura 3.5 se presentan los detalles de este ciclo de reacciones.

Recordemos pues que parte de lo que nos motivaba a estudiar el problema de la generación de la energía en el interior de las estrellas, era el encontrar la forma en la que dependía el parámetro ϵ que aparecía en la ecuación de equilibrio térmico (Ec. 3.4). Cálculos detallados basados en la física de las reacciones nucleares descritas permiten hallar dicha dependencia. El resultado es, para la cadena p-p,

$$\epsilon_{pp} = 2,38 \times 10^6 \rho X^2 (T_6)^{-2/3} \exp(-33,80 T_6^{-1/3}) \text{ j gr}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

y para el ciclo CNO,

$$\epsilon_{CNO} = 8,67 \times 10^{23} \rho X^2 X_{CNO} (T_6)^{-2/3} \exp(-132,28 T_6^{-1/3}) \text{ j gr}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

En estas expresiones, $T_6 = T/10^6 K$ y X_{CNO} representa la fracción de masa combinada de Carbono, Nitrógeno y Oxígeno, los principales elementos que intervienen en el ciclo CNO.

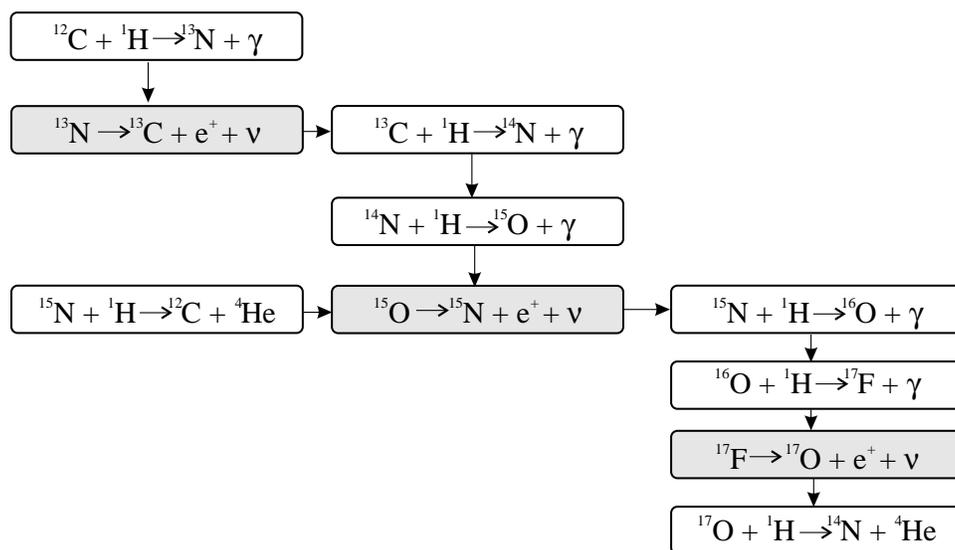


Figura 3.5: Las reacciones que constituyen el ciclo CNO.

En la mayoría de las distintas ecuaciones que describen el estado de la materia en el interior estelar que hemos encontrado hasta este punto (ecuación de equilibrio hidrostático, conservación de la masa, ecuación de equilibrio térmico) esta implícita de alguna manera la temperatura. Para completar el cuadro físico-matemático que hemos construido del interior estelar hace falta por tanto la formulación de una ecuación que describa la manera como varía en el interior de la estrella este ubicuo parámetro. En la próxima sección estudiaremos este problema.

3.6 Transporte de la energía en el interior estelar

Una vez producida la energía en los procesos nucleares en el centro de las estrellas, ¿cómo es llevada esa energía hasta la superficie donde es radiada al exterior?. Dedicaremos esta sección a dar respuesta a esa pregunta.

Existen fundamentalmente 3 procesos de transporte de energía en la materia : conducción, radiación y convección.

El transporte por conducción es aquel en el que la energía es llevada de un lugar a otro en un cuerpo por medio de las colisiones entre las partículas del medio. Este tipo de transporte es común en materia en estado sólido o en otros altamente densos.

El transporte por radiación tiene lugar cuando el camino libre medio de los fotones supera el correspondiente a las partículas del medio, de modo que antes de que la energía sea llevada de un lugar a otro vía colisiones, la radiación, con una mayor libertad de movimiento, realiza dicho trabajo. El transporte por radiación tiene lugar en medios

transparentes (una opacidad comparativamente baja).

Finalmente, la energía es transportada por convección, cuando inestabilidades mecánicas en el medio, provocan el movimiento de porciones completas de materia que se desplazan llevando calor de las regiones más calientes a las más frías. Este tipo de transporte tiene lugar en materia sometida a enormes gradientes de temperatura inducidos, por ejemplo, por una gran opacidad o por la muy desigual producción de energía en su interior.

En las estrellas normales comunmente la energía se transporta por los dos últimos mecanismos (radiación y convección) siendo la conducción un medio de transporte más bien propio de estrellas peculiares tales como enanas blancas.

Estudiemos ahora en algún detalle la manera como los distintos procesos de transporte distribuyen la energía en el interior de la estrella y las condiciones para que sea uno u otro el mecanismo que lleva a cabo dicha misión.

3.6.1 Transporte Radiativo

El problema del transporte por radiación fue más o menos bien estudiado por nosotros en la primera parte del capítulo 2. Allí introducimos lo que se conoce como la ecuación de transferencia radiativa, que, para una geometría simplificada, tiene la forma

$$\cos \theta \frac{dI_\lambda(\tau_\lambda, \theta)}{d\tau_\lambda} = I_\lambda(\tau_\lambda, \theta) - S_\lambda(\tau_\lambda)$$

Si multiplicamos la anterior ecuación por $\cos \theta$ e integramos sobre todas las direcciones y sobre todas las longitudes de onda, asumiendo que la opacidad es independiente de esta última, se encuentra,

$$\frac{d}{d\tau} \int_{4\pi} I \cos^2 \theta d\Omega = \int_{4\pi} I \cos \theta d\Omega = F \quad (3.6)$$

Donde F es el flujo radiativo bolométrico ; en equilibrio termodinámico local tenemos que

$$I = \int_0^\infty I_\lambda d\lambda = \int_0^\infty B_\lambda(T) d\lambda = \sigma T^4$$

con este cálculo 3.6 queda,

$$\frac{d}{d\tau} \left(\frac{4\sigma}{3} T^4 \right) = F$$

Por la definición de profundidad óptica tenemos $d\tau = -\bar{\kappa}\rho dr$. Asumiendo simetría esférica se tiene además $F = L_r/4\pi r^2$ de modo que la anterior ecuación se convierte en,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr} \left(\frac{4\sigma}{3} T^4 \right) &= -\bar{\kappa}\rho \frac{L_r}{4\pi r^2} \\ \frac{dT}{dr} &= -\frac{3}{4\sigma} \frac{\bar{\kappa}\rho}{T^3} \frac{L_r}{4\pi r^2} \end{aligned} \quad (3.7)$$

que finalmente da el gradiente de la temperatura como es determinado por el proceso de transporte radiativo.

3.6.2 Transporte Convectivo

Nos proponemos ahora a encontrar la manera como es determinado el gradiente de temperaturas en la región de una estrella donde el transporte de energía se realiza por convección. Debe aclararse que los procesos de convección en las estrellas son altísimamente complicados involucrando la solución de problemas hidrodinámicos que superan el nivel de esta presentación. Aquí solo pretendemos ofrecer una visión lo más general posible del proceso y de las condiciones para que se de. Un análisis más detallado del problema preciso de la convección se puede encontrar en los textos de referencia del capítulo.

Para comenzar imaginemos una porción de materia (una burbuja convectiva) que en cierta región de la estrella tiene una densidad levemente menor que la de su entorno, razón por la cual deberá ascender, en virtud del principio de Arquimides.

Tomemos una porción infinitesimal, dr , de la trayectoria en ascenso de la burbuja. En el proceso imaginemos que ella se expande de forma adiabática y supongamos que la presión interior de la burbuja y la de su entorno son casi iguales.

Si queremos que la burbuja ascienda una distancia adecuada deberemos exigir que en su nueva posición la densidad siga siendo menor que la de su entorno. Pero al ascender en el medio la densidad del mismo va cayendo de modo natural y si queremos que se mantenga la desigualdad deberemos exigir que la materia en la burbuja reduzca su densidad a una rata mayor en valor absoluto, que la correspondiente a la materia del medio, es decir,

$$\frac{d\rho_B}{dr} < \frac{d\rho_M}{dr} \quad (3.8)$$

Tratemos ahora de expresar los gradientes de la densidad en el medio y en la burbuja que aparecen en la desigualdad anterior en términos de las variables de estado que caracterizan el entorno.

En ambos casos, tanto para la materia en el entorno, como para la materia en la burbuja, se satisface la relación entre las variables de estado expresada por la ecuación de estado, así,

$$P = \frac{\rho k T}{\mu m_H}$$

derivando respecto a r la anterior relación, obtenemos,

$$\frac{dP}{dr} = \frac{kT}{\mu m_H} \frac{d\rho}{dr} + \frac{\rho k}{\mu m_H} \frac{dT}{dr} \quad (3.9)$$

se ha asumido una composición química homogénea para la estrella, por la cual $\frac{d\mu}{dr} = 0$.

Esta relación nos permite directamente obtener para el medio una conexión entre el gradiente de la densidad y los correspondientes gradientes de presión y temperatura en el medio, así,

$$\frac{d\rho_M}{dr} = \frac{\rho_M}{P_M} \left[\frac{dP}{dr} - \frac{P_M}{T_M} \frac{dT_M}{dr} \right] \quad (3.10)$$

Por otro lado sabemos que la materia en la burbuja se expande adiabáticamente, de modo que su volumen y presión se relacionan de la forma,

$$PV^\gamma = H$$

donde γ recibe el nombre de coeficiente adiabático que para un gas monoatómico (es esta la situación a la que nos enfrentamos en un plasma formado por iones y electrones individuales) adopta el valor $5/3$. H es una constante arbitraria. Asumiendo para la burbuja una densidad constante, podemos expresar el volumen en términos de la densidad y la masa $V = M/\rho$ lo que permite escribir,

$$P = \frac{H}{M^\gamma} \rho^\gamma \quad (3.11)$$

derivando respecto a r ,

$$\frac{dP}{dr} = \frac{H}{M^\gamma} \gamma \rho^{\gamma-1} \frac{d\rho}{dr}$$

De 3.11 se puede escribir H/M^γ en términos de la presión y la densidad, eliminando cualquier dependencia con estas desconocidas constantes. El gradiente de la densidad para la burbuja finalmente queda,

$$\frac{d\rho_B}{dr} = \frac{1}{\gamma} \frac{\rho_B}{P_B} \frac{dP_B}{dr} \quad (3.12)$$

Sustituyendo 3.10 y 3.12, en la desigualdad 3.8, obtenemos,

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\rho_B}{P_B} \frac{dP_B}{dr} < \frac{\rho_M}{P_M} \left[\frac{dP}{dr} - \frac{P_M}{T_M} \frac{dT_M}{dr} \right]$$

Asumiendo condiciones de equilibrio $P_B \approx P_M = P$, $T_B \approx T_M = T$, manipulaciones algebraicas en la anterior desigualdad conducen a,

$$\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr} > \frac{dT}{dr} \quad (3.13)$$

Por un momento, volvamos a 3.9. Habíamos dicho que esta relación era satisfecha en general en un gas donde fuera válida la ecuación de estado escrita, en particular en el que constituye la burbuja. Si sustituimos en esta expresión el gradiente de densidades 3.12, calculado mediante la asunción de una expansión adiabática, obtenemos,

$$\frac{dP}{dr} = \frac{P}{\rho} \frac{1}{\gamma} \frac{\rho}{P} \frac{dP}{dr} + \frac{P}{T} \frac{dT}{dr}$$

$$\frac{dT}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr}$$

Esta última expresión recibe el nombre de gradiente de temperatura adiabático. Finalmente, la condición para que tenga lugar el transporte convectivo es por 3.13,

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{ad} > \frac{dT}{dr}$$

Como es natural, en el interior de la estrella la temperatura decrece hacia afuera, i.e. $dT/dr < 0$, de modo que la anterior condición puede también escribirse en la forma,

$$\left| \frac{dT}{dr} \right| > \left| \frac{dT}{dr} \right|_{ad} \quad (3.14)$$

Vemos pues, como lo habíamos anunciado al principio de esta sección, que el transporte por convección está determinado por la magnitud de los gradientes de temperatura que se establezcan en una determinada región de la estrella: cuanto más grande sea el gradiente actual en la materia o menor el valor deducido para el gradiente adiabático, más probable es que la energía sea transportada por convección.

¿Qué tipo de fenómenos provocan esta clase de alteraciones en los gradientes de temperatura?

En virtud de 3.7 podemos suponer que en ciertas condiciones el gradiente de temperatura en una región de la estrella está directamente determinado por la opacidad de dicha región, de tal modo que regiones muy opacas tendrán enormes gradientes de temperatura induciendo la aparición de inestabilidades convectivas.

Por otro lado, se puede mostrar que,

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{ad} = \frac{-g}{C_P}$$

donde g es la magnitud del campo gravitacional y C_P es el calor específico de la materia a presión constante. En regiones de la estrella donde g se haga pequeño (cerca al centro o en la atmósfera de estrellas gigantes) el valor local del gradiente adiabático de temperaturas se hará pequeño también, haciendo dicha región de la estrella sensible a desarrollar inestabilidades convectivas. El incremento de C_P es debido por ejemplo por la presencia de procesos de ionización, que incrementan la capacidad de la materia para ganar calor del medio (cerca a la superficie estelar), reducirá también el valor de $dT/dr|_{ad}$, permitiendo la aparición de inestabilidades convectivas.

Otro mecanismo que puede provocar la aparición de convección corresponde a la existencia de un enorme gradiente de las propiedades emisivas (cuantificadas por ϵ) de la materia estelar en la región de producción de energía. Este tipo de comportamiento aparece por

ejemplo cuando los procesos que producen energía son altamente sensibles al valor de la temperatura, es el caso por ejemplo del ciclo CNO, situaciones en las cuales regiones de la estrella muy cercanas en el espacio y cuyas temperaturas difieren poco se convierten en regiones de producción y no producción de energía, ocasionando la aparición de enormes gradientes de temperatura que inducen inestabilidades convectivas.

Por último existe una manera simplificada de expresar la condición 3.13.

Reescribiendo esta desigualdad en la forma,

$$\frac{\frac{dP}{dr}/P}{\frac{dT}{dr}/T} > \frac{\gamma}{\gamma - 1}$$

llamando $\Gamma = \frac{\gamma}{\gamma - 1}$, la condición para que ocurra el transporte convectivo se convierte finalmente en,

$$\frac{d \ln P}{d \ln T} < \Gamma \tag{3.15}$$

Una de las cuestiones que había motivado nuestro estudio de los mecanismos de transporte de energía en el interior estelar era la de que estos determinaban el gradiente de una de las cantidades físicas que nos faltaba por describir en nuestro estudio del interior estelar : la temperatura.

Los análisis anteriores nos llevan finalmente a la solución del problema inicialmente planteado. El gradiente de temperatura en el interior de la estrella está dado por,

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{4\sigma} \frac{\bar{\kappa}\rho}{T^3} \frac{L_r}{4\pi r^2}, \text{ si } \frac{d \ln P}{d \ln T} > \Gamma \tag{3.16}$$

$$\frac{dT}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr}, \text{ si } \frac{d \ln P}{d \ln T} < \Gamma \tag{3.17}$$

Nótese que se ha asumido como gradiente de temperatura en el caso de transporte convectivo el gradiente adiabático, el valor mínimo que dicho gradiente puede asumir para que tenga lugar la convección.

3.7 Solución a las ecuaciones de la estructura estelar

A lo largo de este capítulo hemos hecho una revisión más o menos completa de los procesos que tienen lugar en el interior de las estrellas. En nuestro proceso de búsqueda de respuestas relativas a esta invisible región de la estrella, hemos obtenido una serie de construcciones físico-matemáticas que pueden describir con precisión las condiciones reinantes en el interior de las estrellas.

Dichas condiciones pueden caracterizarse, como vimos, por un conjunto de 4 variables : la presión, la temperatura, la masa y la luminosidad contenida. Asociadas a estas 4 variables hallamos 4 ecuaciones diferenciales que describen la manera como ellas deben

variar a todo lo largo de la estrella para satisfacer unas condiciones mínimas de equilibrio hidrostático, térmico y radiativo :

$$\begin{aligned}\frac{dP}{dr} &= -\frac{GM_r}{r^2}\rho \\ \frac{dM_r}{dr} &= 4\pi r^2\rho \\ \frac{dL_r}{dr} &= 4\pi r^2\rho\epsilon \\ \frac{dT}{dr} &= -\frac{3}{4\sigma}\frac{\bar{\kappa}\rho}{T^3}\frac{L_r}{4\pi r^2} \quad \text{si } \frac{d\ln P}{d\ln T} > \frac{\gamma}{\gamma-1} \\ \frac{dT}{dr} &= -\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)\frac{\mu m_H}{k}\frac{GM_r}{r^2} \quad \text{si } \frac{d\ln P}{d\ln T} < \frac{\gamma}{\gamma-1}\end{aligned}$$

Este conjunto de ecuaciones diferenciales no lineales acopladas, recibe el nombre de *Ecuaciones de la Estructura Estelar* y representan una de las más importantes herramientas del astrofísico estelar en el estudio de la estructura detallada de las estrellas.

En ellas participan, además de las variables ya mencionadas (T , P , M_r , L_r) otras cantidades físicas conectadas fundamentalmente con las propiedades particulares de la materia en cada punto de la estrella. Ellas son la densidad (ρ), la opacidad media ($\bar{\kappa}$, el promedio es hecho sobre longitudes de onda) y la rata de generación de energía (ϵ). Estas cantidades, encontramos, se encuentran directamente relacionadas con las variables dependientes, de las ecuaciones de la estructura estelar, relaciones que podemos expresar de la manera más general en la forma,

$$\begin{aligned}\rho &= \rho(P, T, X_A) \\ \bar{\kappa} &= \bar{\kappa}(P, T, X_A) \\ \epsilon &= \epsilon(P, T, X_A)\end{aligned}$$

Donde X_i representa la fracción de masa correspondiente a la especie atómica con número de masa A (A barre sobre todos los valores posibles).

La forma de estas funciones, conocidas como *Ecuaciones de Estado* o *Ecuaciones Constitutivas*, es dada explícitamente por resultados provenientes en general de otras áreas de la física. Así por ejemplo la dependencia de la densidad con la presión y la temperatura es provista por los métodos estadísticos de la física ; la opacidad, es dada por el estudio mecánico cuántico del problema de la interacción de la radiación con la materia y el coeficiente de emisión, para nuestro caso particular, es provisto por la física nuclear.

Cuando se proveen las condiciones de frontera del caso a las ecuaciones de la estructura estelar, una solución al problema matemático puede ser, en teoría, obtenida. Dicha solución nos provee del valor de todas las variables relevantes en el estudio de la materia en el interior estelar, P , T , M_r , L_r , ρ , ϵ , $\bar{\kappa}$. El conjunto de estas funciones (o sus valores punto a punto) forma lo que los astrofísicos conocen como un *Modelo Estelar*. Pero no

sólo es posible obtener el relativamente inobservable valor interior de estas cantidades. Es posible también predecir observables como el radio y la luminosidad de la estrella que contrastados con la realidad confirman o niegan el modelo elaborado.

¿ Qué se puede decir de la unicidad de la solución de las ecuaciones de la estructura estelar ?. Pensando en este problema, en la década de los 20, H. Voght, Henry Norris Russell (el mismo del diagrama), R.S. Dugan y J. Q. Stewart, elaboraron el conocido como *Teorema de Voght-Russell*, que en su forma original reza así :

Si la presión, la opacidad y la rata de generación de energía son funciones sólo del valor local de la densidad, la temperatura y la composición química, entonces la estructura de la estrella está determinada de manera única por su masa y composición química.

Esto es, una vez se fijan los valores de la masa y la composición química para la estrella un sólo modelo de la estrella puede ser construido.

¿ Cómo resolver el intrincado sistema de ecuaciones diferenciales, no lineales, acopladas que tenemos entre manos ?. Dado que la solución analítica al problema es en extremo complicada por no decir imposible (una aproximación analítica puede ser hecha utilizando el denominado modelo de los Politropos), en la práctica se recurre al uso de métodos numéricos para la solución de ecuaciones diferenciales, a veces sumamente sofisticados.

3.8 Ejercicios

3.1 Cuando se consideran validas ciertas aproximaciones, puede obtenerse en la atmósfera de una estrella una solución analítica a las ecuaciones de la estructura estelar. Una de las suposiciones que se hace respecto al comportamiento de la materia en las capas superiores de la estrella es la de que allí prima el proceso de transporte radiativo.

a. Escriba las ecuaciones de la estructura estelar para el caso considerado. En cada una de ellas exprese la densidad y la opacidad media en términos sólo de la Presión y la Temperatura, usando para ello la ecuación de estado y la denominada *ley de Kramer*, que expresa la opacidad en términos sólo de la densidad y la temperatura en la forma : $\langle \kappa \rangle = A\rho/T^{3.5}$.

Ayuda: Recuerde que para esta región de la estrella $M_r \approx M_s$ y $L_r \approx L_s$.

b. Utilizando la regla de la cadena, $dP/dT = (dP/dr)/(dT/dr)$, resuelva la ecuación para P(T), i.e. encuentre que,

$$P = \left(\frac{5,02\pi GM_s \sigma k}{L_s A \mu m_H} \right)^{1/2} T^{4,25}$$

- c. Sustituyendo en la ecuación para T , la función $P(T)$, demuestre que,

$$T = GM_s \left(\frac{\mu m_H}{4,25k} \right) \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R_s} \right)$$

NOTA: En la integración de las ecuaciones diferenciales, justifique claramente los límites de integración.

- 3.2 En el Sol se producen en promedio, por la cadena protón-protón 26,7 MeV, energía que escapa del núcleo y se convierte en la radiación que finalmente abandona el Sol.
- ¿ Cuántas ciclos pp tienen lugar en el Sol en un segundo?
 - calcule la masa total que pierde el Sol cada segundo.
 - En las reacciones de Fusión nuclear existe una conversión neta de núcleos de Hidrógeno (4 por ciclo) en núcleos de Helio. Teniendo en cuenta lo obtenido en el numeral 1 calcule el número de Núcleos de Hidrógeno que desaparecen en el centro del Sol cada segundo. A partir de este resultado evalúe la masa de Hidrógeno que cada segundo se convierte en Helio en las regiones centrales del Sol.
- 3.3 Utilizando la relación entre las variables de estado en un proceso adiabático y la ecuación de estado del gas ideal demostrar que en el transporte de energía por convección adiabática se satisface que,

$$\frac{dT}{dr} = - \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right) \frac{\mu m_H}{k} \frac{GM_r}{r^2}$$

- 3.4 Asumiendo que la estrella Sirio se encuentra en equilibrio hidrostático y sabiendo que su masa es $2,25 M_\odot$, su luminosidad $19 L_\odot$ y su temperatura efectiva es 9500 K, determinar, suponiendo la densidad constante e igual a la media y usando la ecuación del equilibrio hidrostático, la temperatura y la presión en el núcleo de la estrella.
- 3.5 Asumiendo que 10 eV podrían ser liberados por cada átomo del Sol a través de reacciones químicas, estimar cuánto tiempo podría brillar el Sol manteniendo su luminosidad actual si los procesos químicos fueran los responsables de la producción de su energía. Por simplicidad asuma que el Sol está enteramente compuesto por Hidrógeno. ¿ Es posible que el Sol sea alimentado enteramente por energía química ?, ¿ por qué ?.

Capítulo 4

Evolución estelar

4.1 Introducción

A pesar de que la experiencia parece decirnos que las estrellas son entes inmutables y eternos, el estudio detallado revela para ellas una naturaleza cambiante: como cualquier sistema natural están sometidas a un proceso de evolución, que a partir de un estado inicial y a través de una serie de procesos físicos la conducen a un inevitable final.

Será el objeto de este capítulo, presentar los aspectos más importantes del conjunto de procesos que dan vida a la estrella, la consumen y finalmente la convierten en un cuerpo muerto.

Uno de las primeras cosas que nos hace pensar que las estrellas no son indefinidamente estables, es el hecho de que dicha estabilidad está garantizada por la existencia de una fuente de energía interior que reponga aquella que la estrella irradia constantemente desde sus superficie. Ahora sabemos que dicha fuente está alimentada constantemente por el Hidrógeno que compone la región central de la estrella. Pero, ¿qué pasa cuando se agota la cantidad finita de hidrógeno disponible?. La estrella se ve abocada a un inevitable proceso en el que debe modificar su estructura para alcanzar el equilibrio perdido. Esta búsqueda del equilibrio es precisamente lo que conocemos como evolución estelar.

¿Cómo se forman las estrellas?, ¿cuáles son los cambios estructurales que sufren cuando se agota su combustible?, ¿cuál es la duración de este proceso?, ¿cómo se modifica la apariencia de la estrella a lo largo del mismo?, ¿cuál es el final de una estrella que ha agotado el material fusionable en su núcleo?, ¿cuáles son las pruebas observacionales de la existencia de la evolución estelar?. Daremos respuesta a estas preguntas en el presente capítulo.

4.2 La formación de las estrellas

¿De dónde procede la materia que constituye las estrellas?. A pesar de que la observación directa parece indicarnos que el espacio entre las estrellas está completamente vacío,



Figura 4.1: La nebulosa del Aguila, una típica nebulosa difusa, en cuyo seno se pueden estar formando estrellas.

como veremos en el siguiente capítulo, la verdad es bien distinta. Llenando los vacíos interestelares se ha encontrado materia, en un estado de bajísima densidad y temperatura, que en determinadas regiones del espacio sufre concentraciones constituyendo objetos como las visibles nebulosas (ver figura 4.1. Esta materia interestelar por particulares procesos puede reunirse para formar las estrellas que finalmente vemos.

Prueba de ello nos la ofrecen hechos como los de encontrar recurrentemente en asociación estrellas que sabemos jóvenes, y nubes densas del medio interestelar, o por ejemplo el hecho de que el disco de las galaxias, donde podemos encontrar las mayores concentraciones de este medio, sea también el lugar donde encontramos la mayor cantidad de estrellas recién nacidas.

¿ De qué forma la materia en las nubes interestelares puede reunirse para formar una estrella?. Sabemos de sólo una fuerza en la naturaleza que tiene la capacidad de actuar a gran escala para lograr el efecto deseado: la gravedad. Las partículas que constituyen una nube, como cualquier objeto en el universo, se atraen mutuamente en virtud de su gravedad. Sin embargo, el movimiento aleatorio de las mismas actúa como un efecto disgregador de la nube. En condiciones naturales puede decirse que las nubes en el medio interestelar se encuentran en un estado de casi-equilibrio en el que los dos efectos se compensan; pero en ciertos momentos dicho equilibrio puede verse temporalmente roto. Fuera del equilibrio ¿ cuál es el futuro de la nube?.

Imaginemos, por ejemplo que sobre una nube en equilibrio se produce una perturbación

que comprime una porción de la misma. El efecto de la compresión es el de aumentar localmente la densidad, aproximadamente constante de la nube. Una vez formada, ¿cómo evoluciona la perturbación?

Para un sistema autogravitante la condición de equilibrio se expresa en la forma,

$$K = \frac{1}{2} |U|$$

donde K es la energía cinética total del sistema y U es su energía potencial gravitacional. Esta relación no es otra cosa que una forma del conocido como teorema del virial.

Cuando un sistema se encuentra fuera del equilibrio la anterior igualdad no se satisface. Dos son las posibles razones para que esto suceda: la energía cinética del sistema es mayor a la mitad del valor absoluto de su energía potencial gravitacional, o el valor absoluto de la energía potencial supera por el doble la energía cinética total de la nube. En el primer caso

$$K > \frac{1}{2} |U|$$

Esta situación podría interpretarse como aquella en que la materia está más agitada de lo que se encuentra ligada gravitacionalmente, de modo que la perturbación evolucionara haciendo disgregar la nube, por lo menos hasta que se produzca el equilibrio deseado.

En el otro sentido,

$$K < \frac{1}{2} |U| \quad (4.1)$$

que puede interpretarse como si la ligadura gravitacional de la materia superara su tendencia a disgregarse (cuantificada por K). En esta situación, el triunfo de la gravedad sobre el efecto disgregador de la perturbación, que tiende a recuperar el equilibrio, conduciría a la reunión de las partículas, es decir, el colapso gravitacional de la perturbación.

Esta es precisamente la situación que nos interesa en nuestro estudio de la formación de las estrellas.

La condición 4.1 representa el estado en el que debe encontrarse una perturbación producida sobre una nube, para que devenga en el colapso de la misma y pueda formarse el objeto compacto que es una estrella.

Veamos ahora como expresar la condición 4.1 en términos de cantidades más manipulables.

Por simplicidad imaginemos que la perturbación que consideramos, es esférica. En ese caso, un cálculo directo de la energía potencial gravitacional nos entrega,

$$U = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$$

En nuestra nube ideal las velocidades de las partículas se distribuyen como lo dicta la estadística de Maxwell-Boltzmann, de modo que la energía cinética media de las mismas es igual a $\frac{3}{2}kT$ y así K es,

$$K = \frac{3}{2} \left(\frac{M}{\mu m_H} \right) kT$$

donde μ es el peso molecular promedio de las partículas de la nube. Introduciendo K y U en 4.1 se obtiene la desigualdad,

$$M > \frac{5kTR}{\mu m_H G}$$

por ser la densidad constante, $R = (3M/4\pi\rho)^{1/3}$, de donde,

$$M > M_J$$

$$M_J = \left(\frac{3}{4\pi\rho} \right)^{1/2} \left(\frac{5kT}{\mu m_H G} \right)^{3/2} \quad (4.2)$$

M_J recibe el nombre de *masa crítica de Jeans*, en honor a James Jeans (1847-1946) quien fue el primero en estudiar este tipo de problemas.

Vemos pues que la condición para que al interior de una nube en el medio interestelar se produzca una perturbación en la densidad que finalmente colapse y se convierta en una estrella, es la de que la masa contenida por la perturbación sea superior a una masa crítica que depende de cantidades como la composición química y condiciones en la nube.

La condición de Jeans sobre la masa de la perturbación, puede expresarse también como una condición sobre el tamaño de la misma (La densidad establece una conexión entre la masa y el radio), que se expresa en la forma,

$$R > R_J$$

$$R_J = \left(\frac{15kT}{4\pi G \mu m_H \rho_0} \right)^{1/2}$$

¿ En la realidad se dan las condiciones de masa y tamaño necesarias para que en una nube interestelar se den procesos de colapso gravitacional que finalmente conduzcan a la formación de una estrella?.

El estudio del medio interestelar, del que nos ocuparemos en la segunda parte, muestra que en las nubes más densas del medio interestelar, la densidad es de unos 10^{-16} gr cm⁻³ y la temperatura ronda por los 100K. En estas condiciones los valores críticos del tamaño y la masa de una perturbación que puede colapsar son,

$$M_J \approx 6M_\odot$$

$$R_J \approx 0,03\text{a.l.}$$

Donde se asumió $\mu = 1,6$, el peso molecular medio de un gas cuya masa es un 75% Hidrógeno y un 25% Helio.

Pero el tamaño y la masa de estas nubes es mayor a los valores encontrados (ver sección 6.9), de lo que podemos concluir que en ellas puede darse el fenómeno de colapso inducido por un agente perturbador. Además la masa crítica tiene un valor que supera la masa de una estrella típica ($\frac{1}{2}M_{\odot}$) de modo que las perturbaciones que colapsan tiene la posibilidad de formar objetos con capacidad de convertirse en estrellas.

Sabemos pues que en el medio interestelar, principalmente en las regiones más densas, las condiciones están dadas para que una vez creadas perturbaciones, en la densidad, de porciones de nube, colapsen y constituyan estrellas. Pero ¿qué procesos astrofísicos conocidos actuarían como los agentes que inducen perturbaciones en el medio?. Afortunadamente, nuestro universo cercano o lejano, no es tan tranquilo como podría parecer a la instantánea que podemos observar. Cientos de procesos, en ocasiones muy violentos están sacudiendo constantemente el relativamente tranquilo medio que nos rodea. Uno de los más significativos de ellos lo constituyen las conocidas como Supernovas, violentas explosiones de materia y energía que emanan de estrellas que por su avanzado y agotado estadio evolutivo o por las condiciones de su entorno se vuelven inestables y explotan. Este tipo de procesos de los que hablaremos más tarde en este capítulo son capaces de perturbar con el suficiente ímpetu el medio que los rodea e inducir variaciones locales de la densidad de nubes vecinas en el medio interestelar e iniciar así el proceso que finalmente conducirá a la formación de una estrella.

Otro de los efectos perturbativos considerados, lo constituye, por ejemplo el encuentro de la nube con ondas de densidad a gran escala, que se propagan por el cuerpo al que pertenecen (el plano de una Galaxia por ejemplo). Estas ondas de densidad, no son otra cosa que alteraciones del campo gravitacional global que domina la región del espacio en la que reside la nube causadas por concentraciones inusuales de materia, y que al entrar en contacto con la misma la obligan a comprimirse. Este tipo de mecanismos ha sido propuesto como los responsables de la formación de los brazos espirales de las galaxias de este tipo, que no son otra cosa que regiones de las galaxias mismas donde se concentran la mayoría de las estrellas más luminosas (las más jóvenes), lo que revela su verdadera naturaleza de criaderos estelares. El problema de las Ondas de Densidad en el plano de las galaxias espirales y su efecto sobre la formación de estrellas en las mismas, lo abordaremos en la tercera parte del libro.

El proceso mediante el cual una porción perturbada de nube, se concentra y se convierte finalmente en una estrella, guarda algunos secretos que debemos examinar en algún detalle.

La fase inicial de este proceso, recibe el nombre de colapso isotérmico. En ella la energía térmica adquirida por la nube por efecto del colapso gravitacional ¹ es radiada sin dificultad (la materia a estas densidades y temperaturas es bastante transparente) lo que permite que la nube conserve en el proceso una temperatura aproximadamente constante. Al concentrarse la nube, la densidad de la misma crece y el valor crítico de la masa de

¹Cuando la nube colapsa su energía potencial que es negativa y varía como $1/R$, disminuye. La energía total debe conservarse sin embargo, de modo que la energía potencial liberada se convierte en el proceso en energía térmica, energía cinética de las partículas.

Jeans, ($M_J \approx \rho^{-1/2}$), decrece. Este efecto provoca que inhomogeneidades al interior de la perturbación en colapso (que en un principio tenían masas inferiores a la crítica) de súbito se hagan sensibles al colapso e independientemente inicien su propio proceso. Se forman así al interior de la nube, "grumos" en colapso, cada uno de los cuales formará individualmente más tarde una estrella individual. A este fenómeno se lo conoce como fragmentación de la nube y explica por qué la mayoría de las estrellas conocidas se forman agrupadas con otras de su misma clase. Es posible así explicar el origen de cuerpos astrofísicos como los cúmulos de estrellas, muy conocidos por aficionados y profesionales. El proceso de fragmentación no es sin embargo indefinido. En determinadas condiciones de temperatura y densidad (que han crecido en el proceso anterior) se inicia otra fase del colapso de la nube: la fase Adiabática. En esta porción de la historia de la nube en colapso la opacidad de la materia que la constituye se hace tan grande que ahora la radiación liberada por el proceso de calentamiento inducido por el colapso es atrapada contribuyendo a un crecimiento rápido de la temperatura de la nube misma. El aumento en la temperatura, que aparece también como una contribución importante en la determinación del valor de la masa crítica de Jeans, contrarresta el también aumento de la densidad cambiando un poco el futuro de las perturbaciones más "livianas". En la fase adiabática del colapso, la temperatura crece con la densidad por medio de una ley bien conocida para los gases ideales (un supuesto que hacemos respecto al objeto que estamos estudiando),

$$T \approx \rho^{\gamma-1}$$

donde γ es el coeficiente adiabático, que adopta el valor $\gamma = 5/3$ (partículas monoatómica, que adoptaremos en nuestra descripción del colapso .².

Como la masa crítica de Jeans depende de ambas cantidades en la forma,

$$M_J \approx \frac{T^{3/2}}{\rho^{1/2}}$$

se obtiene finalmente que en la fase adiabática la masa crítica se comporta en la forma,

$$M_J \approx \rho^{1/2}$$

es decir el calentamiento adiabático de la nube frena el proceso de fragmentación. Un cálculo detallado del proceso demuestra que dadas las condiciones de la nube, los fragmentos que se forman antes que el proceso detenga su curso, superan un valor mínimo de la masa dado por,

$$M_{min} \approx 0,09T^{1/4}$$

²En esta parte del colapso la temperatura ha ascendido hasta valores del orden de los 1000 K, una temperatura a la cual la mayoría de las moléculas de Hidrógeno, las más abundantes y resistentes ya se han roto, de modo que la aproximación es válida.

si suponemos una temperatura típica del orden de 1000 K para la nube en este estado, obtenemos,

$$M_{min} = 0,5M_{\odot}$$

lo cual representa un valor bastante acorde con las observaciones relativas a la abundancia de estrellas de diversa masa: son las estrellas menos masivas, con masas de este orden las más abundantes. El anterior razonamiento se puede pensar como una explicación de esta observación.

La anterior descripción representa sólo una primera aproximación, con alguna información de valor relativa al proceso como un todo de la complejísima dinámica detrás del proceso de colapso de una nube real. Cuando se elaboran cálculos detallados del proceso, que involucran la consideración de los más generales efectos de naturaleza hidrodinámica, se obtiene un cuadro completo de la evolución de nuestra perturbación hasta la formación de una estrella en el sentido que la conocemos. Se presenta aquí una descripción muy general, de los más interesantes aspectos del proceso.

Cada uno de los grumos que han conseguido crecer durante la fase de fragmentación de la nube, sigue su camino evolutivo independiente. En determinadas condiciones la densidad, la temperatura y la presión son tales en el grumo, que este alcanza un estado de casi-equilibrio hidrostático, formando un objeto más o menos estable, que colapsa lentamente, y que ha elevado su temperatura interior para emitir copiosas cantidades de radiación. Se dice que se ha formado una protoestrella.

A la temperatura a la que se encuentra la materia de la protoestrella, que está casi en equilibrio térmico, su luz es radiada principalmente en la bandas del infrarrojo, con un espectro del tipo del de un cuerpo negro.

Una vez ha adquirido una luminosidad dada y su espectro permite hablar de una temperatura efectiva para la misma, podemos ubicar nuestra protoestrella en el diagrama de Hertzsprung-Russell. Con el tiempo la estructura de la protoestrella cambia por efecto de la aparición y la desaparición de algunos fenómenos que alteran tanto su luminosidad como su temperatura efectiva. El resultado es que cuando se sitúa a la protoestrella en el diagrama H-R su posición cambiará a lo largo del tiempo. El camino que sigue nuestro objeto sobre el diagrama, por efecto de los cambios evolutivos en sus características, recibe el nombre de Trayectoria evolutiva, y constituye una de las más importantes y usadas representaciones de la evolución de las estrellas en cualquiera de sus estadios evolutivos (ver figura 4.2).

En una fase en la que la protoestrella se contrae muy lentamente, ¿ qué proceso puede satisfacer su "sed" de energía?. La respuesta la da la caída constante de materia sobre su superficie. Cuando dicha materia que cae libremente hacia el centro de la protoestrella se frena bruscamente al encontrar una región en donde la densidad sube abruptamente, libera toda su energía en forma de calor, que es luego radiado de la superficie y que la calienta considerablemente. La protoestrella se convierte en esta fase en una poderosa fuente de radiación energética. Si es así , ¿ por qué no vemos protoestrellas brillando poderosamente en el cielo ?. La protoestrella se encuentra envuelta en una gruesa capa

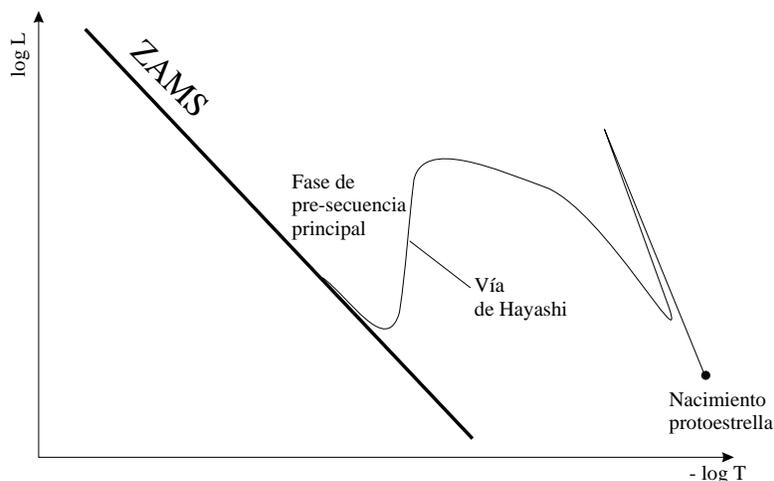


Figura 4.2: Trayectoria evolutiva de una estrella desde sus primeros estadios hasta alcanzar finalmente la secuencia principal.

de gas y polvo que retienen eficientemente la radiación emitida desde su superficie. La energía transportada por dicha radiación es utilizada para destruir los granos de polvo en las vecindades de la protoestrella, formando una región que la rodea a la que se llama el intervalo de opacidad. Más allá de esa región la radiación fuertemente menguada es absorbida por los granos de polvo de la nube para ser reemitida en la forma de radiación infrarroja que finalmente escapa desde la denominada fotosfera de polvo.

Conforme el cuerpo recién formado evoluciona, su luminosidad y temperatura efectiva se ven afectados de tal manera que su posición sobre el diagrama HR varía de modo conocido (como lo muestra la figura 4.2).

Un evento importante en el temprano proceso que vive la estrella deviene cuando la temperatura interior ha crecido lo suficiente para que algunos de los elementos más pesados presentes en ella empiecen a perder en abundancia muchos de sus electrones. Los electrones libres son capturados por átomos neutros de Hidrógeno disponibles en la materia estelar para formar el ión H^- . La materia rica en esta sustancia se vuelve altamente opaca creando inmensos gradientes de temperatura en el cuerpo que conducen a la aparición de inestabilidades convectivas, que en una etapa crítica pueden afectar la estrella en su totalidad. Durante esta fase de su vida la protoestrella, sufre cambios importantes en su aspecto exterior: su temperatura efectiva crece levemente mientras su luminosidad cae sustancialmente. La estrella desciende en el proceso por una trayectoria evolutiva casi vertical que los astrofísicos llaman Vía de Hayashi (Ver figura 4.2).

Antes o después de finalizado el descenso por su vía de Hayashi la estrella en una fase distinta de su primigenia evolución: empieza su recorrido final que lo llevara al estadio de prolongada estabilidad del que gozan las estrellas normales. A los objetos que atraviesan

Masa (M_{\odot})	Tiempo (10^6 años)
0,5	196,74
1,0	137,92
1,5	66,63
2,25	21,04
3,0	9,11
5,0	2,07
9,0	0,57
15,0	662,95

Tabla 4.1: Duración de la fase de presecuencia principal para estrellas de distinta masa.

esta fase se los conoce como Estrellas de presecuencia principal.

El creciente incremento de la temperatura crea las condiciones adecuadas en el interior de la estrella para que tengan lugar algunos de los procesos de fusión nuclear que terminarán alimentando la estrella. Tiene lugar en ella por ejemplo la reacción que involucra la fusión de un núcleo de deuterio y un protón con la formación de uno de Helio 3. Esta reacción que puede ocurrir a temperaturas menores a las requeridas para que el proceso de fusión completo del Hidrógeno tenga lugar, trae como consecuencia el reestablecimiento de regiones de transporte radiativo en la previa protoestrella dominada por la convección. La estrella sale así de su vía de Hayashi y empieza su recorrido hacia el establecimiento definitivo del equilibrio.

Cuando la temperatura central de la estrella se ha incrementado lo suficiente, los procesos completos de fusión de los núcleos de Hidrógeno para formar Helio 4 (pp, CON), empiezan a funcionar hasta que se establece completamente el equilibrio y nuestro objeto se detiene temporalmente en una posición definida del diagrama HR, determinada por el camino previo que ha recorrido, a su vez dependiente exclusivamente de la masa acretaada.

El conjunto de puntos sobre el diagrama HR que constituyen el final de la evolución presecuencia principal de nuestra estrella y que definen la posición definitiva, por lo menos durante su estable vida adulta, de la estrella en el diagrama señalado, forman una curva a la que se da el nombre de Secuencia Principal de Edad Cero (ZAMS).

El tiempo que consume una pequeña perturbación al interior de una región fragmentada de una nube para convertirse en una estrella de la secuencia principal depende fuertemente de la masa contenida en la perturbación, de tal modo que los grumos más livianos sufriran procesos evolutivos más lentos que aquellos correspondientes a los grumos que acreten una mayor cantidad de materia.

A modo de ejemplo, en la tabla 4.1 se presenta la duración calculada de la fase de estrella de presecuencia principal.

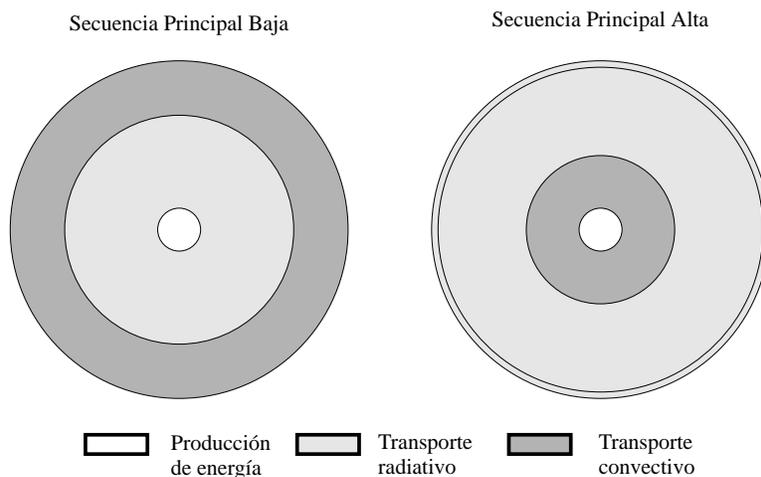


Figura 4.3: La estructura de estrellas de la secuencia principal alta y la secuencia principal baja.

4.3 Madurez Estelar

Una vez iniciados los procesos de fusión del Hidrógeno, la estrella entra en la etapa más estable de su vida. En una burda analogía con el universo humano llamaremos a esta etapa, la fase de madurez estelar.

Calculos detallados de la estructura de las estrellas durante esta etapa de su vida revelan diferencias que permiten establecer un esquema claro de diferenciación por masa. En dicho esquema se reconoce la existencia de dos tipos de estrellas : estrellas de la secuencia principal baja (LMS) y estrellas de la secuencia principal alta (HMS).

Las estrellas de la secuencia principal baja, a la que pertenece por ejemplo nuestro Sol tienen masas comprendidas entre las $0,08M_{\odot}$ (el mínimo de masas estelares) y $1,5$ a $2M_{\odot}$. Las relativamente bajas temperaturas registradas en el núcleo de estas estrellas hace más eficiente la producción de energía por la cadena protón-protón. El cálculo preciso de la estructura de estrellas en este rango de masas demuestran que en ellas la energía es transportada inicialmente (desde el núcleo) por el mecanismo de radiación. Por encima de esta región radiativa aparecen inestabilidades convectivas que se extienden hasta la superficie misma de la estrella, donde la densidad cae bruscamente, la opacidad de la materia lo hace con ella, la convección cesa y la luz es finalmente liberada en el espacio exterior (ver figura 4.3). El grosor de la región de convección en las estrellas de este tipo, depende fundamentalmente de su masa : una masa mayor corresponde a estrellas con una región de convección más superficial y delgada, mientras que la base de la zona de convección se aproxima más al núcleo cuando decrece la masa al punto que aquellas estrellas con masas cercanas al mínimo se vuelven completamente convectivas.

Las estrellas con masas entre $2M_{\odot}$ y $100M_{\odot}$ (El máximo valor de la masa esperado para

una estrella estable) pertenecen a la denominada secuencia principal alta. La estructura de las estrellas en este rango de masa difiere considerablemente de la correspondiente al anterior grupo. Para empezar, en sus núcleos se registran temperaturas suficientemente altas como para permitir que el ciclo CNO sea principal responsable de la producción de energía en la estrella. Los inmensos gradientes de temperatura registrados en el centro de este tipo de estrellas, causados por la fuerte dependencia que tiene la velocidad de las reacciones en el ciclo CNO con la temperatura (un pequeño cambio en la temperatura afecta considerablemente la tasa de producción de energía por este ciclo), hacen mecánicamente inestable la materia que allí reside, lo que se manifiesta con la aparición de una región de convección que se extiende desde el centro mismo de la estrella hasta las regiones donde no es posible generar eficientemente energía. Más allá de este límite y hasta la superficie misma de la estrella, la energía es transportada por radiación.

En la figura 4.3 se muestra una representación esquemática de la estructura de las estrellas tanto de la secuencia principal baja como de la secuencia principal alta.

Mientras el Hidrógeno se encuentre en la concentración y cantidad adecuada para suplir las necesidades energéticas de una estrella madura, la estrella se mantiene en un estado altamente estable en el que pasa la mayor parte de su vida. Sin embargo la combustión del hidrógeno va consumiendo lentamente las reservas de la estrella. A medida que estas reservas se agotan y la energía producida no es suficiente para sostenerla, lentamente el interior (fundamentalmente la región nuclear) sufre una serie de cambios en su temperatura, tamaño, que terminan manifestándose finalmente en las pasivas envolturas exteriores, induciendo cambios en la luminosidad y la temperatura efectiva de la estrella misma. A una extremadamente baja rapidez la estrella empieza a abandonar su lugar original en la ZAMS (desplazándose levemente hacia arriba), dirigiéndose a la región del diagrama HR que ocupará durante su siguiente fase: la vejez.

Este leve y natural desplazamiento que sufren las estrellas durante su vida adulta sobre el diagrama HR, es el principal responsable por la anchura finita de la secuencia principal observada. En teoría, si ningún cambio se produjera durante la fase de combustión del hidrógeno, la secuencia principal que aparecería cuando se ponen sobre el diagrama estrellas de una muestra aleatoria debería tener un grosor casi nulo (una pequeña diferencia entre la posición de la ZAMS, correspondiente a distintos valores de la composición química es también esperado).

Como todo aquello relacionado con la vida de las estrellas, la duración del proceso en el cual una estrella madura abandona completamente la secuencia principal, es altamente dependiente de la masa: las estrellas de mayor masa consumirán con mayor premura el preciado combustible disponible, y su vida adulta tendrá una duración menor que la correspondiente a las estrellas de menor masa que consumen con mayor parsimonia el Hidrógeno que les es disponible. Un argumento sin embargo podría presentarse contra el anterior razonamiento "naive" : Aunque las estrellas de mayor masa consumen más rápido el hidrógeno del que disponen, ¿ no es también cierto que la cantidad de combustible que pueden quemar es también increíblemente mayor ?. Un sencillo procedimiento heurístico permite demostrar la validez del primero.

Masa	Tiempo (10^6 años)
1,0	10200
1,25	4030
1,5	1983
2,25	533,6
3,0	242,0
5,0	69,0
9,0	22,1
15,0	10,3

Tabla 4.2: La duración de lo que hemos llamado la *madurez estelar* o el período en el que estrellas de diversa masa queman hidrógeno en su núcleo.

Supongamos que durante toda la vida adulta de la estrella se consume una fracción f de la masa total de la estrella, así ,

$$E_{TOT} = fMc^2$$

Si suponemos constante la rata de emisión de energía de la estrellas, i.e. su luminosidad, esta energía será emitida en un período de tiempo con una duración de,

$$T = \frac{E_{TOT}}{L} = \frac{fMc^2}{L}$$

Habíamos descubierto empíricamente que la luminosidad de las estrellas de la secuencia principal se relaciona directamente con su masa, y obtuvimos para esa relación una forma del tipo, $T \propto M^{-4}$. De aquí finalmente concluimos que la duración T de la vida adulta de una estrella de masa M se relaciona con dicha masa en la forma,

$$T \propto \frac{1}{M^3}$$

De modo que aunque las estrellas más masivas dispongan de una cantidad mayor de combustible (proporcional a la masa total de la estrella) ellas emiten energía a una rata extremadamente mayor (proporcional a la cuarta potencia de la masa) para evitar que los efectos se contrarresten o inviertan.

En la tabla 4.2 se presentan algunos resultados obtenidos para la duración del período de vida adulta de estrellas de muy diversas masas.

4.4 Vejez y Muerte de las Estrellas

La última fase de la vida de las estrellas, es también la más rica de ellas. En las últimas etapas la estrella sufre una innumerable serie de cambios que inducen variaciones con-

siderables de la estructura total de la estrella y que la convierten por ejemplo en una gigantesca esfera de plasma débilmente unida por su autogravedad hasta un compacto objeto de dimensiones planetarias en el que se suceden los más peculiares fenómenos físicos.

Como era de esperarse aquí también la masa juega un papel protagónico en la determinación del tipo de procesos que alteran la estructura de la estrella, la escala de tiempo típica en la que se suceden dichos procesos y el resultado final.

Lo que sabemos de la vida de las estrellas, se ha obtenido casi íntegramente del estudio numérico de su cambiante estructura. El tipo de análisis involucrado en un tal estudio, involucra aspectos tanto matemáticos como físicos que están fuera del alcance de este texto, razón por la cual hasta ahora y en lo sucesivo nos dedicaremos a hablar de los aspectos cualitativos más relevantes en la descripción completa de la evolución estelar. La comprensión de los más finos detalles de nuestra simplificada descripción, se puede encontrar en las referencias especializadas incluidas en la nota bibliográfica dedicada al capítulo.

Existen profundas diferencias en la manera como estrellas de diversas masas envejecen y mueren. Un estudio detallado de esta fase de la evolución estelar exigiría casi la descripción del proceso evolutivo para distintos grupos de estrellas de acuerdo a su masa. Sin embargo, algunos de los más importantes aspectos del proceso, son comunes a la mayoría de las estrellas, aspectos a los que nos referiremos en la descripción presentada a continuación. Es de gran ayuda para el astrofísico representar los cambios acaecidos en la estructura estelar como cambios en la posición de la estrella sobre el diagrama HR ; esta herramienta se constituye en base clave para nuestra descripción.

Cuando la estrella ha agotado completamente las reservas centrales de Hidrógeno, su núcleo se ha convertido en un cuerpo inerte compuesto fundamentalmente por Helio, se ve abocada en una frenética búsqueda de energía. La fusión nuclear del hidrógeno, por ahora la fuente más eficiente del anhelado bien, ya no está disponible en el centro mismo de la estrella, pero aparece de súbito en las envolturas del núcleo de Helio que se han calentado hasta alcanzar las temperaturas necesarias para que tengan lugar las reacciones del caso. A esta se la conoce como la fase de combustión de Hidrógeno en capa, y durante ella la estrella mantiene aproximadamente constante su luminosidad pero decrece considerablemente su temperatura efectiva (lo que en síntesis corresponde a un leve aumento en el tamaño de la estrella). La estrella entra en una región del diagrama conocida por obvias razones como la Rama de Subgigantes (trayecto 1-2 en figura 4.4). Conservando prácticamente como única fuente de energía, la combustión del hidrógeno en capa, la estrella alcanza un estado crítico en el que la convección se presenta como factor dominante en el transporte de energía. En estas condiciones, la exigua energía emitida por la cáscara de hidrógeno del núcleo, es fuertemente absorbida por la opaca materia que constituye la estrella. Con ello la materia se dilata (el volumen que ocupa se incrementa para mantener una temperatura más o menos constante frente a una eficiente ganancia de energía). La luminosidad de la estrella se incrementa considerablemente, manteniendo aproximadamente constante su temperatura efectiva, que ahora, por efecto de la expansión

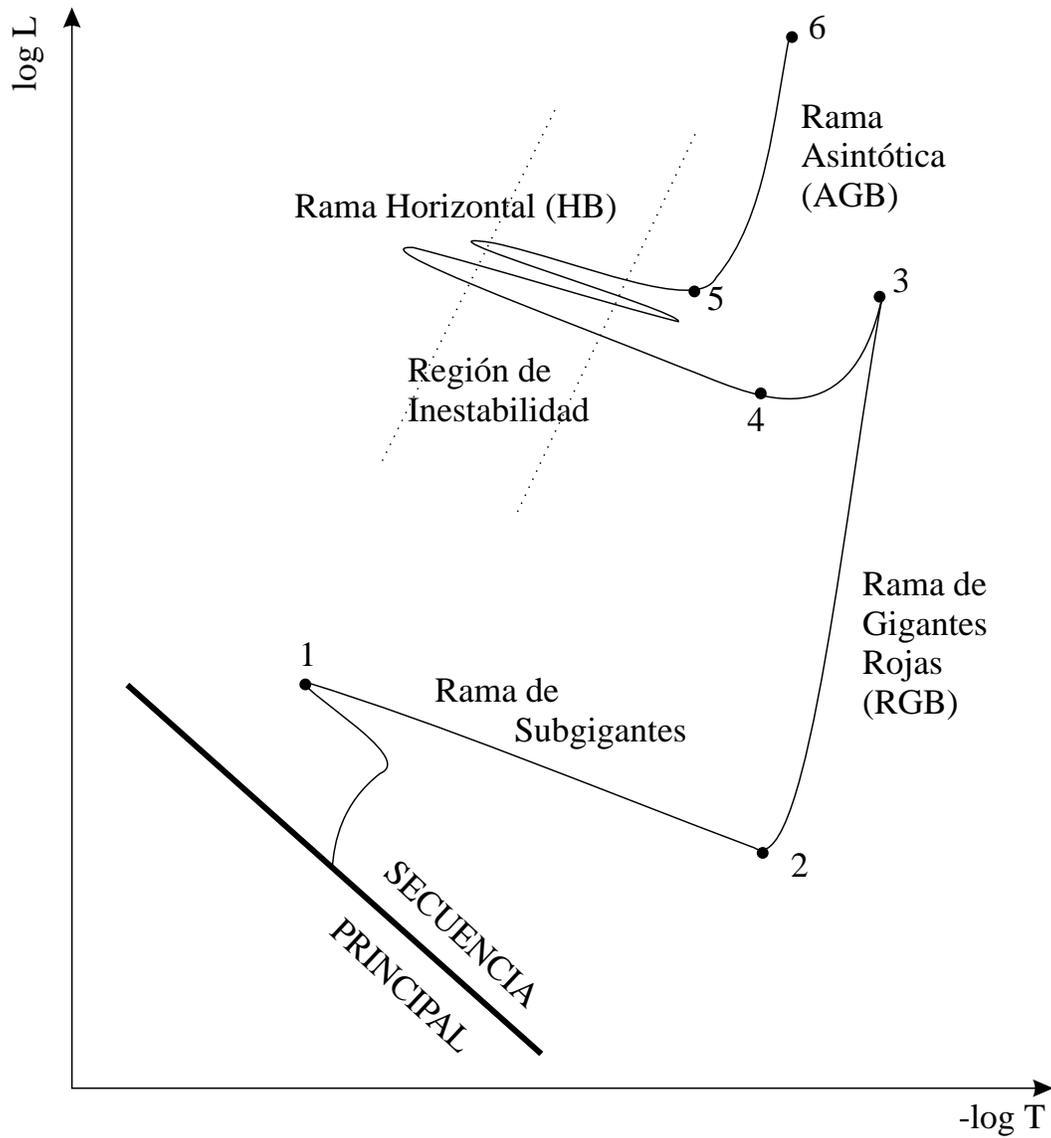


Figura 4.4: Trayectoria evolutiva que recorre una estrella después de que han cesado en su núcleo los procesos de fusión del Hidrógeno y que representa lo que hemos denominado la *vejez* de la estrella.

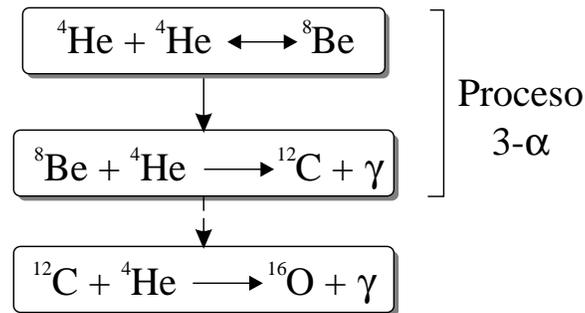


Figura 4.5: El proceso *Triple-Alfa*.

previa de la estrella, se vuelve tan baja que la estrella emite principalmente a grandes longitudes de onda en el visible, principalmente en el rojo. La estrella se ve ascender en el diagrama por una trayectoria conocida como la Rama de Gigantes Rojas (RGB, trayecto 2 - 3), y se convierte, sin importar su condición inicial, en una estrella rojiza gigante, una *Gigante Roja*.

La expansión descrita en el párrafo anterior solo ocurre en las opacas regiones exteriores de la estrella. La región nuclear, en contra del comportamiento general de la envoltura, de la que parece desacoplarse inicia desde el final mismo de la vida adulta de la estrella un proceso de colapso que incrementa constantemente la temperatura central y que "busca" finalmente la aparición de nuevos procesos de producción de energía.

Cuando en el núcleo de Helio se alcanzan temperaturas del orden de los 100 millones de grados (Punto 3 en el diagrama HR), las cosas cambian radicalmente para la estrella. En estas condiciones una serie de reacciones nucleares que implican la fusión de Helio y la producción neta de Carbono (y Oxígeno en menor cuantía), incrementan las esperanzas que tiene la estrella de sobrevivir a las inclemencias de la gravedad. El conjunto de reacciones mencionadas, que recibe el nombre de Proceso Triple Alfa (ver figura 4.5), relaja un poco la tensión en el núcleo de la estrella. La liberación inmediata de energía renovada procedente del nuevo mecanismo hincha el núcleo produciendo una respectiva reducción de la temperatura y y finalmente de la cantidad total de energía liberada. Al notarlo las envolturas se retraen un poco y la luminosidad de la estrella disminuye mientras su temperatura efectiva aumenta (trayecto 3-4).

La fusión del Helio en esta fase de la vida de las estrellas más livianas (las pertenecientes a la secuencia principal baja) no es tan tranquila como parece refejarse en el anterior comentario. Cuando la estrella liviana logra las condiciones de temperatura necesaria para la fusión del Helio, el plasma que compone el núcleo ha adquirido un estado colectivo particular conocido como degeneración. Aunque las propiedades del plasma en estado degenerado se discutieran en más detalle cuando hablemos de la estructura de enanas blancas en la siguiente sección, basta mencionar el hecho de que en estas condiciones, la relación entre la presión, la temperatura y la densidad (ecuación de estado) cambian considerable-

mente. Como probaremos más adelante, la presión de un plasma en estado degenerado no depende para nada de la temperatura del plasma : una variación en esta última no provoca el más mínimo cambio en la primera. Sin embargo en los gases convencionales, la relación entre la presión y la temperatura funciona a la manera de una válvula de escape : Un incremento brusco en la temperatura del gas induce un incremento en la presión ejercida por el mismo y a una inminente expansión que puede enfriar el gas. Cuando en el núcleo degenerado de una estrella de la secuencia principal baja, comienza la fusión del Helio y sube la temperatura, el núcleo estelar conserva invariable su tamaño induciendo una acumulación constante de energía, que a su vez induce al incremento de la temperatura que hace crecer la rata de producción de energía, que de nuevo recalienta el núcleo y así sucesivamente. El anterior proceso retroalimentado, conduce a la fusión rápida de casi todo el helio presente en el núcleo de la estrella y a la emisión de una ingente cantidad de energía que podría simplemente modificar un poco la estructura de la estrella o inducir la expulsión de sus envolturas. A este violentísimo y rápido proceso se lo conoce como el "Flash del Helio".

Las estrellas menos masivas, nuestro Sol por ejemplo no lograrán soportar el empujón que da el flash del Helio a sus envolturas y se verán abocadas a partir de este punto a un inevitable final, similar al que describiremos a continuación para las estrellas de masa intermedia.

El Helio se consume rápidamente dejando como remanente un compacto núcleo formado principalmente por Carbono y Oxígeno. La crisis energética que se sobreviene calienta la envoltura del núcleo hasta que allí se enciende el proceso triple-alfa, iniciándose entonces una fase de combustión de Helio en capa de características muy similares a la correspondiente fase anterior de fusión de Hidrógeno en capa. Durante el proceso la estrella vaga en las vecindades de una región del diagrama HR conocida como la Rama Horizontal (HB) (trayecto 4-5). Allí la diluida envoltura de la estrella que se ha convertido en una gigante roja o naranja, sufre inestabilidades estructurales que pueden llevarla a presentar variaciones periódicas en su estructura global. Es así como se forman muchas de las estrellas que conocemos como *estrellas variables* y la rama horizontal es la región del diagrama HR donde encontraremos la mayoría de las veces ubicadas este peculiar tipo de estrellas.

El enfriamiento de la envoltura estelar cuando se aproxima al punto 5, incrementa considerablemente la opacidad de la materia que la constituye. Por esta razón la estrella deviene completamente convectiva y como había sucedido en la RGB, se hincha. Ascende por el diagrama HR a lo largo de una trayectoria conocida como la Rama Asintótica (AB, trayecto 5-6) y se convierte en una *Supergigante Roja*.

Una vez en la rama asintótica, y bajo determinadas condiciones la estrella experimenta procesos de combustión ciclica del Helio en capa, conocidos como los "Flashes del Helio" que como veremos a continuación son determinantes en la vida futura de las estrellas más livianas.

Los cambios subsiguientes que experimenta la estrella a partir de esta etapa dependen principalmente de la masa, el parámetro clave de la evolución estelar.

Las estrellas con masas inferiores a $8M_{\odot}$, se ven fuertemente afectadas por los "flashes



Figura 4.6: La Nebulosa Anular de la Lira, una típica nebulosa planetaria.

del helio”. La estrella empieza a perder (o emitir) copiosas cantidades de materia, que forman un intenso viento estelar, que lentamente la empiezan a dismantelar. En un prolongado proceso, capas más interiores y calientes de la estrella empiezan a ser visibles desde el exterior hasta llegar al punto en el que dejan al desnudo al inerte núcleo, un cuerpo formado principalmente por núcleos de Carbono y Oxígeno, electrones, que se encuentran en un estado degenerado y que empieza a radiar libremente el calor remanente de las fases anteriores de la evolución de la estrella. A este residuo de la evolución de las estrellas de pequeña masa se lo conoce como una *enana blanca*. Con el tiempo los gases expulsados por la estrella que se han acumulado en torno suyo, son eficientemente excitados por la radiación ultravioleta que en copiosas cantidades emite la enana blanca, y empiezan a brillar, formando una estructura conocida desde el siglo XVIII como una *nebulosa planetaria* (ver figura 4.6).

Nuestro Sol y las estrellas de masa parecida e inferior a la suya tendrán una muerte similar con la diferencia de que nunca se convertirán en supergigantes y el primer flash del helio será el responsable de la pérdida de sus envolturas.

El final de las estrellas de mayor masa, involucra unos de los más violentos episodios en la naturaleza : una explosión de *Supernova*. Las pesadas envolturas de las más masivas estrellas soportan el potente empuje dado por los flashes del helio. El núcleo de Carbono y Oxígeno, por otro lado, sigue en su afanosa búsqueda de nuevas fuentes de energía. Rápidamente la temperatura se incrementa lo suficiente para provocar la fusión del Carbono, que entre otros produce principalmente núcleos de Oxígeno. Al agotarse el Carbono, y al cabo de muy poco el oxígeno recién creado es fusionado para formar principalmente Silicio. Se agota el Oxígeno y la estrella enciende el Silicio que produce principalmente núcleos de Hierro. En esta fase la estrella ha adquirido una particular estructura formada por cascarones concéntricos de materia en fusión : el más exterior, el de Hidrógeno alimenta al cascaron inmediatamente interior de Helio que a su vez provee de materia al

siguiente y así sucesivamente. Cuando se agota el Silicio y el núcleo de la estrella colapsa para intentar fusionar el Hierro, la estrella se encuentra con una desagradable sorpresa : este tipo de núcleos (que tienen masa atómica alrededor de 56) no pueden fusionarse de manera espontánea, y por el contrario la reacción correspondiente requiere un suministro de energía para poder operar (la reacción es endotérmica). Lo último que quiere la estrella es perder energía para llevar a cabo un proceso inútil. El resultado : el núcleo inicia un irrefrenable proceso de colapso en caída libre.

Durante el proceso una serie de fenómenos de gran interés para el futuro de la estrella se suceden. Cuando la densidad y la temperatura han crecido lo suficiente, aparecen en el medio fotones archi-energéticos capaces de romper los fuertemente ligados núcleos de Hierro. El proceso recibe el nombre de fotodesintegración y es el primer paso en la transformación de la estructura del núcleo de la estrella. A su vez los núcleos de Helio producidos en la fotodesintegración del Hierro, son fotodesintegrados en sus componentes fundamentales, protones y neutrones, convirtiendo la materia en un caldo de protones, neutrones, electrones y neutrinos (!). La energía involucrada en las colisiones protón-electrón conducen a la formación eficiente de neutrones., en un proceso conocido como neutronización. El núcleo de la estrella se convierte en un hiperdenso caldo de neutrones en colapso. Cuando se alcanzan densidades que pueden superar la increíble densidad de un núcleo atómico el colapso del núcleo interior se frena. La superficie del mismo rebota hacia afuera con la violencia con la que viajaba hacia adentro generando potentes ondas de choque que en un intrincado proceso son capaces de expulsar súbitamente las envolturas exteriores de la estrella.

Desde afuera la estrella multiplica su luminosidad original, posibilitando, si es un objeto relativamente débil, observarlo, aún si nunca lo habíamos hecho. La naturaleza de aparición súbita de este tipo de fenómenos en el cielo, les mereció en la antigüedad el nombre de *Novas* (Estrellas Nuevas). En la astrofísica se acordado en llamarlas *Supernovas*.

Como residuo de este violentísimo proceso quedan los restos irregularmente esparcidos de la estrella que forman objetos nebulosos conocidos precisamente como remanentes de Supernova y de cuyas características hablaremos en la segunda parte (ver figura 4.7). Lo que anteriormente era el núcleo de la estrella se convierte ahora en un diminuto y denso objeto que conocemos como *estrella de neutrones*. Y en casos muy especiales (cuando la masa original de la estrella en explosión supera las $25M_{\odot}$) el núcleo se convierte en un bizarro objeto que conocemos como *Agujero Negro*.

4.5 Residuos de la evolución estelar

Uno de los más interesantes resultados de la teoría de la evolución estelar lo constituye la predicción de un peculiar tipo de objetos que nacen cuando la estrella termina su natural proceso evolutivo : los residuos de la evolución estelar.

Cuando la estrella envejece y se hacen más acusadas sus necesidades energéticas, se establece entre su región central, el lugar donde se produce la energía por los sucesivos pro-

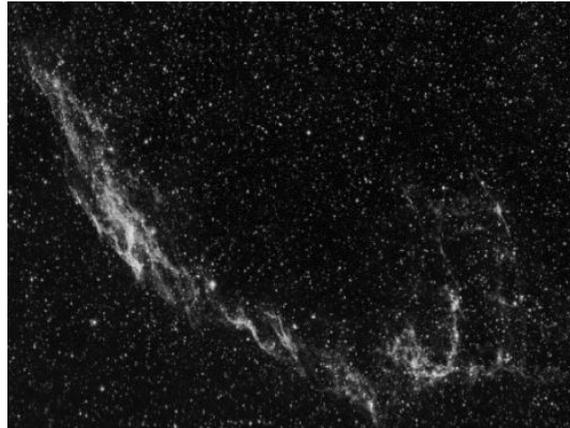


Figura 4.7: La nebulosa del Velo, el remanente de una antigua explosión de Supernova.

cesos descritos, y las envolturas exteriores de la estrella una diferenciación clara instada por los distintos fenómenos que rigen su evolución. Mientras las envolturas exteriores se expanden por efecto de una extra absorción de energía procedente del interior, el núcleo sufre un colapso continuo que le permite hallar nuevas fuentes de energía distintas a las agotadas. Así las capas exteriores de la estrella se vuelven progresivamente más tenues y menos cohesionadas gravitacionalmente, en tanto la región nuclear se concentra y su densidad y temperatura se incrementan considerablemente.

En las fases finales de la vida de la estrella, por un proceso u otro, la tenue envoltura exterior es expulsada (tranquila o violentamente) dejando al descubierto las regiones nucleares, que adquieren ahora unas características únicas que las convierten en objetos independientes.

Las características de este residuo estelar, dependen principalmente de la masa de la estrella. Las estrellas con masas inferiores a alrededor de $8M_{\odot}$ dejan en su lugar núcleos compactos formados principalmente por Carbono y Oxígeno (que a la temperatura que alcanzaron no lograron fusionarse) sostenidos por la presión de degeneración de los electrones. Este tipo de objeto recibe el nombre de *Enana Blanca*. Las estrellas con masas superiores a $8M_{\odot}$ e inferiores a $25M_{\odot}$, que terminan sus vidas violentamente en una explosión de supernova, y dejan como residuo un objeto archicompacto, formado fundamentalmente por neutrones (creados durante el procesos de neutronización) y sostenido por la presión de degeneración ejercida por ellos mismo. A este tipo de objetos se los conoce como Estrellas de Neutrones. Cuando la estrella es muy masiva, $M > 25M_{\odot}$ su final explosivo deja al descubierto un pesado núcleo que entra en un irrefrenable proceso de colapso que lo convierte en lo que los astrofísicos llaman un Agujero Negro.

A continuación esbozaremos brevemente las propiedades generales de estos tres tipos de objetos, unos de los más bizarros cuerpos de la naturaleza.

4.5.1 Enanas Blancas

Antes incluso de que se formulara la teoría completa de la evolución estelar, y de que mucho menos se conocieran los estadios finales de la vida de las estrellas, la existencia de este tipo de objetos se había corroborado observacionalmente.

Aunque en una observación modesta la estrella Sirio (la más brillante del cielo), ella aparece completamente aislada de otras estrellas vecinas, observaciones detalladas revelan la existencia de un débil cuerpo que lo acompaña a una estrecha distancia aparente y que forma con él un sistema binario. Estudios detallados del movimiento relativo de las dos estrellas, Sirio (Sirio A) y su compañera (Sirio B), han permitido deducir el valor de la masa para ambas. El resultado de esta medida, cuando fue llevado a cabo por primera vez, sorprendió a todos los astrofísicos : la estrella compañera, que ya presentaba propiedades inusuales, una bajísima luminosidad y una altísima temperatura superficial (deducida de su espectro), contenía una cantidad inesperada de masa : a pesar de su baja luminosidad (alrededor de una centésima parte de la luminosidad solar) su masa equiparaba la de nuestra estrella central.

Estas características mostraban por tanto que Sirio B no era una estrella convencional (estaba fuera de la secuencia principal) y que se trataba de un objeto con una densidad tan alta (una gran masa reducida a un volumen muy pequeño) que la materia que lo constituía debería encontrarse en un estado de agregación inusual. Pero ¿ cuál era ese estado ?, ¿ que hacía brillar este tipo de objetos enanos supercalientes (Enanas Blancas) ?, ¿ cuál era su origen ?. La respuestas a estas preguntas sólo fueron posibles con el advenimiento de una teoría más completa de la materia y la descripción detallada de la evolución estelar.

En el presente hemos observado una abundante cantidad de estos objetos, para hacernos una idea de sus características comunes y de su posible origen.

Una enana blanca es pues un cuerpo relativamente pequeño, $R \approx 10^{-2}R_{\odot} \approx 6000km (\approx R_{Tierra})$, que emite radiación térmica (con una distribución de cuerpo negro) desde una superficie a una temperatura alrededor de $30000K$ (lo que la sitúa en el tipo espectral A), lo que determina su particular color blanco. Su potencia intrínseca (Luminosidad) en promedio es del orden de una centésima de la luminosidad solar. Con masas inferiores a $1,5M_{\odot}$, las enanas blancas, como ya se había señalado son objetos superdensos, $\rho \approx 10^6 \text{gr cm}^{-3}$.

Como era de esperarse la materia que constituye una enana blanca se encuentra en un estado de completa ionización. A las densidades del plasma de la enana blanca el comportamiento hidrodinámico difiere considerablemente del observado en plasmas convencionales como los que constituyen una estrella normal. Estudiemos en algún detalle el problema.

Podemos considerar a los electrones libres en la estrella como un sistema atrapado en un pozo de potencial rectangular. Los estados discretos de energía disponibles son ocupados por los electrones de una manera ampliamente conocida por la física estadística.

Imaginemos el caso extremo de un gas de electrones a una temperatura absoluta 0. En

una situación como esta, las partículas del gas buscarán ocupar los estados de menor energía disponible. Dada la existencia del principio de exclusión de Pauli, aplicable al caso de los electrones (que son partículas que obedecen a la estadística de Fermi-Dirac (Fermiones)), ellos no podrán ocupar simultáneamente todos el estado base de energía (el estado de menor energía). Por el contrario se irán "apilando" ocupando los estados disponibles en forma sucesiva. Cuando el último electrón "se acomode" lo hará ubicando un estado de energía final que dependerá en últimas de la cantidad de partículas presentes en el gas. La energía de ese último nivel, que recibe el nombre de energía de Fermi, ϵ_F , es un parámetro que caracteriza el gas y que en determinadas ocasiones determinará su comportamiento *hidrodinámico*, como veremos a continuación. ϵ_F está dado, de la física estadística, por,

$$\epsilon_F = \frac{h^2}{4\pi m_e} (3\pi^2 n_e)^{2/3}$$

Dos hechos peculiares se descubren cuando se examina la situación de un gas como este en la situación descrita : aunque la temperatura del gas es nula, e intuitivamente deberíamos esperar en el caso ideal que las partículas que lo constituyen tengan una energía cinética nula también, la verdad es otra. Aun en el cero absoluta en un gas de fermiones, las partículas están dotadas de una energía distinta de 0 y por tanto están en movimiento. Además la energía que tiene cada fermión en el gas, es precisa y bien definida y las transiciones a otros estados están en algún sentido prohibidas por efecto de la ocupación completa de los estados disponibles. A esta particular configuración de un gas de fermiones se la conoce como un Estado de Degeneración.

Sabemos sin embargo que es imposible por principio (por la cuarta ley de la termodinámica por el principio de incertidumbre) reducir la temperatura de un sistema de partículas hasta el cero absoluto. Pensemos en que le sucede al gas si su temperatura es superior a este umbral natural. La energía térmica disponible permitirá que algunas de las partículas realicen transiciones a niveles por encima de la energía de Fermi. La magnitud de la temperatura del gas determinará la cantidad de fermiones que podrán saltar por encima del umbral de Fermi y salir del estado de degeneración. Pero si, aun a temperatura no nula, la energía térmica en el gas (proporcional a kT) no es lo suficientemente grande comparada con la energía de Fermi, la mayoría de las partículas se mantendrán por debajo de esta energía y la situación de degeneración se conservará . Puede decirse que el gas se mantendrá degenerado mientras la energía térmica media este por debajo de la energía de Fermi. No hace falta pues que el gas este en el cero absoluto,

$$kT \leq \epsilon_F$$

si expresamos ϵ_F en términos de la densidad electrónica obtenemos para la anterior condición de degeneración,

$$T \leq \frac{h^2}{4\pi k m_e} (3\pi^2 n_e)^{2/3}$$

Un gas muy caliente de electrones como el que forma una enana blanca, estará degenerado a pesar de su altísima temperatura, si la densidad es lo suficientemente alta, para establecer un gran valor de la energía de Fermi. Esta es precisamente la situación en la que se encuentra la materia de una enana blanca.

Centremos ahora nuestra atención en cuales son los efectos de carácter hidrodinámico y termodinámico que tiene el hecho de que la materia de la enana blanca esté en un estado degenerado.

Desde el punto de vista estadístico la presión en el interior de un fluido, que resulta de la transferencia de momento lineal entre las partículas que lo constituyen y, por ejemplo, las paredes que lo contienen, está dada por,

$$P = \frac{1}{3} \int p v n(p) d^3 p$$

donde $n(p)$ representa la función de distribución asociada al gas de partículas, i.e. $n(p)d^3 p$ es el número medio de partículas que tienen un momento lineal entre p y $p + dp$. En un situación de degeneración, n tiene la forma,

$$n(p)d^3 p = n_e \delta(p' - p) d^3 p'$$

Así la presión del gas degenerado queda dada por,

$$P = \frac{1}{3} n_e p v$$

En un gas degenerado y sin perder precisión macroscopicamente podría considerarse a los electrones confinados en pequeñas celdas cúbicas de lado $n_e^{-1/3}$. Considerando el principio de incertidumbre aplicado a una partícula reducida a una región del espacio con esas dimensiones, puede decirse que,

$$\Delta p \approx \frac{h}{2\pi \Delta x} = \frac{h n_e}{2\pi} \quad (4.3)$$

El momento lineal mínimo de nuestro electrón confinado está dado precisamente por su incertidumbre, i.e. $p = \Delta p$. Introduciendo este hecho y el resultado inmediatamente anterior en la expresión encontrada para la presión, se obtiene,

$$P = \frac{1}{3} \left(\frac{h}{2\pi} \right)^2 \frac{n_e^{5/3}}{m_e}$$

considerando materia completamente ionizada, y suponiendo que para las especies atómicas presentes en la enana blanca se cumple que $A = 2Z$, se puede mostrar que,

$$n_e = \left(\frac{Z}{A} \right) \frac{\rho}{m_H}$$

de donde finalmente,

$$P = \frac{1}{3m_e} \left(\frac{h}{2\pi} \right)^2 \left[\left(\frac{Z}{A} \right) \frac{\rho}{m_H} \right]^{5/3}$$

La anterior expresión representa pues una forma aproximada a la ecuación de estado de la materia de la enana blanca. Un hecho fundamental se revela de inmediato cuando examinamos este resultado: Contrario a lo que sucede en la materia convencional, la presión en el fluido no depende de la temperatura del mismo. No es pues la agitación térmica de sus partículas la que da lugar a la presión interior, sino la situación de degeneración de los electrones confinados en estados de energía precisos.

Cuando en el núcleo de una estrella liviana ($M \approx M_\odot$) se alcanzan las condiciones de temperatura necesarias para que aparezcan los procesos de fusión del Helio, la densidad nuclear se ha incrementado a valores lo suficientemente altos para mantener la materia de esta porción de la anatomía estelar en un estado de degeneración. Cuando se inician los procesos de fusión la temperatura, por efecto de la energía liberada en dichos procesos, empieza a aumentar. En condiciones normales (materia no degenerada) la presión se incrementaría también, induciendo una expansión de la región de producción de energía que relajaría un poco los procesos por los cuales las reacciones nucleares entregan energía a la materia, esta expansión alcanzaría un punto de equilibrio que estaría seguido de una producción estable de energía. La presión así actúa al modo de una válvula de escape que controla la creciente producción de energía. Cuando la materia está degenerada esta válvula de escape se vuelve inoperante (ahora la presión no depende de la temperatura) y las reacciones de fusión de Helio empiezan a entregar una cantidad progresivamente mayor de energía a la materia lo que incrementa su temperatura que a su vez hace mayor también la tasa de producción de energía y así sucesivamente. En estas condiciones la fusión del Helio, que en las estrellas más masivas con núcleos en esta etapa aun no degenerados se realiza a una tasa estacionaria, en la situación de nuestro interés lo hace muy rápidamente, en la forma de un intenso flash de energía. Esto es precisamente lo que llamamos en la sección anterior el Flash del Helio.

Después de descubrir algunos aspectos de la física de las enanas blancas, dos preguntas restán por responder: Si la presión de degeneración de los electrones es independiente de la temperatura y por tanto de cualquier proceso que genere calor al interior de la estrella, ¿por qué no todos los residuos estelares son enanas blancas? y ¿cuál es el origen de la energía que radia una enana blanca?.

Para responder la primera pregunta imaginemos una enana blanca típica con una masa del orden de una masa solar. Agreguemos algo de masa a este objeto. Un incremento en la cantidad de materia exige, por efecto de la conservación del equilibrio hidrostático de este cuerpo, un aumento en su presión interior y por tanto un aumento en su densidad. Puede mostrarse fácilmente que el radio de una enana blanca tal y como es descrita aquí es función inversa de su masa. Sin embargo al incrementarse la densidad de la materia lo hace con ella, en virtud de 4.3, el momento lineal de los electrones y con el (a bajas velocidades) la velocidad a la que ellos se mueven. A densidades mayores (mayor masa) la velocidad de los electrones se ha incrementado lo suficiente para exigir que se realice

un análisis relativístico del problema (contrario al que hemos hecho aquí que considera la situación de electrones a bajas velocidades). Cuando se elabora un tal análisis, se descubre que para un valor crítico de la densidad, la estructura de la enana blanca se hace altamente inestable. Esta condición crítica define precisamente la masa máxima que puede tener un núcleo estelar para soportar su propia autogravedad con la presión de degeneración de los electrones. El valor de esta masa crítica fue calculado por el astrofísico hindú Subramayan Chandrasekhar y ronda alrededor de las $1,4M_{\odot}$ para las condiciones típicas en el núcleo de las estrellas livianas. En honor a su descubridor el valor máximo de la masa de una enana blanca recibe el nombre de límite de Chandrasekhar.

¿ De dónde surge la energía que radia constantemente la enana blanca?. Durante los procesos previos a su constitución final, la materia que compone la enana blanca ha sido producida a altísimas temperaturas que aún conserva. Además los procesos de fusión que se dan en las capas inmediatamente superiores al núcleo que finalmente terminara convirtiéndose en nuestro cuerpo producen energía que no sólo es liberada hacia afuera para calentar las envolturas sino que también algo del calor es entregado al inerte núcleo. Cuando esta región de la estrella queda al descubierto por los procesos descritos en la sección anterior, empieza a radiar libremente ese calor remanente adquirido en las etapas previas. Lentamente nuestro objeto , que ya no goza de una fuente constante de energía (ya no la necesita, puesto que es la presión de degeneración de los electrones y no la agitación térmica de la materia, la que sostiene la estrella) se enfría hasta convertirse en un cuerpo completamente oscuro, una enana negra.

4.5.2 Estrellas de neutrones

En la sección 4.4 se describieron algunos de los procesos que tenían lugar en el núcleo de estrellas con masas superiores a $8M_{\odot}$. Se mencionó allí la aparición de una serie de procesos que comenzaban cuando la materia de la que estaban hechas (principalmente núcleos de Hierro) se desintegraba por efecto de un intenso baño de radiación gamma, por efecto de las increíblemente altas temperaturas registradas en esta fase del colapso, seguido por la conversión vía un decaimiento β^+ inverso de los protones en neutrones, conocido como neutronización de la materia.

Por efecto de este último proceso, la densidad de neutrones en el núcleo de la estrella crece considerablemente, hasta que el efecto de la presión de degeneración de los mismos (que también son fermiones) empieza a dominar el comportamiento hidrodinámico de la materia. En un tal estado el colapso es bruscamente frenado y se suceden los fenómenos que acompañan la explosión de una supernova. Una vez las envolturas de la estrella han sido expulsadas queda al descubierto el interior neutrónico de la misma, que pasa a convertirse en un objeto independiente, el residuo de la muerte de la estrella, al que se conoce como Estrella de Neutrones.

La masa de estos especialísimos objetos se predice del orden de una vez la masa del Sol. Sin embargo su densidad es tan grande (10^{14} gr cm^{-3} , la densidad de un núcleo atómico), por efecto del fuerte colapso sufrido en las fases previas a su formación, que toda aquella masa

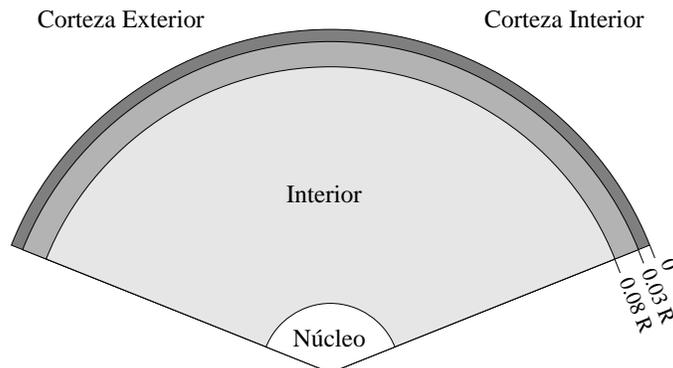


Figura 4.8: La estructura calculada de una estrella de neutrones.

se ve reducida a una esfera con un diámetro de aproximadamente 10km !. La temperatura en su superficie puede ascender en equilibrio (una vez se ha constituido definitivamente después de la explosión) al millón de grados, 1000 veces menor sin embargo a la que tenía antes y durante su formación.

La estructura detallada de las estrellas de neutrones no es conocida completamente. Esto se debe principalmente al hecho de que desconocemos grandemente las bizarras propiedades que puede exhibir la materia en las condiciones allí reinantes (altísimas temperaturas y densidades). Mediante la extrapolación de las propiedades de la materia en condiciones más comunes, ha permitido hacernos, sin embargo, una buena idea de lo acontecido en el interior de estos extraños cuerpos.

Una estrella de neutrones está formada por la superposición de 3 capas bien diferenciadas, donde la materia exhibe comportamientos distintos (ver figura 4.8). La más exterior de ellas, la denominada Corteza Exterior, está constituida por núcleos de Hierro y electrones relativistas en estado degenerado. Bajo ella, en la corteza interior, el proceso de neutronización ha enriquecido de neutrones los núcleos allí presentes, principalmente ${}_{36}^{118}\text{Kr}$ ($Z/A = 0,3$), los cuales se vuelven estables por efecto de la ausencia de estados de energía libres para los eventuales electrones producidos en el necesario decaimiento β^- . En esta región de la estrella, algunos de los neutrones libres empiezan a aparearse (pairing) formando estructuras débilmente interactuantes que se desplazan casi sin presentar ninguna resistencia y dotando al gas al que pertenecen de la propiedad de superfluidéz. En el interior mismo de la estrella, las presiones densidades y energías llegan al extremo de destruir la estructura nuclear : ningún núcleo estable puede sobrevivir en esas condiciones. Los neutrones libres forman un gas superfluido y los protones se vuelven superconductores. Cerca al núcleo el medio probablemente se enriquece en piones por efecto de la conversión $n^0 \rightarrow p^+ + \pi^-$.

A diferencia de lo sucedido con las Enanas Blancas, las estrellas de neutrones fueron primero creaciones teóricas sin un sustento observacional. La situación se mantuvo por

años dado el increíble problema que significaba observar un objeto tan supremamente débil y caliente. En 1968, Jocelyn Bell, hizo un descubrimiento que iba a cambiar esta desventajosa situación en la que se encontraban las Estrellas de Neutrones frente a otros objetos bizarros ya detectados. Descubrió lo que parecía ser una fuente periódica de radiación en dirección a la nebulosa del Cangrejo. El objeto emitía unos 33 pulsos de radio cada segundo con una precisión jamás observada. Su particular naturaleza mereció rápidamente el nombre de *Pulsar*, (acrónimo de *Pulsating Star*) y sólo pudo ser explicada haciendo uso de las peculiares propiedades de las teóricas estrellas de neutrones.

Casi todos los cuerpos en el universo están rotando. Las estrellas no son la excepción. Una vez la estrella empieza a envejecer sus envolturas interiores y la región que comprende su núcleo se divorcian dinámicamente. Algo de la rotación de la estrella es conservado por su núcleo. Cuando colapsa, el efecto del principio de conservación del momento angular lo obliga a incrementar la frecuencia de rotación conforme se reduce su radio. Una vez esta región de la estrella ha adquirido una estructura final estable, su radio ha decrecido en tal grado que la podremos encontrar animada de una ingente velocidad de rotación.

Teniendo en cuenta este efecto es posible determinar cuál será el período de rotación de una enana blanca o una estrella de neutrones, una vez culmina su formación. Los resultados demuestran que las estrellas de neutrones, que reducen en mayor cuantía sus dimensiones lineales, adquieren cortísimos períodos de rotación que coinciden en orden de magnitud al observado en el Pulsar de Jocelyn.

Es bien sabido también que las estrellas pueden estar dotadas de campos magnéticos inducidos por la acción de corrientes de plasma en el seno, por ejemplo, de regiones de convección en su interior. Dichos campos magnéticos que en la superficie estelar pueden llegar a ser en extremo complejos, en el interior pueden adquirir una estructura organizada y conservarla hasta las más avanzadas etapas en la evolución de la estrella misma. Suponiendo un núcleo estelar dotado de un campo magnético cercanamente dipolar, el principio de conservación del flujo magnético obliga que cuando dicho núcleo se reduce en tamaño (su área disminuye) la intensidad del campo superficial debe incrementarse considerablemente.

Cuando consideramos la situación de una estrella de neutrones en formación nos encontramos con la aparición de intensísimos campos magnéticos que en determinadas condiciones pueden manipular con violencia la materia cargada principalmente en las regiones de polaridad magnética donde es mayor. De este modo se forman en dichas regiones "puntos calientes" en la superficie y la magnetosfera de la estrella, que pueden inducir la emisión de ingentes cantidades de radiación detectables desde Tierra. En la figura 4.9 se representa esquemáticamente el comportamiento de la estrella de neutrones que da origen al pulsar generalmente asociado con ella.

4.5.3 Agujeros Negros

Uno de los más extraños objetos astrofísicos predichos teóricamente lo constituyen los denominados agujeros negros.

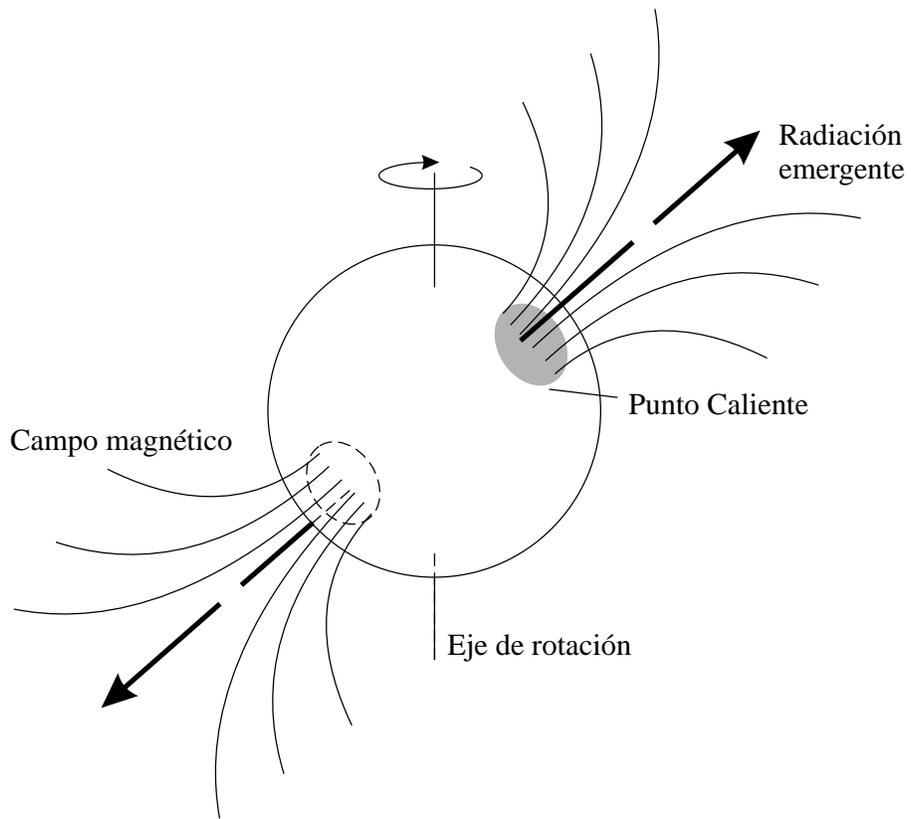


Figura 4.9: Estructura del campo magnético de un *Pulsar*.

Desde la primera insinuación de su existencia en el siglo XVIII, hasta el más completo estudio de sus propiedades a principios del siglo XX, ellos habían permanecido en el papel como meras curiosidades teóricas irrealizables en la naturaleza. El estudio de las últimas y violentas fases de la evolución de las estrellas masivas ha finalmente mostrado el camino por el que cuerpos tan bizarros como estos podrían formarse.

Describiremos a continuación algunas de las propiedades predichas para ellos, la manera como son formados en los últimos instantes de la vida de las estrellas y los medios astrofísicos necesarios para detectarlos.

La existencia de los Agujeros Negros fue intuida desde hace unos dos siglos por el físico inglés John Michell. En los *Philosophical Transactions of the Royal Society* en 1784 Michell escribía,

”If the semidiameter of a sphere of the same density with the Sun were to exceed that of the Sun in the proportion 500 to 1, (...) all light emitted from such a body would be made to return toward it”

La idea de Michell fue también concebida independientemente por Pierre Simon de Laplace, quien en el año 1796 escribiría en su libro *Exposition du Systeme du Monde*,

”Un astre luminex de meme densite que la terre et dont le diametre serait deux cents cinquante fois plus grand que celui du soleil, ne laisserait, en vertu de son attraction, parvenir aucun de ses rayons jusqu’ a nous ; il est donc possible que les plus grands corps luminex de l’universe soient, par cela meme, invisibles”

En ambos razonamientos encontramos varias cosas en común: los cuerpos cuya existencia era propuesta por ellos poseían, de acuerdo a su densidad y volumen masas extraordinariamente grandes, cercanas a 10^7 veces la masa del Sol. Con semejantes masas, y radios relativamente pequeños dichos cuerpos presentarían en su superficie fuerzas de atracción gravitacional tan grandes que la velocidad de escape (la necesaria para huir del retentivo efecto de su gravedad) sería igual o mayor que la de la luz. En estas condiciones, y suponiendo que la luz está formada por un haz de partículas, tal y como lo había propuesto Newton 100 años antes, ningún rayo de luz tendría la suficiente energía cinética necesaria para escapar de un cuerpo con las propiedades descritas. Desde el exterior el cuerpo aparecería oscuro por la imposibilidad de que la luz emitida desde su superficie nos alcanzara.

Hoy podemos asegurar que los supuestos de los que partieron Michell y Laplace en sus razonamientos son erróneos, la luz no es un simple chorro de partículas y la validez de la teoría de la gravitación de Newton no puede ser sostenida en todos los casos, por tanto sus conclusiones no pueden ser completamente válidas. No obstante, sus propuestas fueron la base para un posterior análisis del problema del efecto de la gravitación (mirada con ojos modernos) sobre la luz (en la visión contemporánea) que emite un cuerpo, análisis que conduce a resultados similares a los obtenidos por los medios usados por Michell y Laplace.

Imaginemos un cuerpo esférico de radio R y masa M , que colapsa y desde cuya superficie es emitido un rayo de luz monocromática de longitud de onda λ . Un observador situado a gran distancia del objeto sigue paso a paso su evolución.

Un cálculo directo, mediante el uso de las herramientas de la Teoría General de la Relatividad (la moderna teoría de la gravitación) permite establecer la existencia de una diferencia entre el ritmo al que transcurre el tiempo en la superficie del objeto estudiado y en el referencial del observador. Si llamamos dt a la duración de un evento como es medido en la superficie del cuerpo, la relatividad general predice que en el marco de referencia del observador lejano dicho evento tiene una duración dt_o dada por,

$$dt_o = \frac{dt}{\sqrt{1 - \frac{2GM}{Rc^2}}} \quad (4.4)$$

i.e. en la superficie del cuerpo las cosas parecen transcurrir más lentamente cuando son observadas desde lo lejos. A este fenómeno se lo conoce como dilatación temporal.

En estas condiciones si lo que consideramos es la emisión de un onda lumínica de período P y frecuencia ν , el efecto de la dilatación temporal inducirá en la onda detectada desde lo lejos una alteración del período dada por 4.4, que se manifestara finalmente en una contracción de la frecuencia expresado por,

$$\nu_o = \nu \sqrt{1 - \frac{2GM}{Rc^2}}$$

Uno de los principios de la Teoría de la Relatividad supone la invarianza de la velocidad de la luz cuando es medida por cualquier observador. Si esto es así la anterior contracción en la frecuencia de la onda se manifestará como una dilatación en su longitud, dada por,

$$\lambda_o = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \frac{2GM}{Rc^2}}}$$

La radiación emitida desde la superficie de cualquier objeto gravitante, sufrirá en virtud de lo anterior un corrimiento gravitacional al rojo.

El efecto combinado del corrimiento al rojo y la dilatación temporal produce además una disminución de la potencia total de la onda detectada desde lo lejos. Si suponemos que en un tiempo dt , medido en la superficie, son emitidos dN fotones con energía $h\nu$ (medida también en la superficie del objeto estudiado), la potencia total radiada, como es observada allí, será,

$$P = \frac{dN h \nu}{dt}$$

Cuando se observa el fenómeno desde afuera, el mismo número de fotones, dN , es detectado en un tiempo dt_o llevando cada uno una energía $h\nu_o$. La potencia medida está pues dada por,

$$P_o = \frac{dN h \nu_o}{dt_o}$$

reemplazando las respectivas relaciones se obtiene,

$$P_o = \frac{dN h \nu}{dt} \left(1 - \frac{2GM}{Rc^2} \right)$$

$$P_o = P \left(1 - \frac{2GM}{Rc^2} \right)$$

es decir desde afuera la potencia detectada es inferior a la realmente emitida por la fuente de luz en la superficie del cuerpo.

En síntesis, la alteración del tiempo producida por efecto de la gravedad en las cercanías del cuerpo considerado, induce cambios en la radiación emitida desde allí : Un enrojecimiento causado por la disminución en la frecuencia y una atenuación de su luminosidad causado simultáneamente por el enrojecimiento y la dilatación temporal.

Una situación crítica puede ser identificada analizando las anteriores expresiones. ¿ Qué sucede cuando al colapsar el cuerpo adquiere un tamaño cercano a $2Gm/c^2$?. El tiempo entre eventos vecinos se hace infinitamente grande, los sucesos parecen congelarse allí donde acaecieron por última vez. La radiación se hace infinitamente "roja" y su potencia se hace en extremo pequeña como para ser detectable por instrumento alguno : el objeto desaparece de nuestra vista. Se ha formado lo que Michell y Laplace, por medios completamente distintos, habían predicho : un objeto oscuro.

Esta moderna visión del efecto que tiene la gravedad sobre la luz nos permite pues predecir la existencia de cuerpos desde cuya superficie o interior es imposible detectar exteriormente radiación alguna, desde una distancia a su centro inferior a,

$$R_s = \frac{2GM}{c^2}$$

A esta distancia crítica se la conoce como Radio de Schwarzschild en honor a Karl Schwarzschild, físico alemán quien resolvió por primera vez sin ninguna aproximación el problema de la alteración del espacio y el tiempo en las vecindades de un cuerpo esférico con masa, solución en la que se basa nuestro cálculo de la dilatación temporal.

Si es imposible que la luz pueda escapar de la región interior al Radio de Schwarzschild, ninguna otra cosa en el universo lo hará . Así cualquier partícula que se aproxime al cuerpo a una distancia inferior a dicho radio, quedará inevitablemente atrapada. La superficie que define, se constituye pues en una "membrana" unidireccional que los teóricos llaman "Horizonte de Eventos" y nuestro cuerpo se convierte en un sumidero de energía. Estas características le merecieron a este tipo de objetos el nombre de "Agujeros Negros" acuñado por John Wheeler en la década de 1970.

Una vez los teóricos de la gravitación se percataron de la existencia de tan extraña predicción de la relatividad general, inmediatamente se cuestionaron acerca de si la naturaleza podría formar cuerpos tan singulares.

El mismo Einstein, el padre de la Teoría General de la Relatividad, reacio a considerar una tal posibilidad, demostró en el año de 1939 que era imposible físicamente que un sistema de partículas unidas por su gravedad colapsaran hasta que el sistema adquiriera dimensiones menores a las de su radio de Schwarzschild. Sin embargo, ya desde hace un

buen tiempo se había predicho la existencia de las estrellas de neutrones como residuos del proceso de evolución estelar. Objetos como estos tenían ya dimensiones cercanas a las del tamaño crítico predicho. Si esto era así era de esperarse que cuando el núcleo de estrellas masivas tuviera una masa superior al máximo soportable por la presión de degeneración de los neutrones, el colapso inevitable llevaría al objeto por debajo de su radio de Schwarzschild convirtiéndolo en un Agujero Negro. Finalmente, el mismo año en el que Einstein publicara su demostración, Robert Oppenheimer demuestra que una vez superada su masa crítica una estrella de neutrones colapsa irrefrenablemente hasta convertirse en un punto, una singularidad espacio-temporal, y por tanto, en un agujero negro.

Hoy sabemos, como finalmente lo demostrara Oppenheimer, que el núcleo de estrellas muy masivas ($M > 25M_{\odot}$) que han envejecido, no puede ser soportado por fuerza alguna y colapsa inevitablemente hasta convertirse en un agujero negro. En sentido estricto puede decirse sin embargo, que cuando el colapso final de un tal núcleo estelar es observado desde el exterior, la alteración del espacio-tiempo en sus vecindades provocara la apariencia de una aproximación eterna de dicho núcleo a su radio crítico y nunca el traspaso de esta barrera asintótica. En la realidad existirán pues en la forma de esferas de materia congeladas y completamente oscuras.

Si los agujeros negros no emiten radiación, ¿ cómo podemos percatarnos de su existencia ?.

La solución de este problema, la detección de los agujeros negros, se ha constituido en uno de los más difíciles problemas observacionales del presente. Si bien provenientes de ellos no puede alcanzarnos ningún tipo de radiación, su masa puede ejercer un efecto gravitacional cuantificable sobre masas vecinas.

Por suerte una buena parte de las estrellas se forman en compañía de otras estrellas sistemas multiples. Si en un sistema como este eventualmente una de las componentes se convirtiera en un invisible Agujero Negro, aun sin ser detectado directamente, el efecto que tendría sobre las demás componentes se convierte en señal segura de su existencia. Otra de las situaciones en las que puede estar envuelto un agujero negro estelar, y que facilitan su detección, es aquella en la cual materia procedente la mayoría de las veces de estrellas vecinas (con las que forman por ejemplo un sistema binario) es puesta en órbita su alrededor. Por efecto de los intensos campos gravitacionales la materia es acelerada y por el rozamiento calentada a niveles extremos que la obligan a emitir copiosas cantidades de radiación de alta energía (generalmente Rayos X). La detección de fuentes de dicha radiación en sistemas binarios es indicio seguro de la existencia de agujeros negros que roban material a su estrella compañera.

4.6 Ejercicios

- 4.1 Explicar la dependencia que tiene el valor de la masa crítica de Jeans (dada por 4.2) con la densidad, la temperatura y la composición química de una nube.

4.2 La Masa de Jeans mínima para una nube en colapso que se fragmenta es,

$$M_{Jmin} = 0,03T^{1/4}e^{-1/2}\mu^{-9/4}M_{\odot}$$

donde $e \approx 0,1$ y $\mu \approx 1$.

- Para una nube en la que $T = 1000$ K, determinar la masa mínima de las inhomogeneidades que logran constituirse en protoestrellas.
- Utilizando las relaciones entre la masa y la longitud de Jeans con la densidad de la nube, determinar el tamaño de las inhomogeneidades de masa mínima.

4.3 Algunos investigadores han propuesto, utilizando los datos medidos de las ratas de pérdida de masa de ciertos tipos de estrellas en la rama asintótica, una expresión general que relaciona el valor de dicha rata con importantes cantidades medibles asociadas con las estrellas del tipo indicado. Una de las más populares desarrollada por D. Reimers está dada por,

$$\frac{dM}{dt} = -4 \times 10^{-13} \eta \frac{L}{gR} M_{\odot} \text{año}^{-1}$$

donde η es un parámetro libre cuyo valor esperado está cerca a la unidad, y L , g , R (luminosidad, aceleración de la gravedad superficial y radio, respectivamente) están dadas en unidades solares.

- Explicar cualitativamente la dependencia de la rata de pérdida de masa con la luminosidad, el radio y la masa de la estrella.
- Estimar la rata de pérdida de masa de una estrella de en la rama asintótica con $1 M_{\odot}$ con una luminosidad de $7000 L_{\odot}$ y una temperatura de 3000 K.
- Asumiendo que L , R y η no cambian con el tiempo derivar una expresión para la masa de la estrella como una función del tiempo.
- ¿ Cuanto tiempo tardaría la estrella del literal **a.** para reducir su masa al valor de la del núcleo degenerado de Carbono-Oxígeno de $0,6 M$?.

4.4 El flujo de neutrinos estimado, procedente de *SN1987A* (supernova visible en la nube mayor de Magallanes en el año de 1987) fue de $1,3 \times 10^{10}$ neutrinos/cm². Si la energía media por neutrino fu aproximadamente $4,2$ MeV, estimar la cantidad de energía emitida en forma de neutrinos por la supernova. Compare el resultado con la cantidad de energía en forma de radiación, emitida por segundo por la supernova.

Ayuda: La distancia a la nube mayor de Magallanes es de unos $160\,000$ a.l. y una supernova típica tiene una magnitud bolométrica en el máximo de $M_{bol} = -19$.

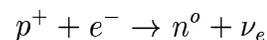
4.5 La enana blanca más fácil de observar se encuentra en la constelación del Río Eridano. Pertenece a un sistema triple denominado conjuntamente 40 Eridani. La componente 40 Eridani B es la enana blanca en cuestión.

- a. El período del sistema 40 Eri B y C es de 247,9 aos. El paralaje trigonométrico del sistema es 0,201" y el semieje mayor del sistema reducido subtiende visto desde la Tierra un ángulo de 6,89". La razón de las distancias de 40 Eri B y C al centro de masa es $a_B/a_C = 0,37$. Encontrar la masa de 40 Eri B y C en términos de la masa solar.
- b. La magnitud absoluta bolométrica de 40 Eri B es 9,6. Determinar su luminosidad.
- c. La temperatura efectiva de 40 Eri B es de 16 900 K. Determinar su densidad promedio.

4.6 En el límite relativístico extremo, la velocidad de los electrones es asumida igual a la velocidad de la luz. Utilizando el mismo razonamiento que fue usado para deducir la ecuación de estado de un gas degenerado de electrones no relativistas, demostrar que,

$$P \approx \frac{hc}{3} \left[\left(\frac{Z}{A} \right) \frac{\rho}{m_H} \right]^{4/3}$$

4.7 Considere el siguiente proceso endotérmico mediante el cual se transforman protones en neutrones,



- a. suponiendo que la fracción de energía que se lleva el neutrino es despreciable, calcular la energía cinética mínima del electrón para que tenga lugar la reacción anterior, suponiendo que dicha energía es precisamente lo que le falta a la masa conjunta del electrón y el protón para ser igual a la del neutrón.
- b. Utilizando la expresión para la energía cinética relativista ³, determinar la velocidad de el electrón que produce la reacción anterior.
- c. Determinar, utilizando la relación densidad - velocidad media encontrada para un gas de electrones degenerados (y expresada indirectamente en 4.3, la densidad de la materia que constituye el núcleo de una estrella supermasiva en la que ocurre el proceso descrito anteriormente, que conduce a la formación de un material con núcleos con superabundancia de neutrones como el ^{118}Kr , etapa previa a la constitución de una estrella de neutrones.

³ $mc^2 = m_0c^2 + K$

4.8 Considere un cuerpo esférico de masa M , que radia energía como un cuerpo negro desde su superficie situada en la posición $r = R$. Considerando los efectos predichos por la relatividad general sobre la alteración del espacio y el tiempo en presencia de un campo gravitacional, encontrar,

- a. Teniendo en cuenta la dilatación del tiempo, la medida que hace el observador en el infinito de la luminosidad del cuerpo es,

$$L = \Gamma^2 L_o$$

donde Γ es el factor $(1 - 2GM/R_c^2)^{1/2}$ y los subíndices cero se refieren a las medidas realizadas por un observador situado sobre la superficie del cuerpo considerado.

- b. Utilizando la ley de Wien el observador en el infinito determina una temperatura de la forma,

$$T = \Gamma T_o$$

- c. Utilizando la ley de Stefan, el observador en el infinito estima un radio para el cuerpo que está dado por,

$$R = R_o/\Gamma$$

Bibliografía

- [1] Bohm-Vitense, Erika, *Introduction to Stellar Astrophysics, Vol. 2 Stellar Atmospheres*, Cambridge University Press, Cambridge, 1992
- [2] Collins II, George, *The Fundamentals of Stellar Astrophysics*, W.H. Freeman and Company, New York, 1989
- [3] Chiu, Hong-Yee, *Stellar Physics*, Blaisdell Publishing Company, Waltham, 1968
- [4] Kitchin, C. R., *Astrophysical Techniques*, Adam Hilger, Philadelphia, 1984
- [5] Narlikar, Jayant, *Fenómenos Violentos en el Universo*, Alianza Editorial, Madrid, 1987
- [6] Ostlie, D.A., and Carrol, B.W., *An Introduction to Modern Astrophysics*, Addison-Wesley, 1996
- [7] Schatzman, Evry L., and Praderie, Françoise, *The Stars*, Springer-Verlag, New York, 1990
- [8] Schwarzschild, Martin, *Structure and Evolution of the Stars*, Dover Publications, New York, 1958

Parte II

ASTROFISICA DEL MEDIO INTERESTELAR

Capítulo 5

La observación del medio interestelar

5.1 Introducción

Uno de los más sorprendentes resultados de la astrofísica moderna lo constituye el descubrimiento de que el espacio entre las estrellas, que parece enteramente vacío, está lleno de una diluidísima sustancia heterogénea que recibe el nombre de Medio Interestelar.

Esta sustancia que todo lo llena está diversamente compuesta y es el origen de todos los demás objetos astrofísicos de nuestro interés: de ella se forman las estrellas y los planetas que las orbitan, que a su vez constituyen las galaxias, los bloques de los que está hecho el universo.

Al medio interestelar lo componen todo el gas libre, que no se ha unido para formar estrellas o planetas, y que ha formado la mezcla de un sinnúmero de especies atómicas y moleculares en muy diversos estados ; el polvo, partículas macroscópicas formadas por agregados gigantes de átomos y moléculas en las regiones más densas de este omnipresente medio ; la radiación electromagnética, que todo lo llena y que viene en muy diversas formas desde la energética radiación gamma emitida en procesos violentos, hasta las ondas de radio emitidas por los más tranquilos eventos; Los campos magnéticos, inducidos por particulares procesos y que envuelven la Galaxia entera.

Nos ocuparemos en esta parte del texto del estudio de este ubicuo medio, los métodos para observarlo, las distintas fases o estados en los que se encuentra, su distribución en la Galaxia, la física de los fenómenos que en él acontecen y los procesos que dan lugar a la a veces complicada química que en él se da.

El estudio del medio interestelar se ha constituido en el presente en pieza clave en el descubrimiento de algunos de los más importantes aspectos relacionados con el origen de las estrellas, con nuestro lugar en el universo, con las dimensiones y forma de nuestra galaxia, con la composición química del universo, la estructura y dinámica de nuestra Galaxia y las demás, la muerte de las estrellas entre otros temas que seguramente mencionaremos en los capítulos que forman esta segunda parte del libro. Por esto su inclusión en un plan introductorio de estudio de la astrofísica se hace indispensable.

5.2 Pruebas de la existencia del medio interestelar

Aunque podría considerarse una afirmación aceptable sin reparos, es también cierto que la existencia del medio interestelar no fue siempre conocida y que sólo después de observaciones detenidas de lo que aparentaba estar vacío fue posible concluir que no lo estaba. Pero, ¿cuáles fueron precisamente esas evidencias que permitieron establecer con certeza la existencia de una a veces indetectable materia entre las estrellas ?.

En la antigüedad todo lo que era posible observar en el cielo parecía encontrarse bien localizado formando cuerpos perfectamente delimitados como la Luna, el Sol, los planetas y las estrellas. En una tal discreta visión del Universo exterior a la Tierra, era muy difícil concebir la existencia de objetos materiales muy extendidos que pudieran llenar el espacio entre los cuerpos conocidos. Aquellos que no parecían exhibir la apariencia localizada de planetas y estrellas eran confundidos con fenómenos atmosféricos o se les asignaba valores religiosos sin profundizar en su naturaleza. Era este el caso por ejemplo de los cometas y la Vía Láctea.

Sólo con el advenimiento de nuevas técnicas e instrumentos de observación fué posible percatarse de que el universo no estaba formado sólo de las estrellas puntuales sino que existían también objetos más extensos que parecían aquí o allá llenar el espacio entre algunas estrellas.

Fueron los observadores del siglo XVIII, los primeros en reconocer la existencia de cuerpos extensos no estelares que emitían su propia luz y que se encontraban entre las estrellas. Uno de los más asiduos cazadores de objetos con estas características fue el astrónomo francés Charles Messier (1731 - 1781). Su principal ocupación como astrónomo era la de descubrir nuevos cometas, y su éxito le mereció el apodo de "El Hurón de los Cometas". El descubrimiento de un cometa nuevo era en aquel entonces, y lo sigue siendo hoy en día una laboriosa tarea que consiste en la observación detenida de una región del cielo en busca de algo con apariencia difusa que regularmente no se encuentra allí y que cambia su posición noche a noche. A Messier y sus colegas se les dificultaba sobremanera su tarea, por la existencia de objetos difusos que estaban fijos entre las estrellas y que podrían pasar como cometas nuevos. Por tal razón se puso en la tarea de elaborar una completa lista de tales objetos, su posición, brillo y características particulares, para evitar que otros los confundieran con su verdadero objeto de estudio. Fue de esta manera como nació el que los astrónomos conocen como el Catálogo de Messier. En él se encuentran referenciados los 110 objetos no estelares más brillantes que Messier y otros observadores pudieron descubrir en todo el cielo. La denominación de los objetos de la lista, que está en vigencia aún se hace utilizando como inicial una "M" que va seguida del número que al objeto le es asignado en el catálogo. Así M42 es el objeto número 42 del catálogo de Messier.

Observaciones más finas mostraron más tarde la verdadera naturaleza de los objetos incluidos en este catálogo. En unos casos no se trataba de otra cosa que enjambres de estrellas (grandes o pequeños), conocidos como cúmulos estelares, que en los telescopios menos potentes exhibían apariencias difusas. Pero en otros los objetos aún con los mejores



Figura 5.1: La nebulosa de la Trífida o *M20*, uno de los típicos objetos difusos observados por Messier.

instrumentos conservaban su naturaleza difusa, razón por la cual recibieron el nombre de Nebulosas ("parecido a una nube"). En el interior de algunas de esas nebulosas era inclusive distinguir estrellas que parecían estar asociadas a ellas (ver figura 5.1).

Estas observaciones podrían constituirse quizá en la primera evidencia de la existencia de materia diluida entre las estrellas. Esta materia, observada por los medios descritos, a pesar de estar mucho más dispersa que la que forma una estrella individual, poseía una localización bien definida y de ella solo podría decirse que llenaba los vacíos entre las estrellas con las que aparecía asociada. ¿Qué pasaba pues con el espacio entre las demás estrellas en el cielo, lejanas de las nebulosas observadas por Messier y sus colegas?, ¿Se encontraban ellas vacías?

Más recientemente (principios del siglo XX), otra pionera observación, proveería de las pruebas necesarias para suponer la existencia de materia entre las estrellas incluso en regiones donde no existen nebulosas.

Cuando se dirige la mirada en dirección a la Vía Láctea, esa "nube" blanquecina que atraviesa el cielo de extremo a extremo y que está formada, como lo descubriera Galileo, por la reunión de una miriada incontable de estrellas que hoy sabemos forman un sistema discoidal al que pertenece el Sol y que llamamos nuestra Galaxia, se descubren en ella grandes vacíos en el casi continuo fluido de estrellas. Estos vacíos se encuentran agrupados principalmente en el plano central de la Vía Láctea (ver figura 5.2). Cuando se hace una observación minuciosa de algunas regiones en esta estructura se descubren en ella parches individuales de ausencia de estrellas. Alrededor del año 1900, E.E. Barnard y M.

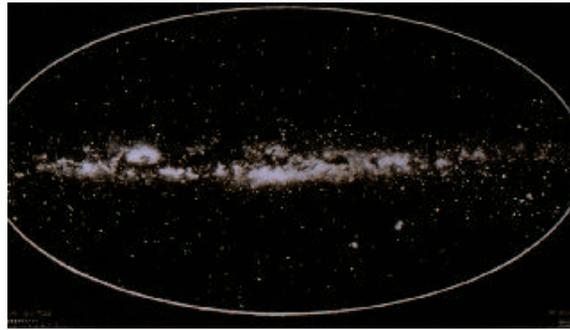


Figura 5.2: Imagen de la Vía Láctea en la que resaltan características regiones oscuras.

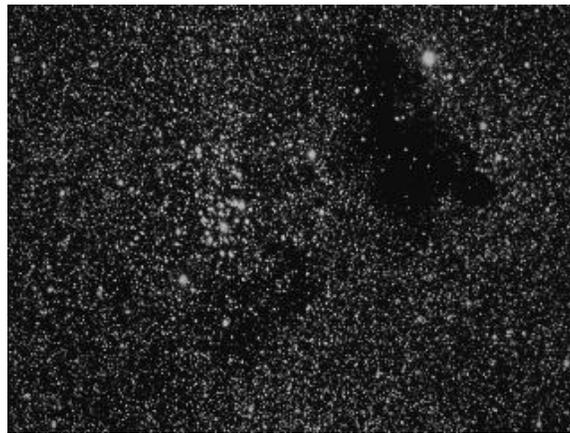


Figura 5.3: Un *Saco de Carbón*, regiones de la Vía Láctea en las que parecen hacer falta estrellas.

Wolf, demostraron, mediante precisos conteos de las estrellas en las vecindades de estos objetos (ver figura 5.3), la imposibilidad de que en efecto se tratara de simples baches en la distribución de estrellas. Como ya tempranamente había interpretado el astrónomo italiano Angelo Secchi, estas particulares regiones, debían coincidir con la posición de nubes de material opaco que impediría la llegada hasta nosotros de la luz procedente de las estrellas de fondo.

Esta observación, la de la existencia de nubes de materia ya no emisoras sino terriblemente opacas se constituye en la segunda prueba de la existencia de materia llenando el espacio entre las estrellas, materia que podemos decir está fuertemente concentrada en el plano de simetría de nuestra Galaxia, llenando ingentes volúmenes de espacio vacío.

Las anteriores observaciones demuestran la existencia de material entre las estrellas que se concentra para formar estructuras que aunque más extensas que las estrellas mismas

siguen siendo claramente delimitadas. La mejor prueba de la existencia de materia que llena considerables volúmenes del espacio entre las estrellas lo constituye la observación de tres fenómenos nuevos : El enrojecimiento y la extinción de la luz estelar, la presencia de líneas de absorción en el espectro de las estrellas y la detección de radiación producida por la materia misma que constituye el medio.

En las siguientes secciones discutiremos algunos de los más importantes aspectos relacionados con estas observaciones.

5.3 Enrojecimiento y extinción interestelar

Uno de los más evidentes métodos para determinar la existencia de materia interestelar es registrar el efecto que produce sobre la luz que la atraviesa, procedente de las estrellas sumidas en ella o por detrás suyo.

El medio interestelar, si existe, tiene la capacidad de absorber parte de la energía de la luz que la atraviesa. Dicha absorción puede producir finalmente 3 efectos distintos: Reducir la intensidad total del rayo de luz (extinción), cambiar la intensidad del rayo de luz en ciertas regiones del espectro electromagnético de manera distinta a como lo hace en otras (enrojecimiento) y absorber con particular intensidad radiación correspondiente a ciertas longitudes de onda (líneas espectrales).

La extinción de la luz estelar por la presencia de un medio absorbente puede ser registrada directamente cuando se comparan la distancia a una estrella vecina determinada por el método geométrico (paralaje trigonométrico) y utilizando información contenida en su espectro (paralaje espectroscópico).

El primero de los métodos, una vez eliminada las posibles causas de error, provee la verdadera distancia a la estrella considerada, d , dado que no está afectado por las alteraciones que sufra la luz de la estrella en su camino a la Tierra y sólo se ocupa del cambio de su posición en el cielo. El segundo método consistente en deducir de información espectral la magnitud absoluta visual de la estrella, M_V que luego comparada con su magnitud aparente observada, m_{V_o} permite establecer una distancia aparente, d' , implícitamente dada por,

$$M_V = m_{V_o} - 5 \log_{10}(d'/10pc)$$

Si escribimos la misma relación pero con la distancia a la estrella determinada por el primer método, encontramos,

$$M_V = m_V - 5 \log_{10}(d/10pc)$$

donde m_V es la magnitud aparente que tendría la estrella si no existiera el medio interestelar. Comparando resulta,

$$m_{V_o} = m_V - 5 \log_{10}(d/d')$$

Como era de esperarse, si existe extinción, $m_{V_o} > m_V$ de donde se sigue entonces que $d' > d$: la distancia determinada por el método espectroscópico es mayor que la real a la estrella. Este efecto ampliamente observado y cuantificado es entonces una señal clara de la extinción de la luz estelar y por tanto de la existencia de un medio que provoca dicha extinción.

Como es de esperarse, la presencia de una mayor o menor cantidad de materia absorbente produce un mayor o menor efecto de reducción en la intensidad de la luz estelar. En el medio interestelar apareciera así pues una dependencia de la magnitud de la extinción con la distancia a la fuente. Regularmente el fenómeno se modela así ,

$$m_{V_o} = m_V + A_V d$$

donde A_V es un parámetro a determinar, que en el caso del medio interestelar en el plano medio de la Galaxia puede oscilar entre 1 a 2 magnitudes por kpc.

La extinción interestelar depende además de la longitud de onda. Es un hecho ampliamente observado que la magnitud de dicha extinción es mayor en tanto menor es la longitud de onda considerada.

El fenómeno de enrojecimiento de la luz estelar se hace evidente cuando se compara el "color" de la estrella observado con el "color" deducido de información contenida en su espectro. Para tal fin se introduce un nuevo parámetro conocido como el exceso de color, E y definido como la diferencia entre el índice de color observado, $(B - V)_o$ y el real, deducido por medios espectroscópicos $(B - V)$, de tal modo que,

$$E_{B-V} = (B - V)_o - (B - V)$$

El enrojecimiento de la luz estelar implica que $E_{B-V} > 0$. Reorganizando los términos en la anterior relación se puede escribir,

$$E_{B-V} = (B_o - B) - (V_o - V)$$

por la definición del parámetro A , E se puede expresar en la forma,

$$E_{B-V} = (A_B - A_V)d$$

E depende pues de la distancia a la que se encuentra la fuente. Para objetos situados a 1Kpc sobre el plano de la Galaxia E varía entre 0,3 y 0,6 magnitudes.

El enrojecimiento de la luz estelar se debe a la presencia en el medio interestelar de granos de polvo que dispersan de modo selectivo la luz que sobre ellos incide. Sobre la relación entre el fenómeno de enrojecimiento y el contenido de polvo en el medio interestelar y sus características, volveremos más adelante en la sección dedicada a las nubes interestelares.

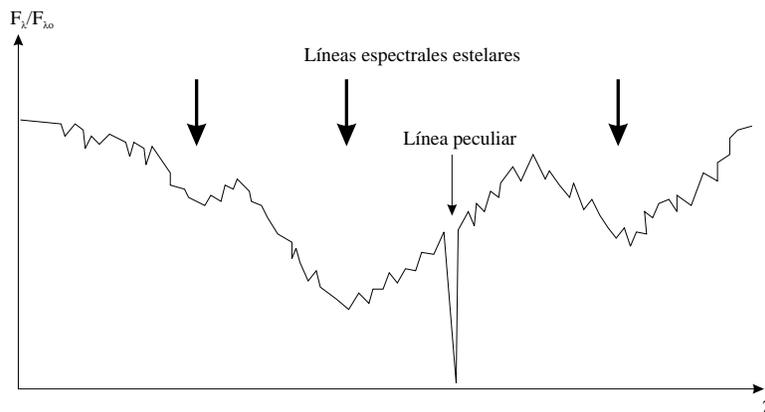


Figura 5.4: Efecto de la presencia del medio interestelar en el espectro de una estrella.

5.4 Líneas de absorción interestelar

Otro de los fenómenos que permiten establecer la presencia de materia en el espacio que separa las estrellas lo constituyen la presencia en el espectro de las mismas de ciertas líneas de absorción producidas en un medio enteramente distinto a aquel en el que se forman las líneas propias de la estrella.

El fenómeno fue descubierto por primera vez en 1904 por J. Hartman, quien se encontraba estudiando el miembro menor del sistema binario δ – *orionis*. Mientras estudiaba el espectro de esta estrella con el fin de determinar el desplazamiento Doppler de sus líneas espectrales, para finalmente obtener información acerca de su velocidad orbital, notó la presencia de una estrecha línea espectral que parecía mantenerse inmóvil respecto a las desplazadas líneas propias de la estrella (ver figura 5.4). Su inmovilidad demostraba que la materia que la producía no se encontraba ligada en forma alguna al sistema binario. Su pequeño ancho, implicaba además, que la temperatura de la materia que la producía era muy reducida (100 K según las medidas de Hartman), comparada con la temperatura mínima registrada en las atmósferas estelares. Todo esto junto no le dejó ninguna duda de que lo que estaba observando era la primera evidencia espectral de la existencia del medio interestelar.

La observación de las líneas de absorción de la materia en el medio interestelar ha permitido deducir valiosa información sobre aspectos como su dinámica, estado y composición química.

La más valiosa información en este sentido la constituye la observación de estas líneas en la región ultravioleta del espectro electromagnético. Dado las bajísimas temperaturas y densidades registradas en el medio interestelar casi todas las especies atómicas que lo constituyen se encuentran en su estado base. La transición desde un tal estado a estados superiores involucra energías que están en la mayoría de los casos en el rango de

energías de los fotones ultravioleta. De particular interés ha sido el estudio en esta región del espectro electromagnético, de las líneas de la serie Lyman del Hidrógeno, lo que ha permitido por ejemplo establecer con precisión el contenido de este fundamental elemento en el medio interestelar.

Una de los más sorprendentes resultados que se siguen del estudio de las líneas de absorción producidas por el medio interestelar, ha sido el descubrimiento de líneas correspondientes a átomos en altísimos estados de ionización. Es así como se han descubierto líneas de OVI, Si IV y CIV. Estas líneas que además están muy ensanchadas revelan la existencia de una componente muy tenue y caliente ($T \sim 10^6 K$!) que llena todo el disco de la Galaxia. Sobre esta particular fase del medio interestelar hablaremos en el siguiente capítulo.

5.5 Emisión de radiación por el medio interestelar

En el rango del visible y regiones vecinas del espectro electromagnético (el infrarrojo y el ultravioleta), sólo regiones localizadas del medio interestelar (nebulosas y nubes oscuras) parecen emitir una cantidad detectable de radiación.

La radiación emitida por las nebulosas en el visible, proviene fundamentalmente del fenómeno de recombinación. Como veremos más adelante la materia en estas nebulosas es ionizada por efecto de un poderoso flujo de radiación ultravioleta procedente de estrellas calientes sumidas en su interior. Al mismo tiempo en que se produce el fenómeno de ionización el fenómeno contrario tiene lugar en la nube : los electrones que vagan libremente se recombinan con los iones que más tarde son nuevamente ionizados. Durante la recombinación los electrones descienden a los más bajos niveles energéticos, emitiendo en el proceso fotones de muy diversas longitudes de onda, incluida longitudes de onda en el rango visible. A estos últimos se debe el hecho de que podamos por medios observacionales detectar la presencia de estos objetos.

Radiación visible es emitida también por transiciones electrónicas en ciertas especies atómicas excitadas por la radiación emitida por las estrellas en el seno de las nebulosas. Con el advenimiento de la radioastronomía en la década de 1930, se abrieron nuevas posibilidades de exploración de las propiedades emisivas del medio interestelar. Los resultados no se hicieron esperar.

El primero de ellos fue el descubrimiento, después de su predicción teórica de la radiolínea en los 21 cm (1440 MHz) emitida por el hidrógeno atómico en las especialísimas condiciones del medio interestelar. La observación de esta emisión ha permitido reconstruir la distribución de materia interestelar en nuestra Galaxia, y obtener de este modo la primera prueba de que se trata, como lo sospechábamos de una galaxia del tipo espiral.

Con ella se han percibido otras muchas radiolíneas, fundamentalmente en el rango de las microondas, correspondientes a la emisión por moléculas interestelares. Estas observaciones han permitido deducir información de gran valor relativa a los complicados procesos químicos que tienen lugar en este particular medio que llena los que creíamos

vacíos espacios entre las estrellas. Allí se han descubierto desde extrañísimas moléculas nunca antes observadas en la Tierra hasta complejísimas estructuras moleculares similares a las que constituyen la base de la vida como la conocemos.

Entre las radiolíneas moleculares detectadas en el medio interestelar, cabe destacar la línea en los 2,6 mm de la molécula de monóxido de Carbono (CO). Al ser esta una de las más estables moléculas en la naturaleza y dada la relativa gran abundancia del Carbono y el Oxígeno frente a otros elementos pesados, esta línea, como la del Hidrógeno en los 21 cm, aparece en casi todas partes en el medio interestelar. A diferencia de la línea en los 21 cm producida en las regiones del medio interestelar ricas en Hidrógeno atómico en estado neutro, la intensa línea del CO permite explorar inobservadas regiones del medio interestelar donde los átomos de Hidrógeno se unen para formar moléculas. Las observaciones con esta línea son pues el complemento perfecto de las realizadas con la línea de los 21 cm.

El medio interestelar emite también un continuo de radioemisión. Dicho continuo se puede separar en una componente térmica, emitida por el gas caliente en nebulosas y una componente no térmica procedente de regiones del medio interestelar como los remanentes de supernova donde intensos campos magnéticos aceleran los electrones libres obligándolos a emitir radiación sincrotrón en casi todas las radiofrecuencias.

5.6 Ejercicios

2.1.1

2.1.2

Capítulo 6

Física y química del medio interestelar

6.1 Introducción

Las muy especiales condiciones en las que se encuentra el medio interestelar (bajísimas densidades, altos o bajos flujos de radiación muy energética, bajísimas o altas temperaturas) determinan un particular comportamiento físico y químico que debe ser estudiado con algún detalle.

Nos ocuparemos en este capítulo de presentar de manera muy sintética algunos de los más importantes aspectos del comportamiento, de la física y la química, de la materia en las condiciones reinantes en el medio interestelar. Con el fin de "matar dos pajaros de un sólo tiro" la descripción de dichos procesos tendrá lugar en el marco de una diferenciación clara de las distintas fases en las que se presenta el medio interestelar, teniendo en cuenta el hecho que distintos fenómenos acaecen en las diversas condiciones que determinan la diferencia entre unas fases y otras.

La mayor parte de la física y la química involucrada en el estudio del medio interestelar goza de una extrema complejidad que en su mayor parte la pone fuera del alcance de este texto, el cual ofrece solo una introducción al tema, y en el que se exponen de manera a veces muy simplificada fenómenos que exigen una descripción más precisa. En la bibliografía del capítulo se incluyen algunas referencias que pueden ser consultadas en busca de información más precisa y completa.

6.2 Las fases del medio interestelar

El medio interestelar no es un simple fluido homogéneo. Las diferencias entre unas regiones y otras de la materia que llena el espacio entre las estrellas en nuestra Galaxia se reflejan en su composición química, no sólo en lo que respecta a diferencias en la manera como los distintos elementos químicos presentes en ellas se unen para formar nuevas

sustancias, sino en la cantidad relativa de los elementos mismos, distintas densidades, diferencias en el contenido de polvo, extensión espacial de regiones bien diferenciadas de otras, temperatura, propiedades emisivas entre otras.

Uno de los principales factores que establecen diferencias entre las distintas regiones del medio interestelar lo constituye su cercanía o lejanía a fuentes de intensa y muy energética radiación electromagnética.

La cercanía a dichas fuentes tiene la capacidad por ejemplo de incrementar considerablemente la temperatura del medio, reducir casi a cero el contenido de polvo, ionizar los átomos y moléculas y excitarlos hasta hacerlos emitir radiación.

Por otro lado, la lejanía de las fuentes mencionadas permite encontrar la materia en un estado más tranquilo, con un alto contenido de polvo y por tanto una elevada opacidad, caracterizado también por la presencia de moléculas a veces muy complejas, bajas temperaturas y altas densidades, condiciones propicias para la formación de las estrellas. Estas dos distintas maneras en las que se puede encontrar la materia en el medio interestelar, introducen el primer esquema de diferenciación. A las primeras, caracterizadas por materia en estado ionizado, elevadas temperaturas y la casi ausencia de polvo se las conoce como *Regiones HII* (Esto debido a que allí el hidrógeno, el más abundante de los elementos químicos en el universo, se encuentra allí en su segundo estado de ionización, es decir aquel en el que ha perdido su único electrón). Por el contrario las segundas, más frías y densas se las conoce como *Regiones HI* (allí la mayoría de los átomos de hidrógeno se encuentra en el primer estado de ionización, es decir aquel en el que no han perdido su electrón).

Al interior de estas regiones podemos a su vez encontrar estructuras con características disímiles en lo que respecta a su composición química, densidad, mecanismos de emisión de radiación y dinámica que obligan a su vez a crear una subestructuración en lo que se conoce finalmente como las fases del medio interestelar.

Las regiones HII pueden aparecer en 4 distintas fases: *nebulosas difusas*, *nebulosas planetarias*, *remanentes de supernova*, *gas interestelar caliente* y *gas internebular*.

Las regiones HI comprenden 2 fases adicionales: *nubes difusas* y *nubes densas*.

En lo que resta del capítulo describiremos los principales aspectos que caracterizan las distintas fases del medio interestelar, los medios para su observación y detección y los procesos físicos y químicos que tienen lugar en su seno.

6.3 Nebulosas difusas

Uno de los primeros medios por los que se pudo constatar la existencia de materia que llenaba el medio interestelar, fue el de la observación de las que conocemos hoy como nebulosas difusas. A este tipo de objetos pertenecen una gran mayoría de las nebulosas catalogadas por Messier y astrónomos posteriores.

Están formadas en general por gas que por distintos procesos de excitación emite radiación de muy diversas longitudes de onda incluyendo, como característica especial, el visible.



Figura 6.1: La nebulosa de la Trífida, una típica *Nebulosa Difusa*.

Se las ve adoptar formas irregulares, en las que se destacan claramente la presencia de filamentos y nubes opacas que obscurecen partes de su anatomía y les dan las particulares formas que exhiben (ver figura 6.1).

Se las encuentra generalmente asociadas con estrellas calientes y luminosas que en la mayoría de las veces aparecen envueltas por ellas o en regiones vecinas. Se ha descubierto que este tipo de asociaciones presenta una regularidad notable : En todas las nebulosas difusas existe siempre por lo menos una estrella que pertenece a tipos espectrales anteriores al tipo B1 (B0, O9, O8, etc.). Este comportamiento está íntimamente ligado con los mecanismos que dan lugar a la emisión de radiación (principalmente en el visible) de estas nebulosas.

Presentan en su espectro visible, pronunciadas líneas de emisión en el rojo y el verde, las que le dan el particular color que exhiben.

6.3.1 Ionización y recombinación

La asociación con estrellas calientes, poderosas fuentes de radiación ultravioleta, determina que una buena parte de la materia que constituye las nebulosas difusas se encuentre en estado ionizado.

El Hidrógeno, el elemento más abundante de la nube (y del universo en general), presenta un potencial de ionización de 13,6 eV. Con ello se encuentra que fotones que tengan longitudes de onda inferiores a 912 Å, estarán en capacidad de ionizar los átomos de Hidrógeno. Sólo las estrellas más calientes poseen altos flujos de radiación en esta región del espectro electromagnético, y por tanto sólo ellas tendrán la capacidad de ionizar la

suficiente cantidad de materia necesaria para crear estructuras como las descritas.

Los electrones emitidos por el proceso de ionización, encuentran otros electrones con los que intercambian algo de la energía que recibieron de la radiación. Esto termaliza el gas de electrones, que al interactuar con los protones libres les termalizan también. El resultado es un medio en el que las velocidades de las partículas se distribuyen maxwellianamente caracterizado por una temperatura cercana a la de la atmósfera de la estrella que rodea, alrededor de 10^3 a 10^4 K.

Los encuentros entre electrones y iones eventualmente terminan en una recaptura del primero por este último, proceso conocido como recombinación. La recombinación de los electrones del gas y los iones en el presentes se constituye en un mecanismo rival al de ionización : lo que en una región de la nube es logrado por el último proceso puede ser borrado o superado por el primero. En casi todo el volumen de la nebulosa, los procesos de ionización y recombinación están en equilibrio. Sin embargo en las regiones más alejadas de la estrella o estrellas excitadoras el flujo de radiación ultravioleta se reduce en suficiente cuantía para que este delicado equilibrio se rompa y la recombinación elimine completa y rápidamente lo logrado por la ionización. En estas regiones la nebulosa encuentra lo que podemos llamar el límite entre sí misma y el medio circundante. La existencia de un tal límite de la región de ionización que rodea una estrella, identificada en nuestra descripción con la nebulosa misma, fue establecido por primera vez por Stromgren. Un análisis preciso del equilibrio entre los procesos de ionización y recombinación en la materia interestelar que rodea una estrella dada, permiten establecer la existencia de una superficie circular con centro en la estrella dentro de la cual la materia esta ionizada y fuera de la cual la radiación ultravioleta no es suficiente para mantenerla en un tal estado. A esta región se la conoce como la Esfera de Stromgren, y su radio esta dado por,

$$R_S \approx \left(\frac{3J_{ion}}{r\pi\alpha n_e^2} \right) \quad (6.1)$$

donde J_{ion} es el número total de fotones emitidos por la estrella con longitudes de onda inferiores a la longitud crítica de ionización (para el Hidrógeno por ejemplo 912\AA), n_e es la densidad electrónica y α es un parámetro conocido como el factor de recombinación definido por,

$$r_{rec} = \alpha n_e$$

donde r_{rec} es la rata de recombinación (número de recombinaciones por unidad de tiempo). α depende en general de la temperatura del gas. Asumiendo $T \approx 10^4$, α toma el valor,

$$\alpha = 4 \times 10^{-13} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$$

En 6.1 J_{ion} depende en general de la temperatura efectiva de la estrella y es mayor en tanto mayor sea esta última. Como era de esperarse las regiones de ionización alrededor de estrellas más calientes y por tanto las nebulosas difusas en cuyo interior se las encuentra son mayores también.

En la deducción del valor del radio de la región de ionización, dado por 6.1, se tuvo sólo en cuenta como factor de ionización la radiación directamente emitida por la estrella. Sin embargo se sabe que en el proceso de recombinación puede ser emitida radiación con energía suficiente para ionizar otros átomos. Así aunque el flujo de radiación ultravioleta de la estrella central sea muy pequeño en la periferia de la nube, algunos átomos por encima de esta región pueden ser ionizados por efecto de los procesos de recombinación allí acaecidos. Los límites de la región de ionización se extienden algo más allá del umbral establecido por R_S tal y como es presentado en 6.1.

Otro factor que tiende a hacer más grande el radio de la región de ionización tal y como fue calculado arriba, reside en el hecho de que la presión en dicha región se incrementa respecto a la presión del medio circundante. Esto se debe al incremento en la densidad numérica de partículas presentes en la nebulosa, por efecto de la liberación de los electrones de los átomos neutros, del cuál depende directamente la presión. Con una presión interior mayor la nebulosa se expande hasta alcanzar con el medio el equilibrio hidrostático.

Si la materia interestelar que envuelve una estrella caliente se ioniza formando una región aproximadamente esférica, ¿ por qué las nebulosas difusas presentan formas tan caprichosas ?. La respuesta radica en el hecho de que siempre es posible encontrar a las nebulosas difusas en asociación con otras fases del medio interestelar, nubes densas por ejemplo, que pueden oscurecer una buena parte de la radiación emitida desde una buena parte de la esfera de Stromgren que la define. Es pues la presencia de estas nubes la que finalmente determina la compleja anatomía de la nebulosa.

Sin embargo, cuando se examina la nebulosa en longitudes de onda inalteradas por la opaca materia de las nubes densas en su seno sale a la luz la esperada simetría esférica de la nebulosa.

6.3.2 Mecanismos de emisión de las nebulosas difusas

Además de su notable emisión en el visible, gracias a la cual podemos observarlas con telescopios convencionales e incluso a ojo desnudo, las nebulosas difusas emiten en un gran rango de longitudes de onda en el espectro electromagnético. Distintos son los procesos que dan lugar a la emisión de la nube en distintas longitudes de onda.

La principal componente de la emisión de las nebulosas difusas, en el visible, viene principalmente del proceso de recombinación. El electrón que se une al ión que lo atrapa no lo hace pasando directamente desde el estado libre en el que se encuentra hasta el estado base. Si fuera así emitiría un fotón con exactamente la misma energía de aquel que lo desprendió del átomo al que pertenecía. Los efectos de ambos procesos se cancelarían y podría decirse que el fotón considerado nunca desapareció . Por el contrario el descenso del electrón desde el estado libre hasta el estado menos energético se hace a través de una serie de saltos entre niveles distintos en el ión. Estos saltos dan lugar a fotones con longitudes de onda que pueden ser completamente distintas a las de los fotones excitadores.

La estructura de los átomos en cuestión establece distintas probabilidades para la ocurrencia de los saltos desde unos niveles a otros. De gran probabilidad, por ejemplo son los

saltos que se realizan entre niveles más altos al segundo nivel en el átomo de Hidrógeno. Estos saltos dan lugar a la familia de líneas en el visible del Hidrógeno conocida como la Serie de Balmer. Entre ellas la más probable e intensa en las nebulosas difusas es la correspondiente al salto que se realiza desde el tercer al segundo nivel atómico. En el proceso se emite un fotón con energía dada por,

$$E = 13,6eV \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right) \approx 1,89eV$$

Que tiene una longitud de onda dada por,

$$\lambda = \frac{hc}{E} = 6562\text{\AA}$$

Esta línea, conocida como la línea H_α de la serie de Balmer, que se encuentra en la región roja del espectro visible, representa una de las más intensas líneas de las nebulosas difusas y es con mucho la que determina el particular color que exhiben.

Medidas precisas permiten demostrar que la energía total emitida por una nebulosa difusa típica en la longitud correspondiente a la línea de Balmer, es del orden de 1/10 de la energía total emitida por una estrella de tipos espectrales como los encontrados en su interior. Así una buena parte de la energía emitida por la estrella (que lo hace principalmente en el ultravioleta) es eficientemente convertida en radiación visible que escapa fácilmente de la nebulosa.

Otras líneas de recombinación en el visible observadas en las nebulosas difusas pertenecen por ejemplo a iones como He^+ , C^+ , N^+ , O^+ entre otras.

Otra de las contribuciones importantes a la emisión de radiación visible por las nebulosas difusas la proveen las denominadas líneas nebulares verdes. Estas líneas son producidas por un particular proceso, que sólo tiene lugar en condiciones extremas como las registradas en el medio interestelar, que se conoce como transiciones prohibidas.

El concepto de transiciones prohibidas aparece cuando consideramos las denominadas reglas de selección que operan en las transiciones entre los niveles energéticos en un átomo particular. Se establece por ejemplo que las transiciones producidas entre niveles que teniendo distinto número cuántico principal n , tengan el mismo número cuántico de momento angular, l , no pueden ocurrir (en primera aproximación). Más precisamente cuando un electrón es por algún proceso conducido a un nivel dado, la probabilidad de que descienda a un nivel que viole la regla de selección mencionada es muchísimo menor a la probabilidad de descienda a niveles "permitidos" por la regla de selección.

Imaginemos por ejemplo el caso del electrón un átomo de hidrógeno que de alguna manera ha sido ascendido al estado caracterizado por los números cuánticos $n = 2$, $l = 0$, $m_l = 0$ y $m_s = +1/2$. los únicos estados de energía menor a la de este ($n = 1$, $l = 0$, $m_l = 0$ y $m_s = \pm 1/2$), no son "permitidos" por que la transición viola la regla de selección, $\Delta l \neq 0$. En sentido preciso, el tiempo medio que transcurre para que la transición considerada tenga lugar espontáneamente es relativamente grande. A los estados con esta característica se los conoce como Estados Metaestables. En las condiciones del laboratorio,

el átomo frecuentemente encuentra otros átomos con los cuales puede intercambiar energía. En dichas interacciones, la energía del electrón en el nivel metaestable en el que fue atrapado, puede ser cedida a otros átomos en lugar de ser emitida en la forma de un fotón. En tal situación la transición se realiza y el átomo se desexcita sin emitir radiación. En las condiciones del medio interestelar, dónde los encuentros interatómicos son poco frecuentes (del orden de centenares de años en promedio en las regiones con densidades intermedias), el electrón que eventualmente ha sido ascendido a niveles metaestables tiene el tiempo suficiente para que la improbable transición tenga lugar espontáneamente con la emisión de un fotón.

En las fases más tempranas del estudio espectroscópico del medio interestelar se había descubierto ya la existencia de un par de líneas en el verde (N_1 y N_2 en $\lambda = 5007\text{\AA}$ y 4959\AA) emitidas por nebulosas difusas y otras regiones HII. El desconocimiento inicial del origen de las líneas condujo a la propuesta de que se trataba de líneas que identificaban a un desconocido elemento que se bautizó como "Nebulio". Los desarrollos posteriores de la física atómica permitieron identificar dichas líneas con transiciones prohibidas en el ión O^{++} .

Las nebulosas difusas son fuentes también de un continuo de radio, concentrado principalmente en la región centimétrica del espectro radieléctrico ($0,1\text{GHz}$ a 10GHz). El origen de ese continuo lo encontramos en el proceso conocido como *Bremsstrahlung* (que en Alemán significa literalmente, radiación de frenado), consistente en la emisión de radiación cuando los electrones libres en la nebulosa encuentran iones que por efecto de su interacción electrostática convierten parte de la energía cinética del electrón en radiación electromagnética, frenándolos en el proceso. El electrón sufre así pues una transición entre dos estados libres (transición free-free). Dado el infinito número de estados libres del electrón, las transiciones se producen con la emisión de un continuo de longitudes de onda.

La radiación así emitida presenta una distribución típica de un cuerpo negro a una temperatura de 10^4K , la que coincide exactamente con la temperatura calculada por otros métodos. Esta característica de la radiación, su distribución planckiana típica de un cuerpo en equilibrio termodinámico, hace que regularmente se llame a este tipo de emisión de la nebulosa difusa, Continuo Térmico de Radio.

En radiofrecuencias, aparecen también líneas de recombinación bien definidas. Los primeros peldaños que baja el electrón desde el estado libre previo hasta el de mínima energía en el ión durante el proceso de recombinación, dan lugar a la emisión de fotones de bajísima energía con frecuencias en la banda de radio.

Las transiciones que dan lugar a este tipo de líneas se producen por transiciones entre niveles vecinos con $n > 60$.

La frecuencia de una línea emitida por transición entre el estado $n + \Delta n$ y el estado n está dada por,

$$\nu = cR_{\infty}Z_{eff}^2 \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n + \Delta n)^2} \right] \approx 2cR_{\infty}Z_{eff}^2 \frac{\Delta n}{n^3}$$

Donde R_∞ es la constante de Rydberg asumiendo despreciable la masa del electrón respecto de la del núcleo y $Z_{eff} \times e$ es la carga efectiva que "ve" el electrón. En el caso del ión de Hidrógeno, $Z_{eff} = 1$ y es aproximadamente 1 para los demás átomos que han perdido sólo un electrón, razón por la cual las frecuencias de las líneas de recombinación en radio emitidas por diversas especies atómicas son muy cercanas y a veces indistinguibles. Así por ejemplo la línea producida por una transición entre el nivel 110 y el nivel 109, en el ión H^+ tiene una frecuencia de 5009 MHz (se la denota como la línea $H109\alpha$), mientras que la misma línea emitida por recombinación en el ión He^+ tiene una frecuencia de 5011 MHz.

6.4 Nubes Difusas

Una buena parte del Hidrógeno interestelar, el que no se encuentra ionizado en las calientes regiones vecinas a las estrellas, hace parte de las conocidas como regiones HI. La materia en estas relativamente tranquilas regiones del medio interestelar aparece regularmente concentrada formando dos tipos de estructura: Las nubes difusas y las nubes densas.

Sus principales diferencias radican como es explícito en sus nombres en su transparencia al visible, propiedad que a su vez está determinada por sus diferentes densidades, composición química y contenido de polvo.

Las nubes difusas son una fase de las regiones HI principalmente caracterizada por tener bajas densidades de gas y polvo. Esta condición determina que, contrario a la fase opuesta, las nubes densas, sean regiones muy transparentes del medio interestelar. A pesar de que a su través la radiación puede propagarse con alguna facilidad, transfiriendo energía a la materia que las constituye y elevando su temperatura, la intensidad de dicha radiación no es suficiente para ionizar la materia, pero es capaz de imprimir restricciones al proceso de formación de moléculas muy complejas, proceso que, como veremos, es común en las nubes densas.

Las nubes difusas, a veces de muy grandes dimensiones, llenan una buena parte del volumen interestelar en nuestra galaxia. Ellas son unas de las responsables del fenómeno de extinción y enrojecimiento de la luz estelar así como de las peculiares líneas de absorción que aparecen en los espectros estelares mencionadas en el capítulo 5.

Describiremos a continuación la manera como se producen estos fenómenos en el seno de estas nubes así como el modo en que su estudio nos provee de información clave, relativa a las condiciones de la materia en el medio interestelar.

6.4.1 Extinción y enrojecimiento de la luz estelar

Ya en el capítulo 5 habíamos mencionado que una de las pruebas de la existencia de materia en los espacios entre las estrellas era la observación de una reducción en el brillo esperado de las estrellas (extinción) que presentaba además una dependencia con la zona del espectro visible estudiada (enrojecimiento).

Para cuantificar los efectos de extinción y enrojecimiento de la luz estelar, podemos escribir la siguiente relación entre la magnitud observada y esperada de una estrella,

$$m_\lambda = m_{\lambda_o} + a_\lambda$$

donde el subíndice o hace referencia aquí a una cantidad predicha teóricamente y λ indica que las cantidades involucradas son determinadas midiendo la cantidad de luz que llega desde la estrella en un estrecho rango de longitudes de onda centrado en λ .

El parámetro a_λ , que llamaremos coeficiente de extinción, cuantifica el grado de extinción y enrojecimiento sufrido por la luz de la estrella y en general dependerá de cantidades como la distancia a la estrella, la densidad del medio y su composición química. Intentaremos a continuación establecer la relación que existe entre este parámetro y las cantidades de relevancia indicadas.

Haciendo referencia a la figura podemos escribir la relación existente entre m_λ y m_{λ_o} como se sigue de la ley de Pogson, así ,

$$m_\lambda = m_{\lambda_o} - 2,5 \log_{10}(I_\lambda/I_{\lambda_o})$$

Si asumimos un modelo simple de la transferencia de radiación a través de la nube, en el que suponemos que no existen fuentes propias de ningún tipo de radiación ($S_\lambda = 0$) encontramos resolviendo la ecuación de transferencia radiativa,

$$I_\lambda = I_{\lambda_o} \exp(-\tau_\lambda)$$

dónde τ_λ es la profundidad óptica total de la nube. Reemplazando en la ley de Pogson escrita para el caso de nuestro interés, encontramos,

$$m_\lambda = m_{\lambda_o} + 1,086\tau_\lambda$$

Por la definición de a_λ concluimos que,

$$a_\lambda = 1,086\tau_\lambda$$

τ_λ está dado por definición en términos de la opacidad, κ_λ , de la materia de la nube y su densidad por,

$$\tau_\lambda = \int_0^s \kappa_\lambda \rho ds$$

$\kappa_\lambda \rho$ tiene las unidades del inverso de una longitud. Podría decirse que el inverso de esta cantidad es una longitud característica del medio, la distancia que debe recorrer un rayo de luz libremente antes de encontrar un partícula del medio con la cual interactuar, esto es, su camino libre medio. En la sección 2.4, habíamos encontrado una relación entre esta última cantidad y la sección eficaz de la interacción considerada. Allí encontramos,

$$l_\lambda = \frac{1}{n\sigma_\lambda}$$

De esta forma podemos reescribir la profundidad óptica de la nube en unos términos más adecuados,

$$\tau_\lambda = \int_0^s n\sigma_\lambda \rho ds$$

Asumiendo que las propiedades absorbentes de la materia (σ_λ) no varían apreciablemente en el interior de la nube, encontramos, por integración de la forma final para la profundidad óptica, la relación,

$$a_\lambda = 1,086\sigma_\lambda N$$

donde $N = \int_0^s n ds$ recibe el nombre de densidad por columna y se define como la cantidad de partículas absorbentes en el interior de un cilindro con área transversal unitaria y longitud igual a la distancia Tierra-Estrella observada.

Esta última relación está muy cerca ahora de lo que buscábamos en un principio : relacionar el parámetro a_λ con cantidades físicas de interés en la nube. Algunos problemas restán por ahora. ¿ Cuáles son las partículas dispersoras ?, ¿ qué dependencia tiene σ con la longitud de onda?.

2 posibles respuestas a la primera cuestión (origen de la absorción) son admitidas : la radiación es dispersada y absorbida por los átomos del gas o por los granos de polvo.

El efecto sobre la luz de una nube de partículas macroscópicas pequeñas (granos de polvo por ejemplo) fue primero estudiado por Von Mie.

En este caso el proceso de extinción de la radiación es debido al efecto que tiene la presencia de la partícula considerada como un obstáculo a la libre propagación de la onda. Como la interacción en este caso es principalmente de carácter geométrico, podemos sin perder ninguna precisión suponer que la sección eficaz de interacción de la radiación con los granos es un múltiplo de la sección transversal geométrica de los mismos. Así ,

$$\sigma_\lambda = Q_\lambda \sigma_g$$

El parámetro Q_λ que es conocido en la teoría de Mie como el factor de eficiencia depende en general de la manera como la onda con longitud λ se comporte frente al obstáculo que constituye la partícula dispersora. Von Mie estudio el problema asumiendo por simplicidad el caso de partículas perfectamente esféricas y encontró que Q dependía del inverso de la longitud de onda : La radiación con longitud de onda mucho más grande que los granos, por el fenómeno de difracción puede "rodearlos" y el efecto de la partícula sobre ella es pequeño. Por otro lado si la radiación incidente tiene longitudes de onda del orden o menores a las dimensiones del grano la difracción no será eficiente y parte de la radiación será dispersada desde la superficie de las partículas dispersoras en todas direcciones.

Aplicando el modelo de Mie al caso de la interferencia de la materia interestelar sobre la radiación que la atraviesa obtenemos finalmente para el coeficiente de extinción,

$$a_\lambda \sim \frac{1,086\pi a^2}{\lambda}$$

La anterior dependencia de a con la longitud de onda ha sido observacionalmente corroborada, lo que nos permite concluir que los fenómenos estudiados, extinción y enrojecimiento de la luz estelar, son producidos por dispersión de Mie en el polvo interestelar.

6.4.2 Propiedades emisivas de las nubes difusas

Además de absorber la radiación que las atraviesa las nubes difusas también emiten la suya propia.

La más importante componente de la materia que constituye estas masivas y tenues nubes es el hidrógeno. En las condiciones reinantes en estas regiones del medio interestelar el hidrógeno sólo puede encontrarse en estado atómico (no es posible ionizarlo porque el flujo de radiación ultravioleta es bajo y la formación de moléculas biatómicas sufre una serie de inconvenientes que las hacen muy escasas).

En estas condiciones el hidrógeno atómico está en capacidad de emitir (si se lo excita convenientemente) radiación correspondiente a transiciones hacia el estado base, transiciones que producen fotones de energías en el rango del ultravioleta (Serie de Lyman). Sin embargo la observación de una tal eventual emisión del Hidrógeno en las nubes difusas exige poner instrumentos de medida por encima de la atmósfera. Este requisito insoslayable en los primeros tiempos del estudio del medio interestelar obligó la realización de un esfuerzo teórico para buscar si existía algún otro modo de detectar la presencia y medir la abundancia del Hidrógeno en las gigantescas nubes difusas. En el año de 1951 Van de Hulst obtuvo la respuesta: el Hidrógeno atómico en las condiciones del medio interestelar es capaz de emitir una radiolínea centrada en los 21 cm (1440 MHz) detectable por instrumentos en Tierra.

La observación y medida de la línea de 21 cm del hidrógeno neutro en el medio interestelar hoy por hoy y desde el tiempo de su descubrimiento se ha constituido en uno de los más directos y eficaces medios para estudiar la distribución general de la material en el medio interestelar así como su dinámica.

¿Cómo se produce esta particular línea?

La primera aproximación mecánico cuántica al estudio de la estructura de los estados electrónicos en el átomo de hidrógeno, nos habla de la existencia de un conjunto de 4 números cuánticos para caracterizar dichos estados: el número cuántico principal n ($n = 1, 2, 3, \dots$), el número cuántico de momento angular l ($l = 0, 1, 2, \dots, n-1$), el número cuántico m_l ($m_l = -l, \dots, l$) y el número cuántico de espín m_s ($m_s = \pm 1/2$). En esta primera aproximación a la estructura del átomo, la energía del electrón es sin embargo una función única del primer número cuántico (n). Se registra así la existencia de una degeneración de todos los estados que teniendo distintos valores de los últimos 3 números cuánticos comparten el primero de ellos. En total $2n$ estados electrónicos comparten la misma energía E_n .

En una aproximación mejor deben considerarse efectos de segundo orden que tiene por ejemplo en cuenta el hecho de que el electrón (que se comporta como un pequeño dipolo magnético) es sensible a la presencia de campos magnéticos en el espacio en el que se mueve. El primero de ellos tiene origen en el movimiento circular que respecto al electrón presenta el núcleo. Dicho núcleo induce en el referencial del electrón un campo magnético que interactúa con el espín (momento dipolar magnético intrínseco) del mismo. La magnitud de dicha interacción depende de su momento angular orbital. Un tal efecto tiene como resultado eliminar la degeneración de los estados que teniendo el mismo n poseen distintos valores de l . En términos espectrales, este fenómeno conduce a la aparición de lo que se conoce como la estructura fina de las líneas espectrales del Hidrógeno.

El núcleo mismo se comporta también como un pequeño imán (tiene asociado un momento dipolar magnético intrínseco o espín). El electrón puede interactuar también con el campo magnético producido por el núcleo y eliminar la degeneración en otro número cuántico. En esta situación podemos decir que la energía total del electrón ya no es sólo debida a su interacción Coulombiana y la interacción con el campo magnético asociado al movimiento orbital, sino que además una pequeña energía adicional debe ser introducida teniendo en cuenta la interacción con el momento dipolar magnético del núcleo, dada por,

$$E_{s-s} = \mu_e \cdot \mu_p$$

Nótese que cuando los espines son antiparalelos (supongamos en el estado caracterizado por $m_s = +1/2$) la interacción espín electrónico-espín nuclear reduce algo la energía total del electrón ($E_{tot} = E_n + E_{s-l} + E_{s-s}$), mientras que cuando son paralelos ($m_s = -1/2$), E_{s-s} es positiva y la energía total del electrón es mayor. De este modo la energía de dos estados con distinto número cuántico de espín es levemente distinta y se elimina por tanto la degeneración en dicho número cuántico.

En las condiciones del medio interestelar la mayor parte del hidrógeno se encuentra en su estado base ($n = 1, l = 0, m_l = 0, m_s = +1/2$). Las colisiones con otros átomos, a veces muy raras, tienen la capacidad de ascender el electrón a niveles excitados por encima de dicho estado. En una de esas colisiones el electrón puede ser ascendido al primer y más cercano nivel excitado ($n = 1, l = 0, m_l = 0, m_s = -1/2$), en el que todos los números cuánticos se mantienen invariables pero la dirección de su espín se invierte. ¿Qué sucede entonces?. Como es de esperarse el electrón debe buscar el estado de mínima energía y regresar al estado base del que partió. Sin embargo una tal transición está en una primera aproximación prohibida porque no involucra un cambio en el momento angular orbital del electrón, una condición exigida en esta aproximación. En una aproximación mayor la transición es permitida pero altamente improbable y finalmente el electrón puede permanecer por largos períodos de tiempo en ese estado metaestable hasta que eventualmente decae espontáneamente emitiendo un fotón con energía,

$$E = 2 | E_{s-s} |$$

y con una longitud de onda de,

$$\lambda = 21,1 \text{ cm}$$

En el laboratorio, las condiciones de densidad son tales que aunque el estado metaestable citado sea poblado grandemente, las mismas colisiones con átomos vecinos (muy comunes en estas condiciones) pueden causar la desexcitación sin que haya emisión espontánea de la línea mencionada.

Así pues la importantísima línea de los 21 cm emitida por el hidrógeno neutro en las nubes difusas es producido por una transición prohibida, como lo eran las ya mencionadas líneas nebulares emitidas por el ión O^{++} .

En la tercera parte estudiaremos manera como es utilizada la observación de la línea en los 21 cm para descubrir la distribución general de la materia interestelar en nuestra Galaxia así como para estudiar el comportamiento dinámico de la misma y de otras galaxias.

A pesar de no ser un proceso directamente asociado con la emisión de radiación por las nubes difusas, la dispersión de la luz de estrellas vecinas por parte del polvo en algunas nubes de este tipo dan lugar a la aparición de particulares estructuras conocidas como nebulosas de reflexión. La principal característica que las distingue de las denominadas Nebulosas de emisión (Nebulosas difusas, nebulosas planetarias y remanentes de supernova) radica en el hecho de que su espectro es continuo y no presenta, como las últimas, líneas de emisión. Esta característica nos permite establecer que la radiación proveniente de estas nebulosas es el resultado de la dispersión de la luz de estrellas cercanas en el polvo que las constituye. Las características de dicho proceso dispersivo, descritas por el modelo de Mie, explican además la razón por la cual este tipo de nebulosas presentan una coloración particularmente azulada : La radiación desde ellas emitida no es otra cosa que toda la radiación que es eficientemente dispersada en direcciones distintas de la dirección original de propagación ; pero vimos que sólo la luz con longitudes de onda muy corta (la componente azul del visible) es eficientemente dispersada mientras la que tiene longitudes de onda mayor se propaga casi libremente sin ser afectada por el polvo. El resultado es que cuando se mira desde un costado la luz dispersada por la nube estará empobrecida en "rojo" y aparecera más azul de lo que originalmente era la luz de la estrella. Un efecto similar explica también un fenómeno tan distinto como el color azul del cielo diurno en la Tierra.

6.5 Nubes densas

También llamadas nubes moleculares, las nubes densas son con mucho las regiones más densas y frías del medio interestelar. Con un alto contenido de polvo su opacidad en el visible es máxima, razón por la cual se las puede dsitinguir a veces más fácilmente que la otra componente de las regiones HI, las nubes difusas, como vacíos en la distribución de estrellas en algunas regiones de la Vía Láctea (Globulos de Bok o nubes oscuras de Barnard), o formando caprichosas figuras que se proyectan contra las brillantes nebulosas difusas con las que muchas veces se las encuentra en asociación (ver figura 6.2).



Figura 6.2: La Nebulosa del Aguila, una asociación entre una nebulosa difusa (regiones brillantes) y una nube densa (regiones oscuras).

El polvo que en ellas reside actúa como coraza protectora contra la energética radiación ultravioleta proveniente de estrellas, a veces muy cercanas, facilitando la aparición de una a veces compleja química en su interior. A pesar de ser opacas a la radiación visible y ultravioleta la radiación emitida en la banda de radio por las moléculas en la nube la abandona fácilmente trayéndonos información sobre sus condiciones interiores y composición química.

El efecto aislante del polvo frente a la radiación proveniente de estrellas cercanas tiene también como efecto reducir la temperatura interior de la nube hasta valores que en algunos casos pueden aproximarse a la temperatura media del universo, cercana a los $3K$. Altas densidades y bajas temperaturas hacen de las nubes densas los mejores candidatos para convertirse en la materia de la que se forman las estrellas. En efecto, la existencia de asociaciones entre nebulosas difusas y nubes oscuras (nubes densas) ratifica la idea de que sólo en el seno de estas últimas puede tener lugar el proceso de formación estelar tal y como fue descrito en la sección 4.2.

A continuación revisaremos algunos de los más importantes aspectos relacionados con la estructura de las nubes densas, la presencia y el papel del polvo en ellas y su rica química que determina a su vez sus propiedades emisivas.

6.5.1 El polvo interestelar

El 1% de la masa de las nubes densas está en la forma de lo que se conoce como el polvo interestelar. A pesar de que dicha fracción de masa parece muy pequeña el efecto que esta materia tiene sobre las propiedades de esta fase del medio interestelar es completamente determinante.

Por polvo interestelar nos referimos a granos macroscópicos formados por la agregación de alrededor de 10^9 átomos. Estos granos pueden tener dimensiones del orden $0,1\mu m$. Sus propiedades absorbentes y emisivas, principalmente en el infrarrojo nos permiten deducir información relacionada con su composición química. La mayoría de los granos podrían estar compuestos de grafito o carburo de silicio sobre los que se depositan otros materiales que pueden adherirse fácilmente al grano por efecto de las bajas temperaturas reinantes en el medio en el que ellos se encuentran, metales como hierro, calcio aluminio podrían fácilmente adherirse a la superficie del grano. En otras ocasiones podrían estar formados por hielos de sustancias como el agua, el amoníaco o el metano a los que se adhieren también impurezas metálicas como las anteriormente mencionadas.

Una de los más problemáticos aspectos relacionados con el polvo interestelar radica en los procesos que lo originan.

Los granos de polvo podrían formarse inicialmente por la unión de moléculas para formar estructuras gigantes con 10 a 20 átomos. Estas estructuras harían el papel de semillas sobre las que lentamente se irían agregando átomos y otras moléculas libres en el medio. ¿Cuánto tiempo transcurre desde el inicio del proceso (la creación de una semilla) que no debe superar un tamaño de unos 50Å hasta la constitución final de un grano como los observados con dimensiones del orden de 1000Å ?. Un modelo simple del crecimiento de

los granos por agregación continua de los átomos libres en la nube nos da un estimativo de la duración de un proceso como este.

Imaginemos una situación en la cual un proto-grano de radio r_i encuentra partículas (átomos o moléculas) en el medio en el que se mueve. No todas las partículas que encuentra se adherirán a su superficie, bien sea porque no son fácilmente adheribles al grano mismo o porque la velocidad relativa a la que viajan es muy grande como para permitirles unirse al grano. Si suponemos que n es la densidad numérica de partículas "adheribles", v su velocidad y m su masa un cálculo preciso nos permite encontrar que después de transcurrido un tiempo t el radio final del grano, r_f está dado por,

$$r_f = r_i + \frac{\alpha n m v t}{4\rho}$$

Donde ρ es la densidad del grano, que hemos asumido constante en el tiempo, y α es un parámetro conocido como el coeficiente de adhesión y que por definición es el número de partículas adheribles al grano que efectivamente se adhieren en un proceso de colisión a muy baja velocidad relativa.

Suponiendo $r_f \approx 3 \times 10^{-7}$ ($0,3 \mu m$), $r_i \ll r_f$, $\alpha = 1$ (todos los átomos adheribles en efecto lo hacen), $n = 10^3 \text{ m}^{-3}$ (densidad numérica típica de moléculas de agua, la sustancia adherible más abundante en el medio interestelar), $m_{H_2O} = 3 \times 10^{-26} \text{ kg}$ ($\mu_{H_2O} = 20$) y $v = 200 \text{ m/s}$ (la velocidad de las moléculas de agua a una temperatura de 20 K, temperatura típica en las nubes densas), el tiempo requerido para formar el grano de las dimensiones indicadas resulta ser,

$$t_{form} = 6,3 \times 10^9 \text{ años}$$

Un tiempo comparable con la edad del universo. Vemos pues que en las condiciones reinantes en el medio interestelar la formación de granos de polvo es un proceso demasiado lento para explicar la cantidad de polvo presente en dicho medio.

Parece ser pues que el polvo que llena todo el medio interestelar se formó en regiones más densas donde los encuentros interatómicos parecen más probables y se suceden con mayor frecuencia. El lugar ideal para la ocurrencia de un tal fenómeno lo constituyen las atmósferas frías de las estrellas gigantes. A las densidades y temperaturas allí reinantes el proceso de formación de granos de polvo podría ser un proceso eficiente. Pero, si el polvo se forma en las vecindades de las estrellas frías como se integra al medio interestelar ¿ dónde ha sido finalmente observado ?. Una vez constituidos allí los granos de polvo serían lentamente empujados hacia afuera por efecto del viento estelar (que en las últimas fases de la vida de las estrellas progenitoras es bastante intenso) y por el empuje de la radiación. Generaciones tras generaciones de estrellas progenitoras de polvo habrían producido una cantidad suficiente como para explicar la densidad observada de esta materia en el medio interestelar.

La existencia de una particular y distinta emisión infrarroja observada en las atmósferas de algunas estrellas es un indicativo de la validez del escenario de formación de polvo en

las atmósferas estelares, en tanto este tiene la capacidad de absorber la radiación más energética emitida por la estrella y reemitirla en el infrarrojo.

Otro de los lugares de eficiente formación de granos de polvo lo constituyen las envolturas de las protoestrellas, en las cuales por efecto del colapso gravitacional de una nube normal la densidad de materia se incrementa en suficiente cuantía como para provocar un eficiente proceso de formación de polvo. El polvo así formado envolvería completamente la protoestrella, ocultándola completamente tal y como fue descrito en la sección 4.2. La radiación absorbida por esta cáscara de polvo sería reemitida por él en la forma de radiación infrarroja. La existencia de potentes fuentes compactas de radiación infrarroja, asociadas seguramente con protoestrellas demuestra la validez del escenario descrito. Conforme se sucedieran fases posteriores de la evolución de la protoestrella el polvo así formado sería finalmente expulsado por potentes vientos producidos por el objeto central integrandose al medio que lo rodea.

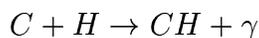
6.5.2 La química en las regiones HI

El comportamiento de la materia en las regiones HII del medio interestelar es relativamente simple : la radiación ultravioleta proveniente fuentes cercanas mantiene en un estado constante de ionización a una buena parte de los átomos que la constituye. Con una tal presencia de radiación energética en la nube se hace difícil la ocurrencia de procesos químicos en los cuales dos o más átomos se unan para formar estructuras mayores.

En regiones alejadas de las poderosas fuentes de radiación ultravioleta, donde el flujo de radiación energética se ha reducido en suficiente cuantía para permitirle a la mayoría de los átomos conservar sus electrones (regiones HI) la historia es bien distinta. A las temperaturas y densidades allí reinantes los procesos de interacción interatómica se hacen importantes y permiten la aparición de moléculas en algunos casos de una gran complejidad.

Existe un conjunto bien conocido de procesos que puede dar lugar a la formación de moléculas de muy diversas complejidades. A continuación describiremos las características generales de cada uno de esos procesos.

El más simple proceso de formación de moléculas en el medio interestelar lo constituye la unión directa de dos átomos que eventualmente se aproximan e interactúan. Un proceso como este explica por ejemplo la formación de CH por colisión entre un átomo de Carbono y uno de Hidrógeno,



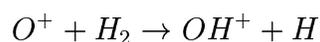
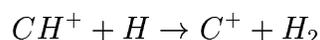
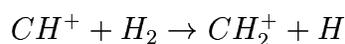
Examinando esta sencilla reacción descubrimos algunas de las propiedades generales de la química en el medio interestelar.

En condiciones de laboratorio la densidad de partículas en un medio formado por diversas especies es tan alta que no sólo los procesos de colisión entre dos especies tienen lugar sino que en algunas ocasiones 3 partículas pueden encontrarse y dar lugar a reacciones

trimoleculares. En el medio interestelar, donde reinan las bajas densidades, la probabilidad de ocurrencia de un tal proceso es en extremo baja de modo que todas las reacciones involucran siempre sólo 2 reaccionantes. La química del medio interestelar es pues una química de reacciones bimoleculares.

Las bajísimas temperaturas registradas allí imponen también una restricción al proceso de intercambio de energía involucrado en la reacción. Al no existir en el medio, abundante energía disponible las reacciones que requieren un suministro de la misma para llevarse a cabo son muy improbables. En el medio interestelar la mayoría, sino todas las reacciones químicas, liberan energía, son exotérmicas. La baja densidad del medio implica que dicho proceso de liberación de la energía sobrante en las reacciones, se produzca no por transferencia a otras partículas en el medio (calentamiento) sino por liberación de radiación electromagnética. En el medio interestelar son comunes y probables los procesos fotoquímicos.

Uno de los más comunes procesos de formación de moléculas en el medio interestelar involucra la participación de especies iónicas,



La probabilidad de que un átomo o molécula encuentre una especie iónica es muchísimo más probable de que lo haga con una especie neutra, por esta razón los iones en el medio interestelar juegan un papel fundamental en la formación de nuevas y a veces más complejas especies químicas. Muchas reacciones exotérmicas en condiciones normales suelen requerir de una pequeña energía de activación. En el laboratorio muchas veces dicha energía es provista por las condiciones ambientales a la reacción pero en el medio interestelar tales condiciones ambientales adecuadas no se dan. Sin embargo la participación de especies iónicas en una reacción puede ahorrarle a una reacción exotérmica la consecución de energía para ese chispazo inicial. Esta es otra prueba de la potencial importancia que juegan los iones en la química del medio interestelar.

Pero, si el interior de las nubes densas, por ejemplo, está salvaguardado de la radiación energética proveniente de las estrellas ¿qué procesos producen la ionización necesaria para que determinadas reacciones químicas tengan lugar?. Estos iones interestelares se forman por la interacción de las especies neutras con partículas superenergéticas pertenecientes a los denominados rayos cósmicos, una lluvia ubicua de partículas de alta energía (protones, núcleos de Helio, etc.) emitidas por procesos tan violentos como la explosión de una supernova y que llenan el medio interestelar atrapados en el campo magnético de la galaxia.

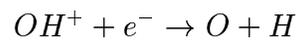
El último y más sorprendente de los procesos que favorecen la formación de moléculas en el medio interestelar, involucra la participación de los granos de polvo.

La molécula más abundante en el medio interestelar, la molécula de H_2 es, paradójicamente, entre las moléculas más simples una de las más difíciles de formar. El proceso químico

más simple que se nos viene a la cabeza consiste en la unión de dos abundantes átomos de hidrógeno libres en el medio. En el proceso de enlace los átomos se aproximan descendiendo los desde estados energéticos más altos de la molécula hasta el estado base a través de una serie de saltos que dan lugar a fotones de energía precisa. Se encuentra sin embargo que para alcanzar el estado base, el sistema formado por los dos átomos debe sufrir una transición que en primera aproximación está prohibida. La improbabilidad de que espontáneamente ocurra tal transición conduce finalmente a una fuerte restricción en el proceso de formación de H_2 por este mecanismo. ¿Cuál es pues el proceso que da lugar a la más abundante especie química de las regiones HI ?.

Cuando un átomo de hidrógeno eventualmente encuentra un grano de polvo puede con gran probabilidad ser adherido a su superficie. Si allí de cualquier modo encuentra a otro átomo de Hidrógeno y se une a él, el que era un improbable proceso de unión de los átomos se hace posible : la energía de sobra ya no tiene que ser emitida en la forma de radiación sino que es directamente absorbida por la materia del grano y la que antes era una transición prohibida se vuelve ahora posible. La energía entregada al grano en el proceso puede ser suficiente para conducir a la "evaporación" de la molécula recién formada que termina finalmente integrándose a la fase gaseosa del medio. Esta parece ser al manera como se ha formado la mayoría del hidrógeno molecular que ahora podemos observar en el medio interestelar.

No todo es "génesis" en el medio interestelar. Existen allí ciertos procesos que pueden conducir a la destrucción de las moléculas. Dos son principalmente el tipo de procesos que pueden destruir una molécula desligando los átomos que la constituyen. El primero de ellos se denomina fotodisociación y como su nombre lo indica consiste en la ruptura de los enlaces que unen los átomos de la molécula, por la absorción de un fotón con una energía igual o superior a la energía de enlace de la molécula misma. El otro proceso, conocido como recombinación disociativa, actúa sólo sobre especies moleculares ionizadas y consiste en la recombinación de la molécula con un electrón libre, proceso en el que se libera una energía superior a la energía de enlace de la misma lo que conduce finalmente a su destrucción. Un ejemplo de los procesos de recombinación disociativa lo representan las siguientes reacciones,



Muchas de las moléculas en el medio interestelar una vez formadas están expuestas a estos dos efectos destructivos. La probabilidad de su supervivencia dependerá de factores como la magnitud de su energía de enlace y lo expuesta que se encuentre a fuentes de radiación con la intensidad y el contenido energético suficiente para fotodisociarla.

6.5.3 Radioemisión de las nubes interestelares en las regiones HI

Una buena parte de la materia que constituye las regiones HI está pues, como lo vimos, en la forma de moléculas simples y a veces muy complejas. Este tipo de estructuras pueden dar lugar a la emisión de radiación por procesos enteramente distintos a los que explican la emisión de radiación por materia formada exclusivamente por átomos e iones.

A diferencia de un átomo simple, las moléculas tienen lo que podríamos llamar dos grados más de libertad que el primero (la distribución espacial de los electrones). Por un proceso u otro los núcleos que constituyen la molécula pueden vibrar respecto a un estado de equilibrio. La molécula como un todo, además, puede exhibir un movimiento de rotación. Cada estado rotacional y vibracional de la molécula contribuye a la energía total de la misma. La descripción mecánico cuántica de los movimientos de vibración y rotación de una molécula introduce una discretización en la energía asociada a las distintas maneras en las que puede vibrar y rotar la molécula. Como un todo ella es descrita pues con un conjunto discreto de estados combinación de estados electrónicos, estados vibracionales y estados rotacionales. Transiciones entre estados electrónicos dan lugar a una emisión de la molécula parecida a la emisión de radiación por átomos. Pero también pueden existir transiciones entre los estados rotacionales y vibracionales que dan lugar a la emisión de radiación que constituye lo que se conoce como el espectro rotacional y vibracional de la molécula en cuestión.

Podemos, mediante un análisis semiclásico estimar las energías involucradas en las transiciones entre estados vibracionales y rotacionales de las moléculas típicas del medio interestelar.

Para simplificar nuestro análisis estudiemos el sencillo caso de una molécula biatómica (CO , H_2 , OH , CH , etc.) las más abundantes en las nubes difusas. El efecto de los electrones sobre los movimientos de vibración y rotación de la molécula es despreciable y será descartado en nuestro análisis. Estudiemos en primera instancia el movimiento de vibración de la molécula. Imaginemos que un determinado instante los núcleos se encuentran separados por una distancia $r = r_o + \delta r$, donde r_o es la posición de equilibrio. La fuerza experimentada por cada núcleo por efecto de su mutua interacción electrostática será pues,

$$F = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_o r^2}$$

Si pensamos en movimientos oscilatorios de baja amplitud, $\delta r \ll r_o$, podemos expandir la anterior expresión para la fuerza alrededor de la posición de equilibrio. Un tal procedimiento nos permite escribir,

$$F = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_o r_o^2} - 2 \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_o r_o^3} \delta r$$

En la anterior expresión para la fuerza podemos identificar una componente que asociamos

claramente con la fuerza recuperadora del movimiento oscilatorio de los núcleos. En el centro de masa la ecuación de movimiento para la elongación teniendo sólo en cuenta la componente mencionada es,

$$\mu \frac{d^2 \delta r}{dt^2} = -2 \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi \epsilon_o r_o^3} \delta r$$

Donde $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ es la masa reducida del sistema. La ecuación recién escrita es la de un oscilador armónico cuya frecuencia es,

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{2Z_1 Z_2 e^2}{4\pi \epsilon_o \mu r_o^3} \right)^{1/2}$$

El estudio mecánico cuántico de un oscilador armónico con frecuencia angular ω produce un conjunto de niveles energéticos discretos caracterizados por un número cuántico que llamaremos v . La energía de cada nivel es dada por,

$$E_{vib,v} = \left(v + \frac{1}{2} \right) h\nu$$

Donde $v = 0, 1, 2, \dots$. En el caso de nuestra molécula oscilante los posibles estados vibratorios a los que puede acceder estarán caracterizado por energías,

$$E_{vib,v} = \left(v + \frac{1}{2} \right) \frac{h}{2\pi} \left(\frac{2Z_1 Z_2 e^2}{4\pi \epsilon_o \mu r_o^3} \right)^{1/2}$$

Como ejemplo consideremos la transición entre el primer estado vibracional excitado y el estado base de una molécula H_2 ($r_o = 0,74 \text{ \AA}$, $\mu = m_H/2$,). La energía liberada en la transición es por la anterior fórmula igual a,

$$E_{vib,0 \rightarrow 1} \approx 1,5 \text{ eV}$$

La longitud de onda del fotón emitido es así,

$$\lambda = hc/E = 8300 \text{ \AA}$$

Que está en el rango del infrarrojo cercano. La temperatura reinante en las regiones ricas en moléculas del medio interestelar es tan baja que los procesos de colisión interatómica no alcanzan la energía necesaria para producir el ascenso de las moléculas mismas a estados vibratorios superiores. Por esta condición la emisión en el infrarrojo de las nubes moleculares, producto de transiciones entre estados vibratorios, no es común.

Más probables aún son las transiciones que se producen entre distintos estados rotacionales. Tratemos de calcular el rango en el que se encuentran las frecuencias emitidas por dicho proceso.

La energía de rotación de cualquier cuerpo rígido está dada por,

$$E_{rot} = \frac{L^2}{2I}$$

donde L es su momento angular e I es su momento de inercia. Consideraciones mecánico cuánticas muestran que el momento angular de cualquier sistema está cuantizado y es descrito por,

$$L^2 = j(j+1)\hbar^2$$

El momento de inercia del sistema estudiado está dado, respecto al centro de masa, por,

$$I = \mu r^2$$

donde r es la separación internuclear. Finalmente los distintos estados rotacionales cuantizados, caracterizados por el número cuántico j , tienen energías ,

$$E_{rot,j} = j(j+1) \frac{\hbar^2}{2\mu r^2}$$

Nótese la dependencia que tiene la estructura de estados rotacionales con la separación internuclear que puede variar en virtud del movimiento vibracional. Esto hace que cuando se estudia el espectro de una molécula lo que se observan no son simples líneas correspondientes a transiciones entre unos estados u otros sino bandas resultado de la combinación de ambos.

Para tener una idea de las frecuencias emitidas por las moléculas interestelares que sufren transiciones entre estados rotacionales, calculemos la energía emitida en forma de radiación por una transición desde el primer estado rotacional excitado $j = 2$ y el respectivo estado base $j = 1$, de la molécula de H_2 , considerando que mientras ocurre la transición los núcleos se encuentran en la posición de equilibrio vibracional, i.e. $r = r_o$,

$$E_{rot,2 \rightarrow 1} = 7,6 \times 10^{-3} \text{eV}$$

Con cambios tan pequeños en la energía es de esperarse que a la temperatura reinante en las nubes moleculares se produzcan transiciones entre los estados rotacionales y que por tanto la nube como un todo tenga una emisión importante en las longitudes de onda correspondientes a dichas transiciones, que por el resultado anterior serán del orden de,

$$\lambda = hc/E = 0,2 \text{mm}$$

que se encuentra en la región milimétrica de la banda de radio : las moléculas interestelares emiten radiación principalmente en microondas.

El estudio de la emisión en microondas de las moléculas interestelares ha conducido a la identificación de más de un centenar de especies moleculares y todo parece indicar la existencia de otras muchas más.

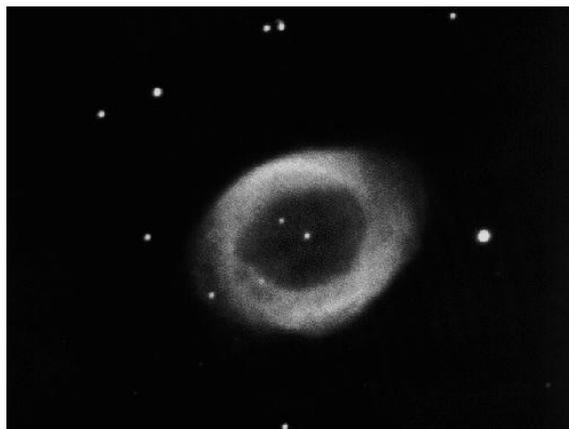


Figura 6.3: La Nebulosa Anular de la Lira, una nebulosa planetaria.

Algunas de las especies identificadas incluyen : Hidroxilo (OH), Dioxido de Azufre (SO_2), Agua (H_2O), Amoníaco (NH_3), Formaldehido (H_2CO), Acetileno (HC_2H), Acido Fórmico ($NCOOH$), Alcohol Metílico (CH_3OH).

Algunos hechos son de mencionar. Por un lado se percibe de inmediato que la química del medio interestelar es una química orgánica, en el sentido de que son los compuestos basados en el carbono los que más abundan. También se ha notado la existencia de sustancias simples pero inexistentes en condiciones normales, lo que ha dificultado sobremanera el trabajo de identificación de estas sustancias dada la imposibilidad de conocer un espectro muestra con el que se puedan identificar las líneas por ellas emitidas y observadas en Tierra.

6.6 Nebulosas Planetarias

Entre las nebulosas observadas por Messier y sus contemporáneos, había unas que resaltaban por su particular simetría circular. El aficionado francés A. Darquier en el año de 1779, dada esta característica, que las hacía muy parecidas a los planetas cuando eran vistos a través del telescopio las bautizó "Nebulosas Planetarias" (ver figura 6.3).

Hoy sabemos que las nebulosas planetarias constituyen otra de las fases que pertenecen las denominadas regiones HII del medio interestelar. En ellas el hidrógeno y otros elementos son ionizados por un gran flujo de radiación ultravioleta cuya fuente puede ser identificada, en la mayoría de los casos, con una débil pero muy caliente estrella ubicada en el centro de simetría de la nebulosa. El espectro y las características de esta estrella, permiten identificarla como una Enana Blanca, un hecho que nos proveerá de pistas relativas al origen de las nebulosas de este tipo.

El mejor ejemplo conocido lo constituye la denominada Nebulosa Anular en la constelación

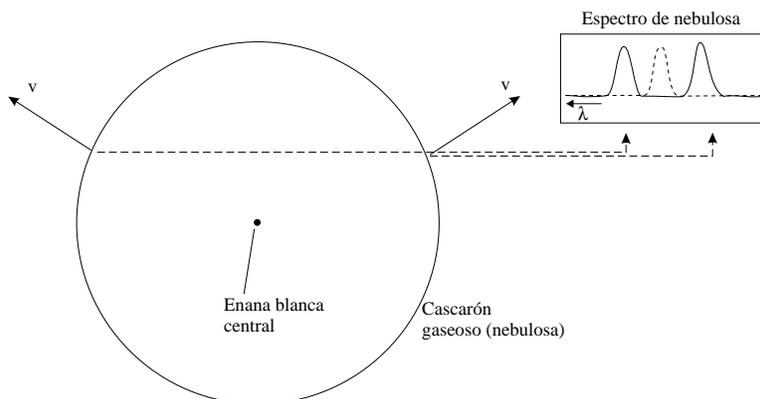


Figura 6.4: El efecto de la expansión de una nebulosa planetaria sobre su espectro.

la Lira (Cuerpo número 57 en el catálogo de Messier (ver figura 6.3)). En ella puede apreciarse la casi perfecta simetría circular que les mereció su nombre. Esta característica no es sin embargo común a todas las nebulosas que en el presente conocemos como planetarias. Un buen ejemplo de este hecho lo representa la caprichosa forma de la Nebulosa Planetaria de la Mariposa. Las razones de la existencia de este tipo de asimetrías entre las nebulosas planetarias están íntimamente conectadas con el proceso que las origina, del que hablaremos más adelante.

Los colores exhibidos por las nebulosas planetarias tienen mucho en común con los observados en las nebulosas difusas, esto, debido al similar proceso que explica la emisión de radiación por ambos tipos de estructuras. Como en las nebulosas difusas el espectro de las nebulosas planetarias está formado fundamentalmente por intensas líneas de emisión provocadas por el proceso de recombinación de los electrones libres en la nube con los iones presentes en ella (H^+ , He^+ , C^+ , N^+) así como también aparecen líneas correspondientes a transiciones prohibidas en O^{++} (2 líneas nebulares verdes), N^+ (línea violeta), Ne^{++} , entre otras.

Una peculiaridad es observada cuando se examina en detalle el espectro de las nebulosas planetarias: todas las líneas espectrales aparecen duplicadas. Esto no es otra cosa que un indicativo del hecho que la materia que constituye la nebulosa se expande constantemente hacia afuera, de modo que la luz emitida por las regiones posteriores, que se alejan del observador (ver figura 6.4), presentará corrimientos al rojo, mientras la que es emitida por las regiones anteriores, que se acercan, sufre un corrimiento al azul. La presencia de desplazamientos Doppler de las líneas espectrales, no es el hecho más especial, la mayoría de las distintas fases del medio interestelar los presentan; lo que es distinto y característico de este tipo de nebulosas es el hecho de que las líneas aparezcan exactamente duplicadas un indicativo de la existencia del proceso de expansión constante de la nube mencionado, lo que será para nosotros otra pista de la solución al problema de su origen.

6.6.1 Origen y formación de las nebulosas planetarias

Decíamos que el espectro de las nebulosas planetarias nos revelaba que la materia que las constituye se está expandiendo constantemente. ¿Qué pasaría si invirtiéramos el observado proceso de expansión de la nebulosa?. La materia que la constituye viajaría hacia el centro de simetría de la misma, allí donde reside la enana blanca fuente de la radiación ultravioleta que excita los átomos de la nebulosa y se uniría a ella. Este elemental argumento demuestra pues que en un pasado nebulosa y enana blanca formaban un mismo objeto, seguramente una estrella.

Ya en la sección 4.4 habíamos descrito las fases finales de la vida de las estrellas con masas inferiores a cerca de $8M_{\odot}$. En las más livianas de este grupo ($M \leq 1M_{\odot}$), durante el flash del Helio, el flujo de radiación saliente del núcleo era lo suficientemente grande para inducir en las envolturas un desproporcionado proceso de expansión. La pequeña masa de la estrella no es suficiente para lograr retener el acelerado proceso de salida hacia afuera de la materia que constituye sus envolturas. La estrella adquiere en esta fase un masivo viento estelar por el que lentamente pierde cantidades ingentes de materia. Poco a poco las capas más exteriores y menos ligadas gravitacionalmente a la estrella, se hacen altamente transparentes debido a su baja temperatura y densidad, permitiendo en el proceso la salida de radiación desde las capas más interiores y calientes. Con el tiempo la materia restante adquiere la transparencia suficiente para que emerja la radiación emitida por el compacto núcleo, que se ha convertido ya en una enana blanca. Las aún altas temperaturas registradas en la superficie del núcleo, crean un alto flujo de radiación ultravioleta que baña completamente las muy diluidas y frías envolturas hace tiempo expulsadas, las cuales por el efecto excitador de la radiación ultravioleta se calientan, ionizan y empiezan a emitir radiación. El resultado : el núcleo desnudo de la estrella (una enana blanca) aparece rodeado de un halo luminoso de materia muy tenue, que constituía precisamente las envolturas de la estrella, descripción que coincide con las características de las nebulosas planetarias. Así se forma pues una nebulosa planetaria.

Para el caso de las estrellas más pesadas del grupo ($1M_{\odot} < M \leq 8M_{\odot}$), el proceso es similar pero ocurre mucho después del primer flash del Helio. En esa fase la energía entregada a la envoltura no es suficiente para obligarla a abandonar la estrella, cuya masa es ahora mayor. Hace falta que la estrella alcance dimensiones superiores, durante la fase de supergigante, para que la materia que envuelve el núcleo se vuelva sensible a los cambios bruscos que acaecen en el durante los tardíos flashes del Helio. A partir de este momento la descripción del proceso de formación de nebulosas planetarias con masivas estrellas progenitoras es idéntico al presentado en el caso de estrellas livianas.

La relativa poca violencia y lentitud del proceso de formación de una nebulosa planetaria, son responsables de su simetría. La existencia de asimetrías entre ellas parece demostrar, según recientes investigaciones, que el papel que juegan por ejemplo estrellas compañeras o planetas asociadas a la estrella progenitora, es determinante en la determinación su estructura.

El constante proceso de expansión de la materia que constituye las nebulosas planetarias,

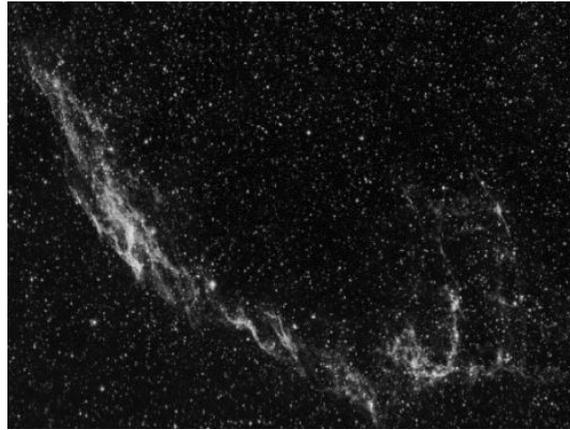


Figura 6.5: La nebulosa del Velo, un remanente de supernova.

nos habla también del hecho de su efímera vida. Con el tiempo la densidad de la materia que rodea la enana blanca caerá a niveles lo suficientemente bajos como para que por ejemplo los procesos de ionización y recombinación se desequilibren (a los fotoelectrones les quedará cada vez más difícil encontrar iones con los cuales recombinarse) y la nube dejará de emitir radiación, desapareciendo a la observación directa. Se estima en unos 50000 años la duración máxima de la vida de una nebulosa planetaria, lo que en la escala de tiempo de las estrellas, es apenas un suspiro. Podría así pues decirse que las nebulosas planetarias son estructuras quiescentes (temporales y cambiantes) y su observación se constituye casi en la observación de un instante minúsculo de la prolongada evolución de las estrellas.

6.7 Remanentes de supernova

Una de las más peculiares estructuras del medio interestelar la constituyen las denominadas Remanentes de Supernova. Se trata de irregulares y a veces muy extensas nubes visibles con telescopios convencionales y que presentan una característica y distintiva estructura filamentosa (ver figura 6.5).

Su espectro presenta importantes diferencias con el correspondiente a otras fases del medio interestelar pertenecientes también a las regiones HII (nebulosas difusas y nebulosas planetarias). Además de la presencia de las ya clásicas líneas en el visible, características de todas las regiones HII (líneas de Balmer, líneas nebulares, etc.), la principal componente de su espectro (99% de la energía emitida por la nebulosa) lo constituye un continuo que se extiende por todo el espectro electromagnético (rayos X, visible, radio). El continuo parece deberse a la emisión sincrotrón de electrones libres en la nube que se mueven en espiral siguiendo las líneas de un campo magnético. La intensidad de dicho continuo (que

en general depende de la densidad de electrones, de su energía medio y de la intensidad del campo magnético) parece demostrar en ocasiones que el campo en el que están atrapados dichos electrones puede tener intensidades con mucho superiores a las del campo medio de la Galaxia. Esto demuestra la existencia de un objeto interior a la nube que da origen al intenso campo. El mejor candidato lo constituye una estrella de neutrones en rapidísima rotación que estaría asociada con la nebulosa. La existencia de este tipo de asociación da luz al problema del origen de estas estructuras del medio interestelar.

Observaciones espectroscópicas detalladas de los Remanentes de Supernova, demuestran la existencia de rapidísimos movimientos de materia en su seno (las velocidades pueden ser del orden de unos 1000 km/s). Dichos movimientos parecen indicar la presencia de un proceso general de expansión de la materia que las constituye, lo que también ofrece pistas relativas al problema de su origen.

Con tantas pistas, ¿ qué podemos decir acerca de los procesos que dan lugar a la formación de los Remanentes de Supernova ?.

Como en el caso de las nebulosas planetarias, la existencia de un proceso de expansión y la segura presencia en la mayoría de los casos de estrellas de neutrones sumergidas en ellas, nos revela una conexión íntima entre la materia que forma la nebulosa con el peculiar objeto interior. Esto parece ser prueba suficiente de que los Remanentes de Supernova se forman durante los violentos procesos que marcan el final de la vida de las estrellas masivas ($M > 8M_{\odot}$) : las explosiones de supernova.

Cuando la estrella sufre su crisis energética final, un núcleo compuesto por materia energéticamente inerte, se ve avocada a un irremediable proceso de implosión interior que cuando las densidades nucleares se aproximan a un valor crítico se frena de súbito generando una onda de choque que expulsa violentamente las envolturas de la estrella. Dichas envolturas en su veloz viaje hacia afuera encuentran en su camino la materia interestelar, en la que estaba sumida toda la estrella, sufriendo un violento proceso de frenado que puede incrementar su temperatura al grado suficiente para inducir la aparición de procesos nuevos de fusión nuclear y que en los estadios más tardíos de la explosión son suficientes para mantener la materia ionizada de modo que emita las características líneas observadas en todas las fases de las regiones III. El choque de las envolturas de la estrella con el medio interestelar da lugar también por complejísimos procesos hidrodinámicos a los peculiares filamentos observados en estas estructuras.

Este escenario es precisamente el que les da el nombre de Remanentes de Supernova.

El Remanente de Supernova mejor conocido es la denominada Nebulosa del Cangrejo en la constelación del Toro (ver figura 6.6). Su pequeña extensión espacial, nos habla de una reciente formación. En efecto, cuando se calcula el tiempo necesario para que la materia en la nebulosa después de partir de un punto y moviéndose a la velocidad que lo hace ahora (0,22 segundos de arco por siglo) adquiera las dimensiones observadas en el presente, se encuentra que la explosión de supernova que la origino debió tener lugar hace cerca de 900 años, es decir, en términos humanos, alrededor del año 1100 . Los registros históricos, en particular los registros hechos por astrónomos Chinos (los Europeos estaban bajo el penumbral efecto del oscurantismo medieval), hablan de la aparición en el cielo

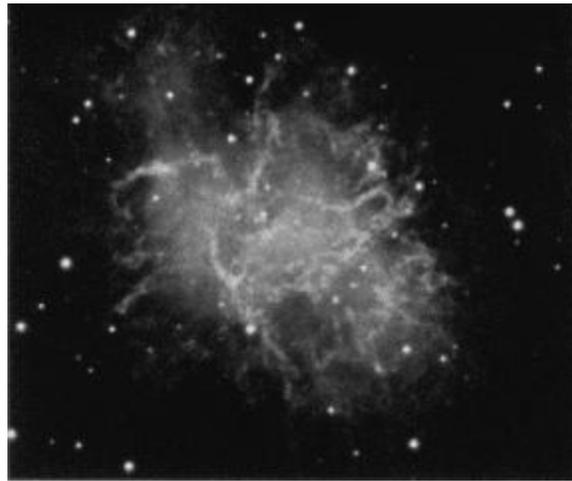


Figura 6.6: La nebulosa del Cangrejo, el remanente de supernova mejor conocido.

en el año de 1054 de una estrella nueva cuya posición coincide con la correspondiente a la nebulosa del Cangrejo. Esta última puede ser pues el remanente de la explosión que dió lugar al evento registrado por los chinos, convirtiéndose en el más importante Remanente de Supernova cuyo proceso progenitor fue observado en tiempos históricos.

En el seno de la Nebulosa del Cangrejo ha sido detectada la presencia del objeto que da lugar al intenso campo magnético responsable por la emisión sincrotrón de la nube : una estrella de neutrones en rapidísima rotación. La particular orientación del eje del campo magnético de la estrella respecto a su eje de rotación, induce la emisión periódica de cortos y poderosos pulsos de radio (e incluso de luz visible) cuando los puntos calientes por los que entran y salen las líneas de campo en la superficie de la estrella pasan sobre la visual : el objeto en el interior de la nebulosa del Cangrejo es un Pulsar. El período del pulsar del cangrejo, el primero de estos objetos descubierto, es de 0,03309 segundos y su magnitud (en constante aumento), un indicativo de la edad del pulsar, está en acuerdo con la edad calculada observando el movimiento de la materia en el remanente de supernova.

6.8 Gas internebular

Las fases del medio interestelar descritas hasta este momento, corresponden a estructuras que a pesar de su relativamente gran extensión no logran llenar todo el volumen interestelar disponible en la Galaxia. Las enrarecidas regiones entre una fase y otra (una nube difusa y otra vecina), no están tampoco completamente vacías. El espacio internebular en el disco de nuestra Galaxia está lleno de una enrarecida materia que forma lo que se conoce como el Gas Internebular.

Este gas está formado principalmente por Hidrógeno en estado neutro y es por tanto

visible por la emisión de la línea de los 21 cm. Sin embargo el 10 al 20% de la materia que lo constituye está formada por protones libres (H^+) formados por el proceso de ionización inducido sobre el hidrógeno neutro por la radiación ultravioleta que llena el espacio interestelar. Aproximadamente un 40% del volumen total del medio interestelar en toda la Galaxia está constituido por gas internebular que representa también el 20% de la masa total de dicho medio.

En el halo de la Galaxia, el gas internebular, da paso a un más enrarecido medio conocido como Gas Interestelar Caliente. La materia que constituye este gas parece ser aportada por las numerosas explosiones de supernova acaecidas en la Galaxia desde su formación. Su altísima temperatura cinética (500 000 K), lo hace un buen emisor de rayos X, el medio por el cual su presencia fue primero detectada. Esta altísima temperatura es producida por la transferencia de energía de los rayos cósmicos a la materia que constituye el gas. En total el gas interestelar caliente llena el 50% del volumen interestelar y constituye el 0,1% de la masa del medio entre las estrellas.

6.9 Características generales de las fases del medio interestelar

A continuación se resumen las características generales de las distintas fases del medio interestelar, tal y como se siguen de su detallado estudio.

La notación utilizada es :

n : densidad numérica. Número de partículas (átomos, moléculas, electrones, granos de polvo) por unidad de volumen.

L : Dimensiones lineales típicas.

M : Masa total típica

T_c : Temperatura cinética. Temperatura de un medio con distribución maxwelliana de velocidades, donde la velocidad media es igual a la de las partículas en el sistema observado.

Composición química : Principales especies atómicas, iónicas y/o moleculares.

- *Nebulosas Difusas*

$$n : 10^7 - 10^8 m^{-3}$$

$$M : 10^2 - 10^4 M_{\odot}$$

$$T_c : 5000 - 10000 K$$

Composición química : H^+

- *Nubes Difusas*

$$n : 10^7 - 10^8 m^{-3}$$

$$L : 15 a.l.$$

$$M : 50M_{\odot}$$

$$T_c : 10 - 100K$$

Composición química : H , Moléculas simples (CO, CN, CH, \dots)

- *Nubes Densas*

$$n : 10^9 - 10^{12}m^{-3}$$

$$L : 15a.l.$$

$$M : 1000M_{\odot}$$

$$T_c : 10 - 70K$$

Composición química : H_2 , Moléculas simples y complejas

- *Nebulosas Planetarias*

$$n : 10^8 - 10^{10}m^{-3}$$

$$L : 0, 1a.l.$$

$$M : 0, 5M_{\odot}$$

$$T_c : 8000 - 20000K$$

Composición química : H^+

- *Gas Internebular*

$$n : 10^5m^{-3}$$

$$T_c : 6000$$

Composición química : H y H^+

- *Gas Interestelar Caliente*

$$n : 10^4m^{-3}$$

$$T_c : 500000$$

Composición química : H^+

6.10 Ejercicios

- 6.1 La densidad numérica de una nube molecular gigante es de $10^{11} m^{-3}$. Asumiendo que la nube está principalmente formada por moléculas diatómicas de Hidrógeno, determinar la densidad de masa de la nube.

6.2 Una nebulosa planetaria tiene un radio aparente de $1' 38''$. Determinaciones independientes demuestran que se encuentra aproximadamente a 3500 a.l. de la Tierra. Cuando se obtiene el espectro de la luz de la nebulosa proveniente de un punto situado a $1'$ desde el centro sobre uno de los radios, se observa la presencia de la línea de Hidrógeno alfa ($\lambda = 6563,0 \text{ \AA}$) doblada en dos líneas vecinas centradas en longitudes de onda $6563,17 \text{ \AA}$ y $6562,87 \text{ \AA}$.

- Cuál es su diámetro lineal.
- Determinar la velocidad radial de expansión de la nebulosa
- Asumiendo que ha mantenido esta velocidad a lo largo de toda su vida, calcular su edad.

6.3 Cuando la luz de una estrella atraviesa una nube difusa, algo de su luz es absorbida selectivamente en virtud de la expresión,

$$m_\lambda = m_{\lambda_0} + A_\lambda d$$

Los coeficientes de absorción para una nube dada son $A_V = 1,03 \text{ mag/Kpc}$ y $A_B = 1,54 \text{ mag/Kpc}$. La luz de una estrella situada a 300 pc de la Tierra es observada a través de la nube. El índice de color observado es $B - V = 0,17$. Calcular el índice de color real de la estrella.

6.4 La separación internuclear en la molécula de monóxido de carbono (CO) es $1,2 \text{ \AA}$. Cuál es la longitud de onda emitida por las moléculas de ^{12}CO y ^{13}CO , formadas con distintos isótopos del carbono, para la transición entre los estados rotacionales $l = 3$ y $l = 2$.

Ayuda : Asumir que la separación internuclear es la misma en ambas moléculas. La masa de los núcleos involucrados es $12,0 \text{ u.m.a.}$ (^{12}C) y $13,003 \text{ u.m.a.}$ (^{13}C) y $15,995$ (^{16}O).

Bibliografía

- [1] Bowers, R. & Deeming, T. , *Astrophysics II. Interstellar Matter and Galaxies*, Jones and Bartlett Publisher, Boston, 1984
- [2] The Open University, *Matter in the Universe, Chap. 2 Observing the Interstellar Medium*, The Open University, 1985
- [3] Ostlie, D.A., and Carrol, B.W., *An Introduction to Modern Astrophysics*, Addison-Wesley, 1996
- [4] Scheffer, H. & Elsasser, H. , *Physics of the Galaxy and Interstellar Matter*, Springer-Verlag, Berlín, 1982

Parte III
ASTROFISICA GALACTICA

Capítulo 7

La Vía Láctea

7.1 Introducción

En un cielo muy transparente y sin Luna es posible apreciar una banda nebulosa que atraviesa de horizonte a horizonte la bóveda celeste. El observador casual podría confundirla con un fenómeno atmosférico más, pero cuando se la observa por un período prolongado se puede apreciar que se mueve conforme lo hacen las estrellas, lo que demuestra su verdadera naturaleza celeste.

En muy buenas condiciones y tras una observación detenida es fácil notar también que no es simplemente una banda luminosa homogénea sino que posee una intrincada estructura. En vez de una, observamos dos bandas luminosas que zigzagean y corren paralelas, y que en algunos puntos parecen fundirse (ver figura 7.1). A algunas tribus primitivas, estas características peculiares le merecieron el nombre a esta estructura de "Espinazo de la Noche". Los griegos que estaban muy dados a elevar al cielo las historias de su mitología la creían el resultado del derramamiento de la leche materna de Hera, esposa de Zeus, cuando alimentaba al insaciable y fuerte Heracles. Además la consideraban el

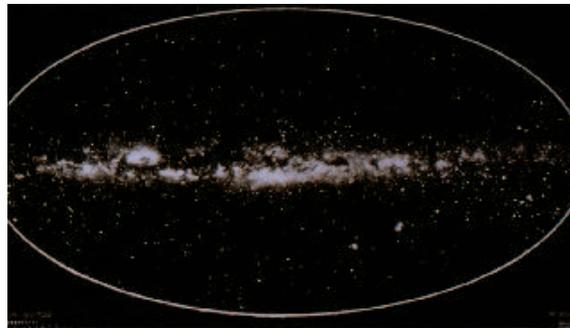


Figura 7.1: La Vía Láctea.

camino a través del cual transitaban los dioses hacia el trono del dios mayor, Zeus. Ambas representaciones le merecieron a esta particular estructura celeste el nombre de *Vía Láctea* o *Galaxia* que aun sigue siendo utilizado en el presente.

Fué solo con el advenimiento del telescopio en Astronomía, con Galileo, que la verdadera naturaleza de la Vía Láctea fue develada. A mediados del siglo XVII Galileo notó que lo que parecía ser una nube se revelaba a través del telescopio como un conjunto innumerable de estrellas muy débiles y apretadas.

Después de la pionera observación de Galileo, sólo hasta mediados del siglo XVIII aparecieron las primeras propuestas realísticas de lo que verdaderamente era la vía Láctea. Inmanuel Kant y Thomas Wright propusieron por primera vez que esta peculiar "nube de estrellas" representaba un gigantesco sistema discoidal de estrellas al que pertenecía nuestro Sol, que ocupaba su centro.

Las ideas primeras de Kant y Wright fueron ratificadas por el estudio que hizo el astrónomo inglés William Hershell hacia finales del mismo siglo, de la distribución de las estrellas sobre la Vía Láctea. Con el objetivo de determinar la distribución en el espacio de las estrellas que pertenecían a la Galaxia, Hershell la dividió en un conjunto de alrededor de 700 regiones sobre las cuales realizó conteos de las estrellas con distintos brillos aparentes. Con los supuestos de que todas tenían el mismo brillo intrínseco (magnitud absoluta), de que nada podría entre ellas y nosotros absorber la luz que emitían y que su densidad en el espacio (densidad volumétrica) era constante en los límites que suponía definidos y conocidos para el sistema, Hershell llegó a la conclusión, ya intuida por Kant y Wright, de que las estrellas de la Vía Láctea formaban un sistema en forma de disco, centrado en el Sol y cuyo diámetro superaba en un factor de 5 el valor de su grosor.

Usando mejores técnicas astrométricas y estadísticas pero conservando la metodología de Hershell, un siglo más tarde Jacobus C. Kapteyn, concluyó que el sistema formado por las estrellas visibles sobre la Vía Láctea, tenía la forma de una esfera muy achatada sin un límite definido y en la que la densidad de estrellas caía al 1% de su valor central (cerca al Sol) a una distancia del mismo de unos $8kpc$. En este sistema, y a diferencia de lo encontrado por Hershell, el Sol no ocupaba precisamente el centro de la distribución, pero se encontraba ciertamente muy cerca de él ($38pc$ sobre el plano de simetría y a $650pc$ del centro medido sobre dicho plano).

La imagen que teníamos de la Galaxia, como un sistema fundamentalmente centrado en el Sol (lo que desde el punto de vista astrofísico parece completamente arbitrario), cambió radicalmente después de los estudios de la distribución de cúmulos globulares que haría ya bien entrado el siglo XX (1915-1919) Harlow Shapley. Shapley, en una primera aproximación al problema se puso en la tarea de determinar la distancia a la que se encontraban un centenar de cúmulos globulares desde el Sol. Esto lo consiguió observando la variación del brillo de algunas de las estrellas que pertenecían al cúmulo. Ciertos tipos de estrellas variables, como las estudiadas por Shapley, presentan una conocida correlación entre el período de variación de su brillo y su luminosidad intrínseca. A esta conexión se la conoce como relación período-luminosidad, y es bien conocida desde los estudios de Henrietta Leavitt a principios del siglo XX. Conocido el período de algunos

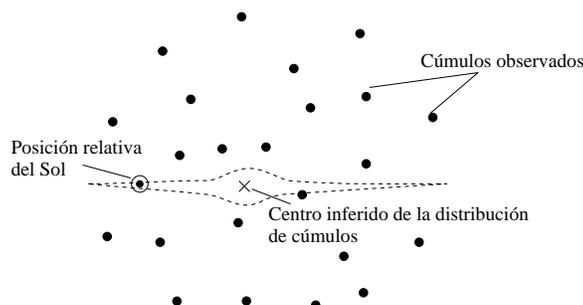


Figura 7.2: La distribución de cúmulos globulares en nuestra Galaxia.

tipos de estrellas variables es posible deducir la magnitud absoluta media (asociada con la luminosidad media) de estas estrellas. Cuando se compara la magnitud absoluta (deducida por este método) y la magnitud aparente (medida) de la estrella observada, es posible determinar su distancia utilizando la relación , así ,

$$d = 10^{(m-M+5)/5}$$

Si se supone que la distancia a la que se encuentra la estrella variable observada en el cúmulo es del orden de la distancia misma al cúmulo, se encuentra, por el método anterior la distancia a este último. Conocida su distancia y posición precisa sobre la bóveda celeste (dirección en la que se encuentra) Shapley pudo elaborar un mapa en el espacio de la manera como se distribuían los cúmulos observados (ver figura 7.2). El resultado por el encontrado, le permitió establecer que los cúmulos se distribuían de manera aproximadamente esférica en torno a un centro que estaba a unos 70 kpc desde el Sol en dirección a la constelación de Sagitario, formando un sistema que tenía un diámetro cercano a los 100 kpc. El Sol perdería así su privilegiada posición en la Galaxia y una visión más precisa de la manera como estaban distribuidas las estrellas en este gigantesco sistema vió la luz.

El increíble y abrupto perfeccionamiento de nuestras técnicas observacionales y del análisis teórico de los resultados por ellas provistos, le han permitido al astrofísico del presente hacerse a una idea muy precisa de lo que es nuestra Galaxia. Sabemos bien que ella es un conjunto de estrellas, nubes de gas y polvo y hasta una misteriosa materia invisible (materia oscura), que se distribuyen principalmente en la forma de un disco aplanado de alrededor de 50 kpc, donde el Sol ocupa una posición, no central, a unos 8 kpc del centro, y que está rodeada de un halo de cúmulos globulares, cuya distribución es más o menos esférica con un diámetro similar al del disco, rodeado a su vez, según lo revelan las más recientes observaciones de un superhalo de materia oscura.

Dedicaremos el presente capítulo a estudiar de manera más o menos detallada la estructura (morfología) y dinámica de nuestra Galaxia, lo que nos servirá en los capítulos restantes, para abordar de manera más general el estudio de otros sistemas similares, a los que por

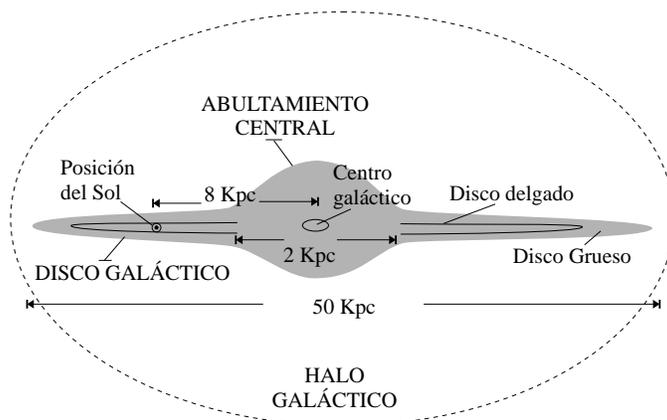


Figura 7.3: La morfología de la Vía Láctea.

análoga llamaremos "galaxias".

7.2 Morfología de la Galaxia

Como lo habíamos expresado en el penúltimo párrafo de la sección anterior, el advenimiento en el último siglo de técnicas observacionales y teóricas más elaboradas, han permitido al astrofísico construir una idea bastante precisa de la manera como se configura la materia que constituye nuestra Galaxia. Han sido de particular ayuda los recientes adelantos relativos a la observación en otras longitudes de onda del espectro electromagnético, principalmente en la banda de radio, las que nos han permitido la observación de las regiones más remotas desde las cuales ningún otro tipo de radiación puede llegar hasta nosotros. El profundo conocimiento de las estrellas, su estructura y evolución, adquirido en los últimos dos siglos y perfeccionado con la aparición de nuevas herramientas teóricas (la mecánica cuántica por ejemplo que dió pie a la elaboración de una mejor teoría del átomo y su núcleo) y prácticas (la invención de los computadores electrónicos), así como también el creciente conocimiento de las propiedades del medio que llena el espacio entre las estrellas, nos han permitido también, obtener la clara imagen que hoy tenemos de la morfología y dinámica de la Galaxia.

La Galaxia puede considerarse formada por 3 subsistemas (vease figura 7.3): el disco, el abultamiento central (*central bulge*) y el halo. Cada uno de ellos comprende una distinta distribución de estrellas (discoidal para el disco y esferoidal o elipsoidal para el halo y el abultamiento central) así como una distinta composición química de sus constituyentes, distinto contenido de materia interestelar y una distinta dinámica. A continuación describiremos las características particulares de cada uno de estos subsistemas.

7.2.1 El disco galáctico

Desde los tiempos de Hershell sabemos que la inmensa mayoría de las estrellas que pertenecen a la Galaxia, no están distribuidas de manera aleatoria en el espacio alrededor del centro del sistema. Ellas se agrupan constituyendo una estructura discoidal. Nuestros estudios de la distribución del medio interestelar en la Galaxia, demuestran también una clara tendencia a concentrarse en el disco que forma las estrellas (una prueba de ello lo constituye la observación de la banda oscura característica en el plano meridional de la Vía Láctea, que como sabemos no es otra cosa que una gran acumulación de miles de densas nubes, que se encuentran por lo anterior en el plano central del sistema formado por las estrellas). El disco de la Galaxia es pues el lugar en el que se acumula la mayor parte de su materia visible (en forma de estrellas y nubes interestelares).

El disco tiene en total (teniendo en cuenta no sólo las estrellas, su principal componente, sino también el gas y el polvo interestelar) un diámetro medido de alrededor de $50kpc$. El Sol, una de las estrellas que lo compone, se encuentra ubicado a una distancia $R_o = 8,5kpc$, valor que llamaremos en adelante, la *Distancia Galactocéntrica*, y que será una de las principales constantes involucradas en el estudio de la cinemática galáctica.

El grosor del disco, varía punto a punto a todo su ancho y largo. Dado que es imposible definir para un sistema discreto de partículas un límite bien definido se cuantifica el grosor del disco galáctico mediante el uso del denominado "grosor característico", z_c . La distribución vertical de estrellas en el disco de la Galaxia, varía de forma exponencial,

$$n \propto n_o \exp(-z/z_c)$$

donde n es la densidad numérica de estrella a una altura z sobre el plano medio del disco y n_o es el valor de esta primera cantidad en $z = 0$. Se define el "grosor característico" del mismo, como la altura a la cual la densidad de estrellas ha caído en un factor de e^{-1} respecto a su valor en el plano medio.

El grosor característico del disco galáctico en cualquier punto depende en general del tipo de estrellas estudiadas. Cuando se describe la distribución de estrellas jóvenes y luminosas se encuentra $z_c \simeq 50pc$. Si en su lugar se estudia la distribución de estrellas más envejecidas y rojizas se obtiene, $z_c \simeq 325pc$. Esta diferencia permite establecer la existencia de dos componentes estelares bien diferenciadas: el disco joven ($z_{c,young} \simeq 50pc$) y el disco viejo ($z_{c,old} \simeq 325pc$).

Cuando se examina en detalle la composición química de las estrellas pertenecientes al disco, se reconoce la existencia de claras diferencias que permiten deducir la existencia de una tercera componente conocida como "disco grueso".

Las diferencias en composición química de las estrellas en la Galaxia, están en general cuantificadas por un parámetro conocido como la metalicidad. Ella es una medida de la cantidad mayor o menor de elementos pesados presentes en la estrella y se define como la diferencia en el contenido de Hierro, un buen representante de los elementos pesados, respecto a Hidrógeno, en la estrella y en el Sol, así,

$$\left[\frac{Fe}{H}\right] = \log\left(\frac{N_{Fe}}{N_H}\right) - \log\left(\frac{N_{Fe}}{N_H}\right)_{\odot}$$

En virtud de esta definición puede decirse que nuestro Sol tiene una metalicidad $[Fe/H] = 0$, las estrellas con un menor contenido de metales que el tienen metalicidades, $[Fe/H] < 0$ y aquellas con contenidos más altos son tales que $[Fe/H] > 0$.

Las diferencias en el contenido de metales entre las estrellas se deben fundamentalmente a la composición química de la nube de la que se formaron, en particular a su mayor o menor contenido de elementos pesados. Sabemos que los más livianos elementos, Hidrógeno y Helio fueron creados en los primeros minutos del universo. Los elementos más pesados, que ahora integran la mayoría de nuestros cuerpos y del planeta en general, se formaron en el seno de las estrellas. Los procesos evolutivos de estas últimas son capaces de transportar lentamente los elementos pesados sintetizados en su interior hasta el medio interestelar del que más tarde se formarán otras estrellas. En este escenario, podemos decir que las estrellas más primitivas que utilizaron la materia directamente formada en el Big-Bang, contenían muy poco o nada de elementos pesados : eran estrellas altamente pobres en estos elementos (su metalicidad es muy baja, $[Fe/H] \approx -4,5$. Las estrellas formadas más recientemente, que utilizaron parte de la materia expelida por las primeras después de su proceso evolutivo se vieron enriquecidas con los recién formados elementos pesados, y presentan por tanto altas metalicidades ($[Fe/H] \approx 1$). Se habla así de la existencia de dos tipos extremos de poblaciones estelares : la denominada Población I, a la que pertenecen estrellas jóvenes con un alto contenido de elementos pesados (nuestro Sol es una de ellas por ejemplo) y Población II, a la que pertenecen estrellas viejas de muy baja metalicidad. La metalicidad de las estrellas del disco joven y el disco viejo, en conjunto, oscila entre $-0,5 < [Fe/H] < 0,3$. Otro grupo de estrellas, a primera vista indistinguible, con más bajas metalicidades ($-0,6 < [Fe/H] < 0,4$) parecen pertenecer al disco, constituyendo un sistema con un grosor característico de $z_{c,thick} = 1,4kpc$, que se conoce como el disco grueso, en contraposición con el denominado disco delgado, constituido por la superposición del disco viejo y el disco joven.

Los estudios cinemáticos del disco delgado (que contiene el 98% de la materia del disco galáctico) permiten encontrar para este subsistema una masa total de alrededor de $6 \times 10^{10} M_{\odot}$ en forma de estrellas y $5 \times 10^5 M_{\odot}$ en la forma de gas y polvo. La luminosidad total de la componente delgada del disco galáctico en la banda azul (la banda en la que emite el 99

$$\Upsilon_{thin} = 3M_{\odot}/L_{\odot}$$

La relación masa luminosidad para un sistema dado de estrellas permite establecer cuál es el tipo más común de estrella que aporta masa y luminosidad al sistema. Esto se obtiene usando la conocida relación masa luminosidad para las estrellas de la secuencia principal, introducida en la sección 1.7 y expresada por,

$$L = L_{\odot} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{\alpha}$$

donde vimos que $\alpha \approx 4$ para estrellas con masas superiores a $0,5M_{\odot}$. De la anterior expresión la relación masa luminosidad para una estrella de masa M y luminosidad L , está dada por,

$$\Upsilon = M/L = M / (L_{\odot} (M/M_{\odot})^{\alpha})$$

Conocida la relación masa-luminosidad para la estrella (expresada en unidades de M_{\odot}/L_{\odot}) su masa estará dada por,

$$M = \Upsilon^{1/(1-\alpha)} M_{\odot}$$

Se concluye, utilizando este resultado, que la masa de las estrellas típicas del disco galáctico es,

$$M = 3^{1/(1-\alpha)} M_{\odot} = 0,69M_{\odot}$$

Valor que coincide con el calculado por la teoría de formación estelar.

Ciertas estructuras de interés sirven como trazadoras de la estructura del disco de nuestra Galaxia. Lo son así por ejemplo las agrupaciones de estrellas jóvenes (agrupaciones O,B), las nubes de hidrógeno atómico y las regiones HII. Estudiando la distribución de estos trazadores se ha descubierto que la materia en el disco de la Galaxia se acumula formando una regular estructura espiral como la observada en otras galaxias.

En este patrón espiral, el Sol ocupa el que ha terminado denominándose el Brazo de Orión-Cisne, aunque algunos investigadores piensan que podría tratarse más bien del Puente de Orión, una gran reunión de estrellas y gas que comunican dos brazos vecinos, uno exterior conocido como el brazo de Perseo y otro interior al que se da el nombre de brazo de Sagitario.

7.2.2 El Abultamiento Central

A cerca de $1kpc$ del centro de la Galaxia el disco parece sufrir un engrosamiento sustancial, seguido también de un cambio drástico en las características de las estrellas que lo componen, su composición química y cinemática. Esta región, más que una prolongación del disco es distinguida como un subsistema separado conocido como el Abultamiento Central de la Galaxia.

Las estrellas en esta región de la Galaxia se distribuyen aproximadamente formando un elipsoide prolato (ver sección 8.4), cuyo eje mayor, de $1kpc$, parece orientado formando respecto a la visual dirigida desde el Sol al centro de la Galaxia formando un ángulo de casi 45 grados. En dirección vertical la distribución de materia tiene un grosor característico de $400 pc$ lo que determina las dimensiones del eje menor del elipsoide.

La composición química de las estrellas en el Abultamiento Central varía desde una pobre metalicidad ($[Fe/H] > -1$) hasta una muy alta ($[Fe/H] < 1$), con un promedio de $+0,3$. Esto sugiere que la inmensa mayoría de las estrellas de este subsistema de la Galaxia son relativamente jóvenes (no superarían los 10 mil millones de años. Esto se ve apoyado por el hallazgo en su interior de una ingente cantidad de nubes moleculares (que podrían sumar aproximadamente $10^8 M_\odot$) probablemente responsables por la aparición de las estrellas más jóvenes.

La masa estimada del abultamiento central, utilizando métodos cinemáticos, asciende a $10^{10} M_\odot$ y su luminosidad en la banda azul es $L_B = 3 \times 10^9 L_\odot$, lo que da para este subsistema una razón masa luminosidad igual a $\Upsilon = 3 M_\odot / L_\odot$, similar a la componente delgada del disco.

7.2.3 Halo Galáctico

Rodeando el disco y el Abultamiento central de la Galaxia, los subsistemas galácticos que contienen la mayor parte de la materia luminosa de la Vía Láctea, se encuentra el que es denominado el Halo Galáctico. La componente visible de dicho halo, el denominado halo estelar, está formada por la reunión de los llamados cúmulos globulares y las denominadas estrellas de campo, estrellas que no pertenecen a los cúmulos y que exhiben altísimas velocidades, muy distintas de las que presentan las estrellas del disco galáctico.

Entre la población de cúmulos es reconocible además una clara diferencia en la composición química de las estrellas que los constituyen. Se habla así de los cúmulos globulares pobres en metales ($[Fe/H] > -0,8$) y los que son ricos en ellos ($[Fe/H] < -0,8$). Los primeros se distribuyen situándose a distancias muy grandes del centro galáctico e imitando la distribución de las estrellas de campo. Los cúmulos ricos en metales, se encuentran cerca al Abultamiento central de la galaxia y tienen características similares a las de las estrellas que constituyen la componente gruesa del disco.

Cúmulos pobres en metales y estrellas de campo se distribuyen en una región con forma de un elipsoide oblató, que tiene un semieje mayor, sobre el disco de la Galaxia, de unos $50 kpc$ y un semieje menor en dirección perpendicular al disco entre 0,8 a 0,9 veces la longitud del semieje mayor.

La masa total del Halo puede ascender a $10^9 M_\odot$ de la cual aproximadamente el 1% se encuentra en la forma de cúmulos globulares y el restante lo contiene las estrellas de campo. La luminosidad total del Halo, en la banda azul es $L_B = 10^9 M_\odot$, lo que da para este subsistema una razón masa - luminosidad de $\Upsilon_{halo} \simeq 1 M_\odot / L_\odot$.

A una escala mayor parece existir lo que ha terminado por denominarse el Halo de Materia Oscura. Con una distribución aproximadamente esférica de radio cercano a los 100 kpc, esta componente del halo galáctico está formada por materia que sin tener propiedades emisivas de ningún tipo, crea un efecto gravitacional sobre la restante materia luminosa de la Galaxia (en la próxima sección, hablaremos un poco acerca de la manera como se ha supuesto la existencia de este halo de materia invisible). Las principales componentes de la materia oscura en el halo de nuestra Galaxia podrían ser los denominados MACHOs

(Massive Compact Halo Objects), objetos masivos, compactos, numerosos y poco luminosos, en la forma por ejemplo de agujeros negros, enanas rojas, enanas marrones (cuerpos con unas 10 veces la masa del planeta júpiter y cuya presión y temperatura interior no son suficientes para encender los procesos de fusión nuclear). En la sección dedicada a la curva de rotación de la Galaxia hablaremos un poco más en detalle sobre esta peculiar componente de la Galaxia.

En síntesis y sumando los aportes de los distintos subsistemas galácticos (y sólo teniendo en cuenta el debido a la materia luminosa) puede decirse que nuestra Galaxia tiene una masa total de alrededor de $9 \times 10^{10} M_{\odot}$, la que parece representar apenas el 10% de la masa total, que parece estar en su mayoría concentrada en la forma de materia oscura. La luminosidad total de la Galaxia, en la banda azul, asciende a los $2,3 \pm 0,6 \times 10^{10} L_{\odot}$, la que representa aproximadamente el 67% de la luminosidad bolométrica (en toda el espectro electromagnético). La otra componente importante de la emisión galáctica la constituye la emisión en el infrarrojo por parte del polvo interestelar. Al tener esta última en cuenta encontramos finalmente para la Galaxia una luminosidad bolométrica de $3,6 \times 10^{10} L_{\odot}$.

7.3 Cinemática de la Galaxia

A pesar de que nuestras cortas observaciones (del orden de 100 000 años) parecen mostrarnos una Galaxia invariable y quieta, ella realmente es un ente dinámico. Su aparente quietud se debe al hecho de que el tiempo en el que acaecen cambios considerables en su apariencia, producidos obviamente por cambios en la posición del Sol, son muy grandes (del orden de centenares de millones de años) cuando los comparamos con la edad de nuestra especie. El estudio detallado de los objetos que la constituyen (nubes, estrellas, cúmulos) nos revela la existencia de una agitación constante y organizada : toda la materia en la Galaxia está orbitando en torno el centro geométrico de la misma. El estudio de esta cinemática de la Galaxia, el estudio de las velocidades "instantáneas" de las estructuras observadas que pertenecen a ella, le revela al astrofísico detalles importantes sobre la manera como está distribuida globalmente la materia que la constituye y se presenta de gran importancia en la determinación de la existencia de las más peculiares componentes, la materia oscura y el agujero negro supermasivo que parece residir en el centro mismo de la Galaxia.

Para estudiar el movimiento de cualquier objeto, es necesario primero definir el sistema respecto al cual referiremos su posición y el cambio de la misma en el tiempo. El sistema de referencia natural utilizado en astronomía es aquel que tiene como origen la Tierra misma. La posición de cualquier cuerpo en la Galaxia, en un sistema centrado en la Tierra, se indica por medio de 3 coordenadas (Ver figura 7.4) : la distancia que nos separa del cuerpo en cuestión (r), la "altura angular" medida sobre el plano galáctico desde la posición del Sol o Latitud Galáctica (b) y el ángulo, medido a partir de la línea que une el Sol con el centro galáctico en dirección contraria a las manecillas del reloj vista desde el norte (desde allí la rotación galáctica se realiza en el sentido de las manecillas

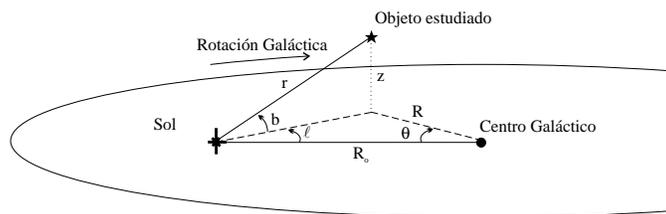


Figura 7.4: Coordenadas Galácticas.

del reloj), de la proyección sobre el plano galáctico de la visual dirigida al cuerpo o Longitud Galáctica l . A este se lo conoce como el sistema de coordenadas galácticas. En este sistema de coordenadas la posición del centro galáctico estará indicada por la tripleta $(l_o, b_o, r_o) = (0, 0, 8, 0 \pm 0, 5kpc)$ donde $8, 0 \pm 0, 5kpc$ es precisamente la distancia solar galactocéntrica.

A pesar de lo adecuado que parezca ser, desde el punto de vista observacional, el sistema de coordenadas galácticas, su origen (la Tierra o a la escala galáctica, el Sol, indistintamente) está en constante movimiento. Un más adecuado sistema de coordenadas, que utiliza un origen en "reposo", es el denominado sistema de coordenadas cilíndricas galactocéntricas. La posición de cualquier cuerpo en la galaxia, en este sistema se indica por medio de 3 números (Ver figura reffig :coordenadas): la distancia al centro galáctico de la proyección del cuerpo sobre el disco o distancia galactocéntrica (R), la altura lineal sobre el disco (z) y el ángulo formado por la línea que une la posición actual del Sol y el centro galáctico, y la proyección sobre el disco galáctico del radio vector dirigido al cuerpo considerado medido en la dirección de la rotación galáctica o azimut galáctico (θ).

En el sistema de coordenadas cilíndricas galactocéntricas, las distintas componentes de la velocidad de un cuerpo se denotan por,

$$\Pi \equiv \frac{dR}{dt}$$

$$\Theta \equiv R \frac{d\theta}{dt}$$

$$Z \equiv \frac{dz}{dt}$$

En este sistema de coordenadas, estudios precisos de la posición del Sol le asignan la tripleta $(R, z, \theta) = (8, 0 \pm 0, 5kpc, 30pc, 0)$.

Dado que las observaciones que realizamos desde Tierra estarán indefectiblemente expresadas en un sistema unido a ella (del tipo del sistema de coordenadas galácticas) es de interés establecer la conexión entre este último y el más adecuado sistema de coordenadas cilíndricas galactocéntricas. Tal conexión sólo es posible sin embargo si conocemos con precisión el movimiento del Sol en la Galaxia relativo al centro de la misma. El

movimiento solar es sin embargo, como el de las demás estrellas en la Galaxia, bastante complicado y distinto de la sencilla imagen de órbitas circulares perfectas residentes todas sobre el plano de simetría del disco. Por esta razón, se ha convenido la utilización de un idealizado sistema respecto al que se miden las velocidades de las estrellas vecinas al Sol. Este sistema se ubica exactamente sobre el plano galáctico ($z = 0$) a una distancia igual a la distancia solar galactocéntrica R_o y moviéndose en torno al centro galáctico con rapidez constante en una órbita circular. A este se lo conoce como el Sistema Estándar de Reposo Local (Local Standard of Rest, LSR), que por su definición está caracterizado por,

$$\Pi_{LSR} = 0$$

$$\Theta_{LSR} = \Theta_o$$

$$Z_{LSR} = 0$$

Donde Θ_o se puede considerar como la velocidad tangencial galactocéntrica promedio de las estrellas vecinas al Sol. Determinaciones precisas de esta cantidad asumen para ella un valor estándar de,

$$\Theta_o = 220 \text{ km s}^{-1}$$

La velocidad de los cuerpos en la Galaxia relativa al LSR es conocida como la velocidad peculiar del cuerpo y sus componentes (u, v, w) están dadas por,

$$u = \Pi - \Pi_{LSR} = \Pi$$

$$v = \Theta - \Theta_{LSR} = \Theta - \Theta_o$$

$$w = Z - Z_{LSR} = Z$$

Medidas precisas del movimiento relativo al Sol de las estrellas vecinas, proveen el valor de las componentes de la velocidad peculiar del Sol, su velocidad respecto al LSR,

$$u_{\odot} = -9 \text{ km s}^{-1}$$

$$v_{\odot} = 12 \text{ km s}^{-1}$$

$$w_{\odot} = 7 \text{ km s}^{-1}$$

Es decir, el Sol está, respecto al LSR, ascendiendo respecto al disco ($w > 0$), moviéndose levemente hacia adentro ($u < 0$) y adelantándose un poco en su movimiento orbital ($v > 0$).

En conjunto el Sol está viajando, respecto a sus estrellas vecinas a $16,5 \text{ km s}^{-1}$ en una dirección indicada por $b = 25^\circ$ y $l = 53^\circ$, hacia la constelación de Hércules. A ese punto imaginario en el espacio, hacia el que parece dirigirse el Sol se lo conoce como el Apex Solar. El punto contrario, del que parece alejarse, se la llama por el contrario el Antiapex Solar.

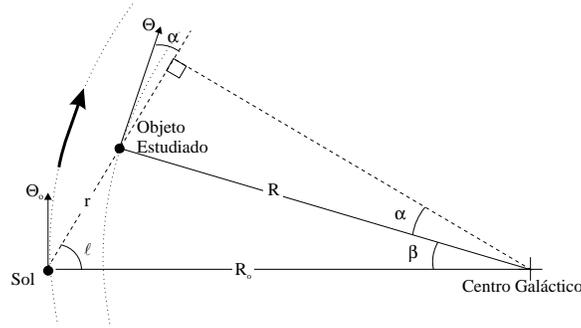


Figura 7.5: Explicación de la manera como se determina la velocidad de rotación galáctica en función de la distancia galactocéntrica

Hechas todas estas definiciones, ocupémonos ahora del problema de determinar el movimiento de los cuerpos que constituyen la Galaxia respecto al centro de la misma (en el sistema de coordenadas cilíndricas galactocéntricas) a partir de las observaciones disponibles en Tierra.

Imaginemos para empezar un cuerpo observado por simplicidad en el plano mismo de la Galaxia ($b = 0^\circ$) en una longitud galáctica l , a una distancia galactocéntrica R y heliocéntrica r , dotado de una velocidad respecto al centro de la Galaxia cuya única componente no nula es Θ (Ver figura 7.5).

Desde Tierra (que se supone situada exactamente en la posición y con la velocidad del LSR) los estudios espectroscópicos permiten determinar la velocidad a la que se aleja o acerca el cuerpo en la dirección de la visual (dirección del radio vector r). Más refinados estudios pueden proveer del valor de la velocidad tangencial (perpendicular a la visual), si es conocido el movimiento propio del cuerpo (desplazamiento angular) y su distancia. Consideraciones geométricas elementales (ver figura 7.5) permiten escribir la relación existente entre los distintos parámetros asociados al cuerpo y las observadas componentes tangencial y radial de su velocidad respecto al observador en Tierra,

$$v_r = \Theta \cos \alpha - \Theta_o \sin l$$

$$v_t = \Theta \sin \alpha - \Theta_o \cos l$$

$\Theta(R)$ se puede escribir como $R\Omega(R)$, donde Ω es la velocidad angular del movimiento de traslación. Introduciendo esta cantidad, y reconociendo las identidades geométricas,

$$R \cos \alpha = R_o \sin l$$

$$R \sin \alpha = R_o \cos l - r$$

la velocidad radial y tangencial del cuerpo respecto al observador en Tierra es,

$$v_r = (\Omega - \Omega_o)R_o \sin l \quad (7.1)$$

$$v_t = (\Omega - \Omega_o)R_o \cos l - \Omega r \quad (7.2)$$

Nótese, del anterior par de relaciones, que una vez indicada la longitud galáctica del cuerpo y su distancia, y después de medir las componentes de su velocidad respecto a la Tierra, es posible obtener su velocidad angular respecto al centro galáctico. Si se toman cuerpos a muy diversas distancias heliocéntricas, r , y por tanto a distintas distancias galactocéntricas, R , se puede construir la curva de rotación galáctica, R vs. $\Omega(R)$, de gran interés en el estudio de la dinámica galáctica. Lamentablemente, muchos de los cuerpos cuya distancia puede ser fiablemente encontrada (estrellas, cúmulos galácticos, nebulosas difusas) están escondidos a la observación directa por efecto de los poderosos efectos absorbentes del polvo interestelar y así nuestra exploración de la rotación galáctica no puede ser llevada más allá de unos centenares de parsecs desde el Sol, lo que representa una fracción minúscula de la curva de rotación total. Más adelante veremos un método en el que utilizando la emisión en 21 cm del hidrógeno neutro que puede atravesar grandes distancias en el disco galáctico y que explota las anteriores relaciones nos permite construir la curva buscada.

Una aproximación, permite reescribir las anteriores relaciones para el caso del estudio de cuerpos situados en regiones vecinas al Sol, las que finalmente proveen valiosos métodos para determinar el valor de las constantes R_o y Ω_o .

Si hacemos la suposición de que el cuerpo estudiado se encuentra suficientemente cercano como para que $\Omega \simeq \Omega_o$ y si suponemos que la función $\Omega(R)$ varía "suavemente" con R , podemos escribir la expansión,

$$\Omega(R) = \Omega(R_o) + \left. \frac{d\Omega}{dR} \right|_{R_o} (R - R_o) + \dots$$

Considerando sólo los términos de primer orden, se obtiene la aproximación,

$$\Omega - \Omega_o \simeq \left. \frac{d\Omega}{dR} \right|_{R_o} (R - R_o)$$

en esta aproximación (7.1) y (7.2) se reescriben como,

$$v_r \simeq \left[\left. \frac{d\Omega}{dR} \right|_{R_o} - \frac{\Theta_o}{R_o} \right] (R - R_o) \sin l$$

$$v_t \simeq \left[\left. \frac{d\Omega}{dR} \right|_{R_o} - \frac{\Theta_o}{R_o} \right] (R - R_o) \cos l - \Omega_o r$$

Pero es claro que si $d \ll R_o$ entonces $\beta \ll 1$ y $\cos \beta \approx 1$ de donde,

$$R_o = d \cos l + R \cos \beta \simeq d \cos l + R$$

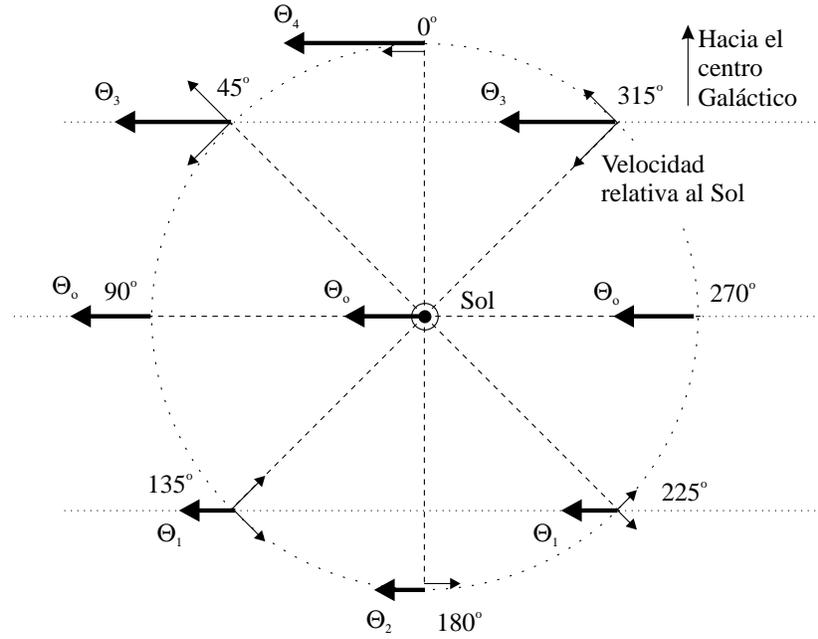


Figura 7.6: Las componentes tangencial y radial de estrellas en el vecindario solar a distintas longitudes galactocéntricas.

de donde,

$$v_r = Ad \sin 2l \quad (7.3)$$

$$v_t = Ad \cos 2l + Bd \quad (7.4)$$

donde A y B reciben el nombre de constantes de Oort, en honor a Jan Oort quien en 1927 realizó por primera vez este razonamiento, y que están por definición dadas por,

$$A \equiv -\frac{1}{2} \left[\left. \frac{d\Omega}{dR} \right|_{R_o} - \frac{\Theta_o}{R_o} \right]$$

$$B \equiv -\frac{1}{2} \left[\left. \frac{d\Omega}{dR} \right|_{R_o} + \frac{\Theta_o}{R_o} \right]$$

Es posible entender la dependencia de las velocidades tangencial y radial de las estrellas vecinas al Sol con la longitud galáctica, tal y como es dada por las que llamaremos relaciones de Oort, representadas en las ecuaciones (7.3) y (7.4), cuando se examina la figura 7.6 . En ella se han representados los movimientos de estrellas situadas a la misma distancia del Sol, en el centro con longitudes galácticas de 0, 45, 90, 135, 180, 225, 270 y 305°. Las estrellas con longitudes galácticas de 90 y 270°, se mueven, en nuestro sencillo modelo se mueven sobre la misma órbita solar y tienen por tanto una similar

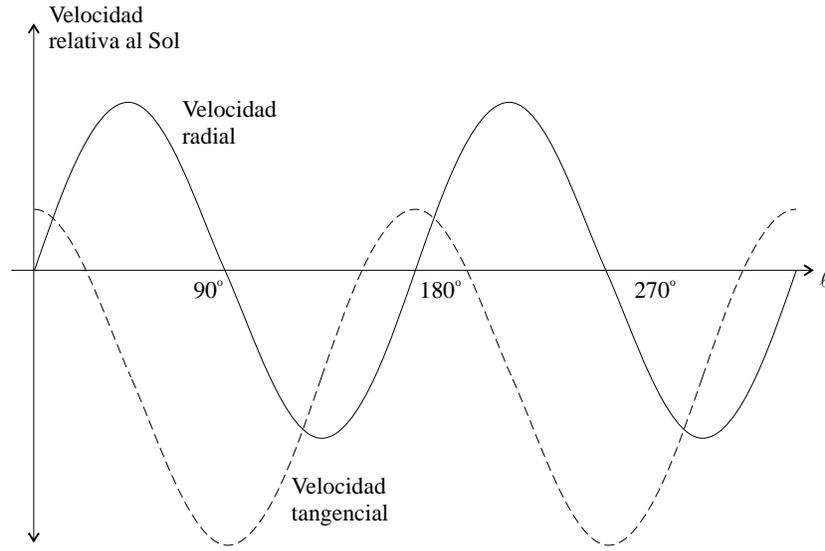


Figura 7.7: La dependencia de la velocidad radial y tangencial con la longitud galactocéntrica.

velocidad de traslación por lo que su velocidad radial y tangencial serán nulas. Por otro lado las estrellas con longitudes galácticas de 0 y 180° por encontrarse sobre el mismo radio galáctico en el que reside el Sol tienen también velocidades radiales nulas, pero sus velocidades tangenciales serán positiva (hacia la izquierda), para la estrella más cercana al centro galáctico ($l = 0^\circ$) y negativa (hacia la derecha) para la más alejada ($l = 180^\circ$). En posiciones intermedias la dirección de ambas componentes, tangencial y radial dependerá de si la órbita de la estrella considerada es mayor o menor a la órbita solar y de si sobre ella está adelantada o atrasada respecto a la posición del Sol.

Si fuera posible medir las velocidades tangencial y radial de un buen número de estrellas situadas aproximadamente a la misma distancia desde el Sol, y a distintas longitudes galácticas, sería posible construir las curvas representadas en la figura 7.7. Por (7.3) vemos que la medida de la amplitud de la curva v_r vs. l nos proveerá del valor de la constante A , con el cual, la medida de la diferencia entre las curvas de velocidad radial y tangencial en cada punto nos darían también el valor de B .

Los resultados obtenidos a partir de análisis precisos de información observacional dan los siguientes valores para estas constantes,

$$A = 14,4 \pm 1,2 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$$

$$B = -12,0 \text{ km} \pm 2,8 \text{ s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$$

De su definición es posible obtener finalmente el valor de Ω_o , dado por,

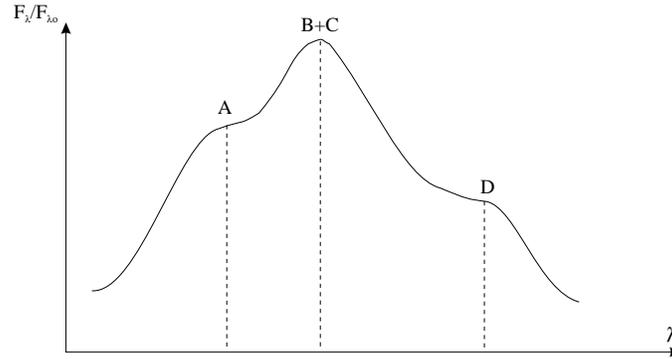


Figura 7.8: Típica topología de la línea de los 21 cm cuando es medida en una cierta dirección sobre el plano de la Galaxia.

$$\Omega_o = A - B = 26,4 \pm 4 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$$

tomando el valor estándar de $R_o = 8,0 \pm 0,5 \text{ kpc}$ obtenemos también el valor de la velocidad tangencial del LSR,

$$\Theta_o = 211,2 \pm 45,2 \text{ km s}^{-1}$$

en buen acuerdo con el valor introducido antes, y obtenido por métodos distintos. Como ya habíamos explicado, la relación precisa entre v_r o v_t y $\Omega(R)$, nos permitirían encontrar, si es conocida la distancia r al objeto estudiado, la curva de rotación de la Galaxia. Nos topamos sin embargo con la dificultad de que dicha distancia sólo puede ser determinada en el caso de objetos que están escondidos tras el oscuro velo de polvo interestelar que llena la Galaxia. La observación de la línea de los 21 cm emitida por el hidrógeno neutro en las nubes difusas, ofrece nuevas esperanzas a la solución del problema. Cuando se mide la intensidad de esta línea en una determinada longitud galáctica, se encuentra un resultado como el presentado en la figura 7.8). Los distintos picos que caracterizan este espectro son producidos por efecto de que las nubes que producen la emisión que los constituye se mueven a distintas velocidades radiales relativas al Sol, por efecto del movimiento de rotación galáctico. Como puede apreciarse en la figura 7.9, el pico correspondiente a la máxima velocidad radial relativa (máximo desplazamiento Doppler), corresponde a la emisión de una nube centrada en un punto en donde el radio galáctico correspondiente es perpendicular a la visual dirigida a la nube misma. Para ella, de modo elemental se encuentra que,

$$r = R_o \cos l$$

Una vez conocida la distancia a la nube y, por el desplazamiento Doppler, su velocidad radial relativa, es posible finalmente encontrar la velocidad angular Ω a la distancia

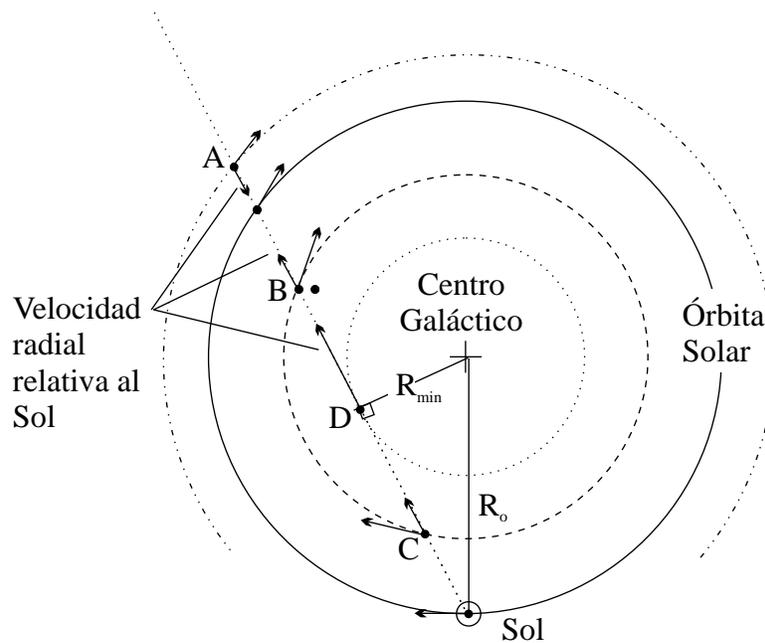


Figura 7.9:

galactocéntrica a la que ella se encuentra ($R = R_o \sin l$).

Una serie de hechos limitan la capacidad que tiene este método para proveer la curva de rotación galáctica. El primero y más obvio es el de que es imposible utilizarlo para observaciones con $90 < l < 270$, es decir no es posible obtener información sobre la rotación galáctica observando el hidrógeno neutro, para $R > R_o$. Por otro lado para longitudes galácticas menores a 20 grados, el movimiento de las nubes empieza a alejarse sustancialmente de la aproximación de movimientos circulares y las velocidades radiales medidas ya no están en acuerdo con el sencillo modelo elaborado.

A pesar de estas dificultades, la utilización de otros medios para determinar la rotación galáctica en las zonas prohibidas al método descrito, ha permitido construir finalmente la curva buscada (ver figura 7.10). Las peculiaridades exhibidas por tal curva, y la información que de ella podemos extraer en términos de la distribución global y la cantidad total de materia en nuestra Galaxia serán discutidas en la sección dedicada a las curvas de rotación de las galaxias espirales en el siguiente capítulo.

7.4 Ejercicios

- 7.1 Cuando se observa la emisión de hidrógeno neutro en la dirección correspondiente a 30° de longitud galáctica, se encuentra un pico con un desplazamiento Doppler dado por $\Delta\lambda = 0,08mm$. Determinar la distancia galactocéntrica de la nube que

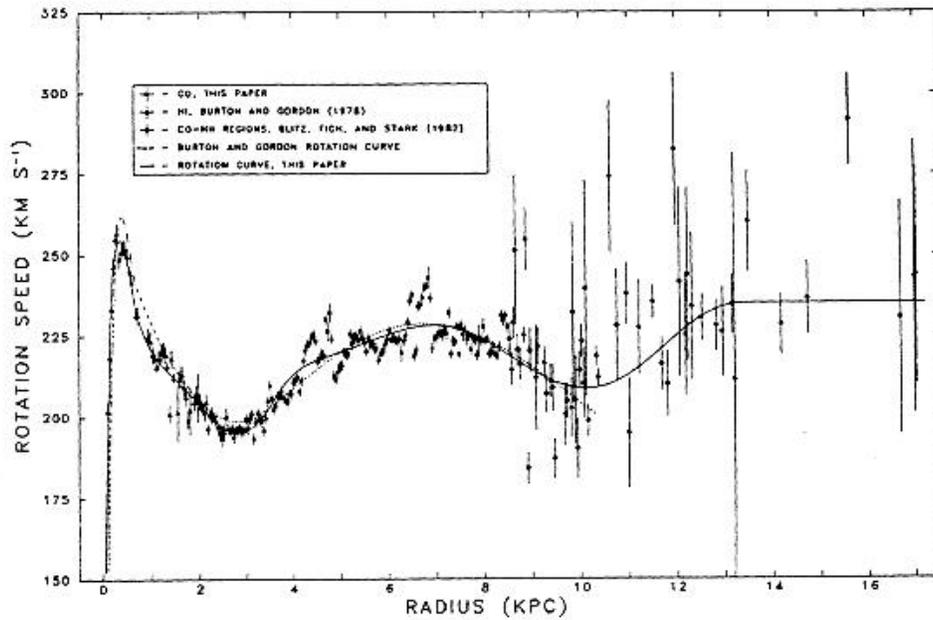


Figura 7.10: La curva de rotación de la Vía Láctea.

produce el pico y la velocidad de rotación correspondiente.

- 7.2 Estimar $d\Theta/dr$ en el vecindario solar asumiendo que las constantes de Oort A y B son $14,4$ y $-12,0 \text{ km s}^{-1} \text{ Kpc}^{-1}$, respectivamente. ¿Qué dice esto acerca de la variación de Θ con R en la región vecina al Sol?
- 7.3 La velocidad de rotación de un punto de la Galaxia situado a una distancia de $0,4 \text{ Kpc}$ del centro es 200 km/s . Sabiendo que la curva de rotación presenta un comportamiento lineal para $R < 0,8 \text{ Kpc}$, estimar la densidad de la Galaxia en $R=0,4 \text{ Kpc}$ en $M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ y en kg m^{-3} .

Capítulo 8

Estructura y Dinámica de las galaxias

8.1 Introducción

Después de que Kant hiciera su propuesta relativa a la naturaleza de la Vía Láctea como un gigantesco sistema de estrellas al que pertenecía el Sol, una extensión natural a su propuesta, y que atentaba contra el más arraigado antropocentrismo, proponía la existencia de sistemas similares a nuestra Galaxia, situados fuera de ella y que en este sentido representaban lo que él mismo llamó "Universos Isla". Estos "Universos" aislados del nuestro, estarían tan lejos (por lo menos a una distancia que superaba sus dimensiones, que deberían ser bastante grandes) y exhibirían la apariencia de gigantes cas nubes, como las observadas por astrónomos de su época.

En el año de 1845 esta brillante intuición de Kant, fundamentada casi exclusivamente en argumentos filosóficos, empezó a adquirir tonos de realidad, cuando mediante el uso de su gigantesco telescopio (el mayor de su época) el tercer conde de Rose, William Parsons, percibió la existencia de una estructura regular, en espiral, en la nebulosa M51 (la número 51 en el catálogo de Messier, ver figura 8.1). La existencia de una tal estructura, no observada en otras nebulosas del catálogo de Messier, revelaba ya lo peculiar de su naturaleza y la existencia de una clara distinción con estas últimas. Esta idea se vería ratificada cuando otros observadores corroboraran la existencia de una estructura similar en otras nebulosas.

En el año de 1912 Vesto Slipher establece, por medidas espectroscópicas la existencia de movimientos organizados al interior de la nebulosa M51 que permiten deducir la existencia de una rotación de la materia que las constituye. Por la misma época se descubre la aparición en algunas de estas nebulosas de estrellas nuevas (novas y supernovas).

En el año de 1920 comienza en la comunidad científica un debate relativo a la naturaleza de estos cuerpos. A la cabeza de los bandos enfrentados se encuentran Harlow Shapley, quien soportaba la idea de que las nebulosas espirales y estructuras similares eran miembros de nuestra Galaxia y residían por tanto en su interior, y Heber Curtis quien sostenía que estos



Figura 8.1: Nebulosa en espiral M51 cuya regular estructura fue por primera descubierta por el tercer Conde de Rose.

cuerpos eran precisamente los "Universos Isla" de los que hablaba Kant, que guardaban similitudes con nuestra Galaxia y que obviamente se encontraban fuera de ella.

El principal argumento de Shapley que favorecía su posición lo proveía la observación de una nova en la nebulosa de Andromeda, M31. Shapley argumentaba que si dicha nebulosa era, como señalaba Curtis, un sistema de estrellas similar a la Vía Láctea, es decir otra galaxia, y sus dimensiones fueran similares a esta última (que según sus propios estimativos tenía un diámetro de 100 kpc), para explicar su tamaño aparente era necesario situarla a una distancia tan grande que la nova mencionada exhibiría un brillo muchísimo menor al observado. Curtis se defendía de este argumento, señalando que el tamaño de la Vía Láctea estimado por su contendor excedía con mucho el real, y que si se tomaba el valor obtenido por Kapteyn la discrepancia indicada por Shapley desaparecería.

Uno de los argumentos más inteligentes de Curtis residía en la explicación del origen de la denominada zona de evitación en la Vía Láctea. El trabajo de Shapley, basado en la distribución de cúmulos globulares, había mostrado que el centro de la Vía Láctea estaba lejos de la posición del Sol, pero los conteos de estrellas, como los hechos por Kapteyn, revelaban una cosa distinta. Correctamente se indicaba que la causa de esta discrepancia residía en la existencia de una zona de la Vía Láctea, precisamente en la dirección del centro galáctico en la cuál era imposible observar nada más allá de una distancia mínima. Por esta razón se la bautizó zona de evitación (zone of avoidance) y su existencia explicaba porque los conteos de estrellas situaban al Sol en el centro del sistema. Curtis, intrigado por la causa de este fenómeno, argumentó que la existencia de bandas oscuras en nebulosas espirales que se veían casi de canto, podría, si se asumía que ellas compartían la naturaleza de la Vía Láctea, explicar la existencia de la zona de evitación.

El debate fue salvado a favor de Curtis cuando en el año de 1923 Edwin Hubble obser-

vando fotografías sucesivas de la nebulosa de Andromeda, descubrió la existencia de una estrella variable del tipo Cefeida. Como ya lo hemos mencionado, la existencia de una estrecha relación entre el período y la luminosidad intrínseca de estas estrellas permite, una vez medido el primero estimar el segundo, que al ser comparado con el brillo aparente de la estrella provee información sobre su distancia. Hubble encontró que esta nebulosa se encontraba a 285 kpc (casi tres veces menos de su distancia real. Esto se debió principalmente a errores de calibración de la relación período-luminosidad), lo que la ubicaba fuera de nuestra Galaxia.

El descubrimiento de Hubble, significó un paso más hacia afuera, hacia la comprensión global del universo y echó definitivamente por tierra, siguiendo el ejemplo de Copernico, Newton y hasta Shapley, el arraigado y antiguo antropocentrismo.

Dedicaremos el presente capítulo a estudiar las propiedades de estos "Universos" isla, explicar su estructura y dinámica. La relevancia de un tal estudio se revela en el hecho de que son ellas, a gran escala, los ladrillos con los que esta hecho el Universo.

8.2 Clasificación Morfológica de las galaxias

Una vez fue reconocida la naturaleza extragaláctica de las galaxias, todos los esfuerzos se concentraron en describir cuáles eran sus propiedades físicas. El primer aporte importante en este sentido lo hizo el mismo Hubble quien después de examinar las imágenes de muchas de las galaxias observadas, notó la existencia de un conjunto de regularidades morfológicas que permitían la creación de un patrón de clasificación.

Todas las galaxias observadas podrían considerarse pertenecientes a 3 grupos principales : galaxias elípticas, galaxias espirales y galaxias irregulares.

Al primero de estos grupos pertenecían aquellas galaxias que exhibían una regular forma elíptica cuando eran proyectadas contra el plano del cielo. Al interior de este grupo aparecían diferencias obvias en lo elongadas (excéntricas) que resultaban ser unas y lo circulares de otras. Hubble introdujo así una subclasificación que tenía en cuenta esta clara diferenciación. si llamamos α al semieje mayor de la elipse que envuelve la galaxia y β su semieje menor (ver figura 8.2), se llama elipticidad ϵ al parámetro dado por,

$$\epsilon \equiv 1 - \frac{\beta}{\alpha}$$

Hubble observa que la elipticidad de la mayoría de todas las galaxias elípticas oscila entre 0 para las galaxias que son completamente circulares y 0,7 para las más elongadas. Introduce así un conjunto de 8 subclases con elipticidades distintas : E0, E1, E2, E3, E4, E5, E6 y E7. Donde el entero que acompaña la E no es otra cosa que 10ϵ .

Las galaxias espirales de la muestra de Hubble, gozaban también de diferencias apreciables. Los dos aspectos principales que diferenciaban una galaxia de este tipo de otra eran el grado de apertura de sus brazos (cuantificado por el denominado ángulo de apertura, *pith angle*, definido en la figura 8.3) y la luminosidad y extensión de su abultamiento central relativa a la luminosidad y extensión de su disco. Teniendo en cuenta estas diferencias

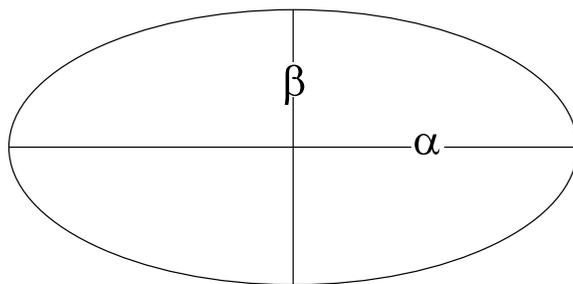


Figura 8.2: Definición de elipticidad.

Hubble introduce 3 subclases a, b y c que representan distintas aperturas y dimensiones del abultamiento central. Las galaxias espirales del subtipo a (Sa) tiene brazos apretados (ángulo de apertura $\sim 6\text{grados}$) y grandes abultamientos centrales ($L_{abult}/L_{disco} \sim 0,3$). En el otro extremo las galaxias espirales del subtipo c (Sc) tienen brazos espirales muy abiertos (ángulo de apertura $\sim 18\text{grados}$) y pequeños bulbos ($L_{abult}/L_{disco} \sim 0,05$).

Algunas galaxias espirales pueden presentar una peculiar estructura en forma de barra que nace en su centro extendiéndose hacia afuera y de cuyos extremos nacen los brazos. A ellas se las denomina espirales barradas y representan una subclasificación de las galaxias espirales.

La secuencia completa de espirales normales y espirales barradas, desde brazos más apretados a brazos más abiertos en la clasificación de Hubble es finalmente, Sa, Sab, Sb, Sbc, Sc y SBa, SBab, SBb, SBbc, SBc.

El último grupo de galaxias considerado por Hubble lo representan las denominadas galaxias irregulares. A él pertenecen todas las galaxias que no puedan ser clasificadas dentro de los grupos anteriores. Las galaxias prototipo de este grupo son las denominadas Nubes de Magallanes (ver figura 8.4). Se trata de un par de extensas nubes situadas muy cerca al polo sur celeste y que sófueron por primera vez observadas por un occidental durante el viaje de circunnavegación de la Tierra de Fernando de Magallanes. Son un par de galaxias muy cercanas (cerca de 70 kpc), que parecen estar unidas gravitacionalmente a la nuestra y ser de esta manera sus satélites, y que no presentan una estructura definida.

En el grupo de las galaxias irregulares, en la clasificación de Hubble, se reconoce a su vez la existencia de una subclasificación en los tipos I y II. Las galaxias Irregulares del tipo I (Irr I) son galaxias que a pesar de no tener una estructura espiral ni ser galaxias elípticas, la materia en ellas está parcialmente organizada. Por el contrario las galaxias irregulares del tipo II (Irr II) presentan estructuras completamente desorganizadas.

Un tipo de galaxias no considerado dentro del anterior esquema de tres grupos, lo constituyen las denominadas galaxias lenticulares, llamadas por Hubble galaxias S0, que presentan características similares a las galaxias elípticas (ausencia de gas interestelar, perfiles de brillo similares, etc.) pero que están, como las galaxias espirales, dotadas de un disco, aunque sin brazos espirales.

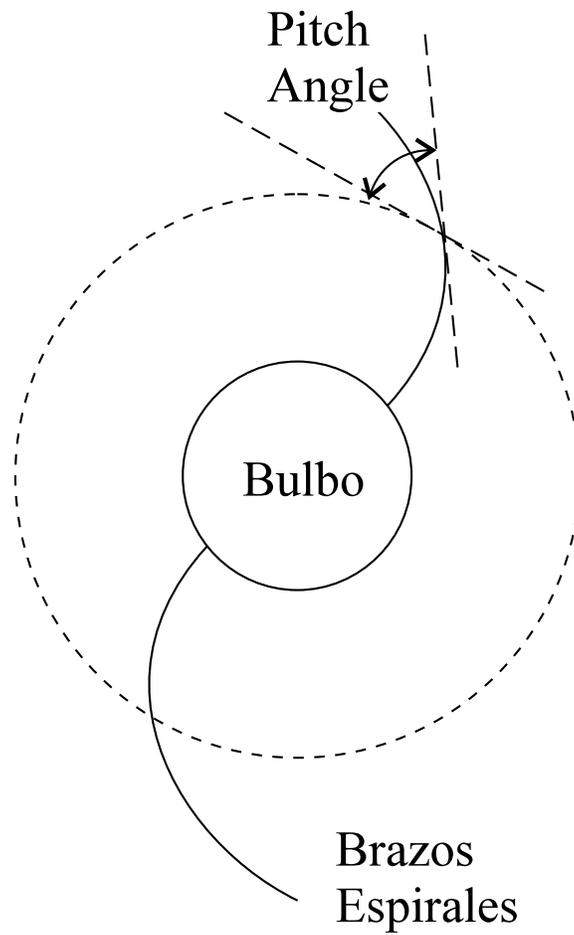


Figura 8.3: Definición del *Pitch Angle*.



Figura 8.4: La Gran Nube de Magallanes.

En ocasiones se organiza el esquema de clasificación de Hubble en un diagrama que por su estructura recibe el nombre "diagrama diapasón" (ver figura 8.5). La organización de las galaxias en el diagrama obedece a una idea errada en conexión con las relaciones evolutivas entre los tipos. Se creía que las galaxias inicialmente tenían una estructura elíptica, empezando por una forma esférica, y que con el tiempo evolucionaba hasta convertirse en una galaxia espiral (normal o barrada) para luego perecer como una galaxia irregular. Aunque esta idea está completamente revaluada y carece de ningún sustento teórico, todavía se conserva la costumbre de llamar a los tipos que se encuentran a la izquierda del diagrama tipos tempranos y a los que se encuentran a la derecha tipos tardíos. Las galaxias lenticulares en el marco de esa idea representarían estadios intermedios en la conversión de la galaxia de elíptica a espiral.

En la actualidad múltiples extensiones y modificaciones al esquema de clasificación morfológica de Hubble han sido hechos. Han sido por ejemplo introducidas subclases que tienen por ejemplo en cuenta las diferencias entre galaxias que siendo del mismo tipo de Hubble presentan luminosidades distintas. Se habla así de un conjunto de 5 subtipos representados por los números romanos del I al V, donde las galaxias del tipo I tienen brazos espirales bien definidos, mientras que las del tipo V tienen tenues brazos espirales. Introduciendo este sistema de clasificación por luminosidades, se dice que la galaxia de Andromeda es del tipo SbI-II (ver figura 8.6).

Gerard de Vaucoulers, ha hecho los más importantes modificaciones y adiciones al sistema de clasificación de Hubble. Sus modificaciones incluyen la eliminación de los tipos Irr I e Irr II, y la creación en su lugar de los tipos Sd y Sm (para las galaxias que pertenecían al tipo Irr I) e Im (para aquellas que pertenecían al tipo Irr II). Las galaxias verdaderamente irregulares o amorfas son clasificadas en el tipo Ir.

Con estas nuevas modificaciones las nubes mayor y menor de Magallanes pertenecen a los tipos, SBmIII y ImIV-V respectivamente.

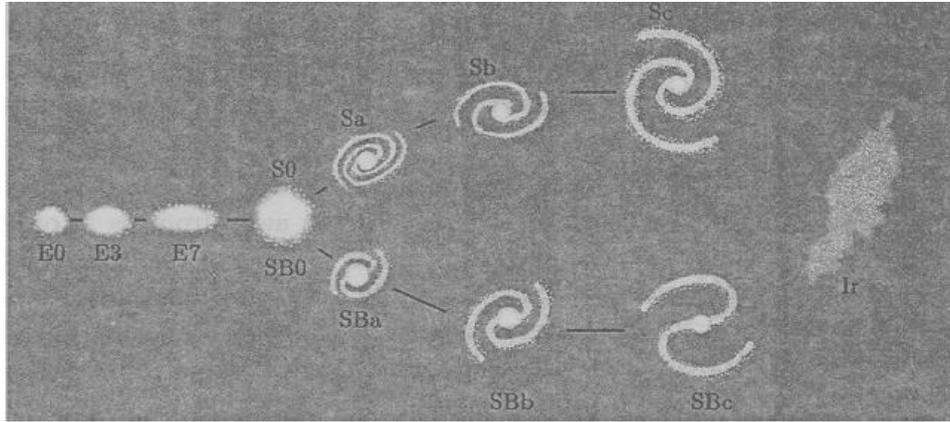


Figura 8.5: El diagrama *diapasón*.



Figura 8.6: La vecina galaxia de Andrómeda.

Otros cambios han sido introducidos en el sistema de clasificación de las galaxias elípticas, que además de su elipticidad se distinguen por su luminosidad y masa en los tipos cD (Galaxias elípticas gigantes), nE (galaxias elípticas normales), dE (galaxias elípticas enanas), dSph (Galaxias esferoidales enanas) y BCD (galaxias enanas azules y compactas).

8.3 Galaxias espirales e irregulares

Entre las galaxias conocidas, el tipo que más llama la atención por su aparente belleza, lo representan las denominadas galaxias espirales. Con mucho la particular manera como se distribuye la materia en los discos de estas galaxias representa la más impresionante característica conocida entre estos objetos astrofísicos.

Pero las galaxias espirales parecen poseer una serie de propiedades sobresalientes, que, además de su belleza, las hace distintas entre las demás galaxias. Entre estas características resaltan la existencia de un organizado movimiento de traslación de la materia que constituye sus discos en torno al centro de la misma, y los altísimos niveles de gas y polvo ausentes casi completamente en otros tipos de galaxias.

Aunque el esquema de clasificación de Hubble parece arbitrario estudios detallados de las características de las galaxias espirales, parecen revelar que espirales de distinto tipo en dicho esquema poseen características también enteramente distintas.

Dedicaremos esta sección a estudiar en detalle las distintas características de las galaxias espirales, las que nos conduzcan finalmente al establecimiento de los hechos básicos relacionados con su estructura y dinámica.

8.3.1 Parámetros físicos de las galaxias espirales

Como lo expresábamos en los párrafos anteriores, el estudio de las propiedades de las galaxias espirales parecen revelar correlaciones entre el tipo asignado a ellas en el esquema de Hubble y el valor de ciertos parámetros físicos de interés. Este tipo de correlaciones es indicativo de que la diferencia aparente entre los distintos tipos de Hubble tiene implicadas también diferencias en aspectos como la cantidad de gas y polvo en la galaxia, la rata de formación de estrellas y las características generales de su proceso evolutivo.

La primera de las propiedades de interés que muestra una clara dependencia con la clasificación de Hubble, es la que hemos llamado la razón masa-luminosidad para la Galaxia. En la sección 7.2, habíamos indicado que el valor de esta cantidad era indicativo del tipo promedio de estrella que aportaba masa y luz a la Galaxia. Razonamientos que involucraban el uso de la denominada relación masa-luminosidad, nos permitieron, para una estrella dada determinar cuál era su masa si se conocía su razón masa-luminosidad ; el resultado obtenido fue,

$$M = \Upsilon^{1/(1-\alpha)} M_{\odot}$$

Con $\alpha > 1$. Si conocemos la razón masa-luminosidad de una galaxia, la masa típica de las estrellas que la constituyen estará dada por la anterior expresión. Nótese que un valor mayor de Υ implicará una masa típica de la estrella media mayor también.

La razón masa luminosidad en las galaxias espirales disminuye conforme nos movemos hacia tipos de Hubble más tardíos : $6,2 \pm 0,6$ para Sa, $4,5 \pm 0,4$ para Sb y $2,6 \pm 0,2$ para Sc. Esto implica que las galaxias espirales del tipo Sc contienen estrellas que en promedio son más masivas que las que contienen los otros tipos de espirales. Sabemos sin embargo, que en las estrellas de la secuencia principal una mayor masa implica, además de una luminosidad superior, una temperatura efectiva también mayor. Este último parámetro a su vez está relacionado con el color de la estrella : estrellas calientes son azules y estrellas frías son rojas. Si las estrellas que aportan la mayor cantidad de luz a las galaxias del tipo Sc, son estrellas masivas es de esperarse entonces que sean también las galaxias espirales más azules. En efecto, un tal razonamiento se ve corroborado cuando se mide el índice de color $B - V$, para los distintos tipos de galaxias espirales : 0,75 para Sa, 0,64 para Sb, 0,52 para Sc.

El estudio de la evolución estelar nos mostró también, que las estrellas masivas, luminosas y azules tienen vidas típicas bastante cortas (del orden de decenas de millones de años). De modo que su presencia en una galaxia es indicativo de que en ella el proceso de formación estelar es bastante activo. Pero una tal característica exige además la presencia de una cantidad mayor de gas y polvo a partir del cual puedan formarse estrellas nuevas al interior de la galaxia. El estudio de la fracción de masa en la forma de gas en galaxias espirales ratifica lo que hasta ahora hemos dicho : 4% para Sa ($\langle M_{gas}/M_{total} \rangle = 0,04$), 8% para Sb y 16% para Sc.

El contenido de materia interestelar de las galaxias espirales puede considerarse formado por tres componentes principales : hidrógeno molecular (en nubes densas moleculares), hidrógeno atómico y polvo. La cantidad de materia interestelar en cada una de estas formas depende también del tipo de Hubble al que pertenece la galaxia. Así por ejemplo la razón entre la masa debida al hidrógeno molecular y al hidrógeno atómico ($\langle M_{H_2}/M_{HI} \rangle$) es para los distintos tipos de Hubble, $2,2 \pm 0,6$ para Sab, $1,8 \pm 0,3$ para Sb, $0,73 \pm 0,13$ para Sc y $0,29 \pm 0,07$ para Sd. Esto parece indicar que las galaxias de tipos espirales más tempranos son más centralmente condensadas que las de tipos tardíos, hecho que favorece la reunión de grandes cantidades de gas y facilita la formación de moléculas.

La cantidad de polvo en la galaxia se mide mediante la determinación de la luminosidad de la misma en el lejano infrarrojo (FIR). El polvo interestelar absorbe la energía proveniente de las estrellas en la forma de radiación ultravioleta y la convierte en radiación infrarroja. Las observaciones del satélite IRAS (Infrared Astronomical Satellite), han establecido que la luminosidad de las galaxias espirales en el infrarrojo lejano es mayor, en relación a la luminosidad de las mismas en la banda azul, en tanto más tardío es el tipo al que ellas pertenecen. Esto es otro indicativo de la mayor disponibilidad de material en el medio interestelar en las galaxias de tipo tardío para formar estrellas.

Como característica también distintiva de las galaxias espirales, se encuentra la existencia

de a veces marcados gradientes de color sobre su superficie : generalmente los abultamientos centrales aparecen más "rojos" que el disco mismo. La existencia de estos gradientes se debe a diferencias entre la metalicidad de distintas regiones de la galaxia así como también en el ritmo de formación estelar, este último conectado con diferencias en el contenido de gas y polvo en los distintos subsistemas de la misma. La envoltura de estrellas con una metalicidad mayor, contiene una mayor cantidad relativa de electrones producidos por la ionización de los relativamente abundantes elementos pesados presentes en ella ; este incremento en la cantidad de electrones puede inducir un incremento en la concentración de iones H^- lo que a su vez induce una mayor opacidad de la materia. La materia muy opaca absorbe más eficientemente la radiación procedente del interior calentándose por encima de lo que lo haría materia menos opaca. Para manetener el equilibrio hidrostático la estrella se expande y su superficie se enfría, respecto a las estrellas de más baja metalicidad. Estrellas con un mayor contenido de elementos pesados serán por el anterior argumento más rojas. Este análisis sumado con la observación de abultamientos centrales más rojos, implica por tanto que esta región de las galaxias espirales contiene una mayor cantidad de elementos pesados que la que tiene el disco.

Este efecto se ve reforzado por el hecho de que la materia que potencialmente puede formar estrellas nuevas (luminosas y azules) está concentrada principalmente en los discos de las galaxias espirales. Los subsistemas esferoidales de estas galaxias (el halo y el abultamiento central) están casi exentos de materia interestelar y por esta razón allí no tiene lugar un proceso activo de formación estelar.

Otro parámetro que se encuentra en profunda conexión con el tipo de Hubble al que pertenece una galaxia espiral es el número de cúmulos globulares a ella ligados. El número de cúmulos globulares parece ser mayor en las galaxias espirales de tipos más tempranos y se incrementa, para un mismo tipo con la luminosidad de la galaxia.

Generalmente se introduce, para cuantificar la cantidad relativa de cúmulos globulares, una cantidad conocida como la Frecuencia Específica y denotada por S_N , que se define como,

$$S_N = N \frac{L_{15}}{L_V}$$

donde L_{15} es la luminosidad de un cuerpo con magnitud absoluta visual $M_V = -15$. El factor $\frac{L_{15}}{L_V}$ es simplemente un factor de normalización . S_N tiene un valor de $0,5 \pm 0,2$ para galaxias espirales de los tipo Sc y más tardíos, y se incrementa hasta un valor de $1,2 \pm 0,2$ para los tipos Sa y Sb. Estas observaciones parecen indicar que las galaxias espirales de tipos tempranos tienen la capacidad de formar más eficientemente cúmulos globulares. Esto ofrece algunas pistas relativas al proceso de evolución de este tipo de galaxias.

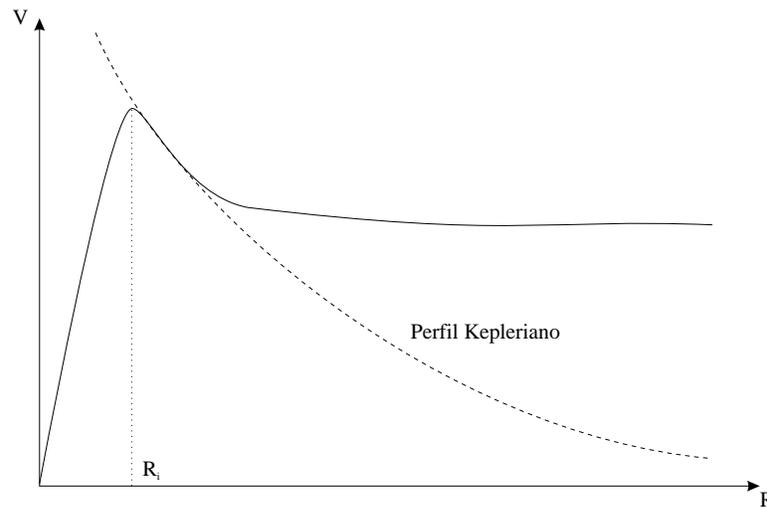


Figura 8.7: Características generales de la curva de rotación de las galaxias espirales.

8.3.2 La curva de rotación de las galaxias espirales

Como se había mencionado al principio, a diferencia de otros tipos de galaxias, la materia en galaxias espirales exhibe ordenados movimientos de traslación en torno al centro de las mismas, es decir presentan un movimiento global de rotación. La observación y medida de la rotación de las galaxias espirales permite hacerse a una idea muy precisa de la dinámica de estos complejísimos sistemas estelares. Su observación nos ha revelado además la existencia de materia que aunque invisible a nuestros instrumentos tiene capacidad de ejercer un poderoso efecto gravitacional sobre la restante materia luminosa de la galaxia. Además, la existencia de una correlación entre la magnitud de la rotación galáctica y la luminosidad intrínseca de la misma se nos revela como un poderoso método para la determinación de las distancias que nos separan de ellas.

La curva de rotación de las galaxias espirales (V vs. R) se obtiene por la observación del desplazamiento doppler de las líneas de emisión (generalmente la línea de los 21 cm emitida por el hidrógeno neutro que se encuentra distribuido aproximadamente por todo el disco de la galaxia) a distintas distancias respecto a su centro. Las características generales de las curvas típicas obtenidas para las galaxias espirales se presentan en la figura 8.7. En ellas se reconocen una serie de regularidades: la velocidad de rotación se incrementa monótona y linealmente en la parte interior de la galaxia (generalmente en el interior del abultamiento central, $R < R_i$), alcanza un máximo (V_{max} en $R = R_i$) y luego decrece rápidamente para más tarde ($R > R_c$) mantenerse constante hasta regiones muy alejadas del centro de la galaxia. La dependencia de la velocidad de rotación, en las tres distintas regiones mencionadas, son un indicativo directo de la distribución de masa en la galaxia.

Un sencillo análisis dinámico nos mostrará las consecuencias del distinto comportamiento rotacional de las galaxias espirales a distintos radios sobre la distribución de masa en las mismas.

$$R < R_i$$

En esta región la velocidad de rotación tiene una dependencia lineal con la distancia al centro galáctico,

$$V = \alpha R$$

si consideramos órbitas circulares la segunda ley de Newton se expresa en la forma,

$$\frac{V^2}{R} = \frac{GM_R}{r^2}$$

donde M_R es la masa contenida en la esfera imaginaria de radio R . Si por simplicidad consideramos la materia de la galaxia distribuida en forma esférica, la conservación de la masa se escribe como,

$$\frac{dM_R}{dr} = 4\pi r^2 \rho \quad (8.1)$$

Sustituyendo aquí M_R como es dado por la segunda ley de Newton, encontramos finalmente,

$$\rho = \frac{3\alpha^2}{4\pi G}$$

Es decir en la región interior de las galaxias espirales (donde V crece linealmente con la distancia al centro galáctico) la materia se distribuye en forma homogénea.

$$R_i < R < R_c$$

En esta región la dependencia de la velocidad de rotación con la distancia al centro de la galaxia es del tipo kepleriano,

$$V \propto R^{-1/2}$$

la segunda ley de Newton en este caso, implica que,

$$M_R = \frac{\alpha^2}{G}$$

Es decir, la masa "que" siente la materia en esta región, es constante sin importar la distancia al centro galáctico y al alejarse de él no aparece ninguna contribución nueva a esta cantidad. Esto implica que la densidad de materia allí es aproximadamente nula. Esta región de la galaxia se puede considerar casi completamente vacía respecto a las más densas regiones interiores.

$$R > R_c$$

La constancia de la velocidad de rotación en esta región de la galaxia ($V = V_o$), implica por la segunda ley de Newton,

$$M_R = \frac{V_o^2 R}{G}$$

es decir la masa contenida empieza a incrementarse conforme nos alejamos a distancias mayores del centro de la galaxia. A distancias tan grandes, a las que ya no son observables cantidades considerables materia luminosa, ¿ qué materia puede producir el aporte necesario para el incremento observado en la masa contenida ? . Este hallazgo ha inducido a pensar a los astrofísicos en la existencia de inmensas cantidades de una peculiar forma de materia carente de propiedades emisivas pero que podría sumar una buena fracción, más del 80% ,de la masa total de la galaxia. La composición de esta materia es aun tema de debate, pero algunos candidatos parecen estar recibiendo la mayor de las atenciones. Uno de ellos lo constituyen los denominados MACHOs (Massive Compact Halo Object), objetos astrofísicos formados por materia convencional (materia bariónica) pero en formas relativamente exóticas como la de agujeros negros, enanas marrones o enanas rojas, los cuales carecen casi por completo de cualquier propiedad emisiva por la que pudieran ser detectados. Otros candidatos más exóticos lo constituyen por ejemplo neutrinos con masa o las denominadas WIMPs (Weak Interacting Massive Particle), aún más difíciles de detectar pero que podrían dar cuenta de la masa gravitante no luminosa de la mayoría de las galaxias espirales.

Cuando se estudian comparativamente las propiedades de la curva de rotación de galaxias espirales de distinto tipo de Hubble y distinta luminosidad una regularidad sale a la luz. La velocidad máxima de rotación depende directamente de estos dos últimos parámetros, siendo mayor, para galaxias de la misma luminosidad, en las espirales de tipos tardíos, y, dentro del mismo tipo, para aquellas que tienen la mayor luminosidad. En la figura 8.8 se representan un conjunto de curvas de rotación de galaxias con distintas luminosidades para cada uno de los tipos de Hubble. En ellas se hace clara la relación señalada. Si se representa en una gráfica la magnitud absoluta de una galaxia espiral contra su velocidad máxima de rotación el resultado es como se muestra en la figura. Nótese que los puntos en esta última gráfica se ajustan a un conjunto de 3 rectas (una por cada tipo de espiral) con ecuaciones,

$$M_B = -9,95 \log_{10} V_{max} + 3,15 \quad (\text{Sa})$$

$$M_B = -10,2 \log_{10} V_{max} + 2,71 \quad (\text{Sa})$$

$$M_B = -11,0 \log_{10} V_{max} + 3,31 \quad (\text{Sa})$$

A esta relación entre la velocidad máxima de rotación de las galaxias espirales y su magnitud absoluta se la conoce como relación de Tully-Fisher. La importancia de un tal hallazgo, se nos revela en el hecho de que esta última relación puede ser utilizada como

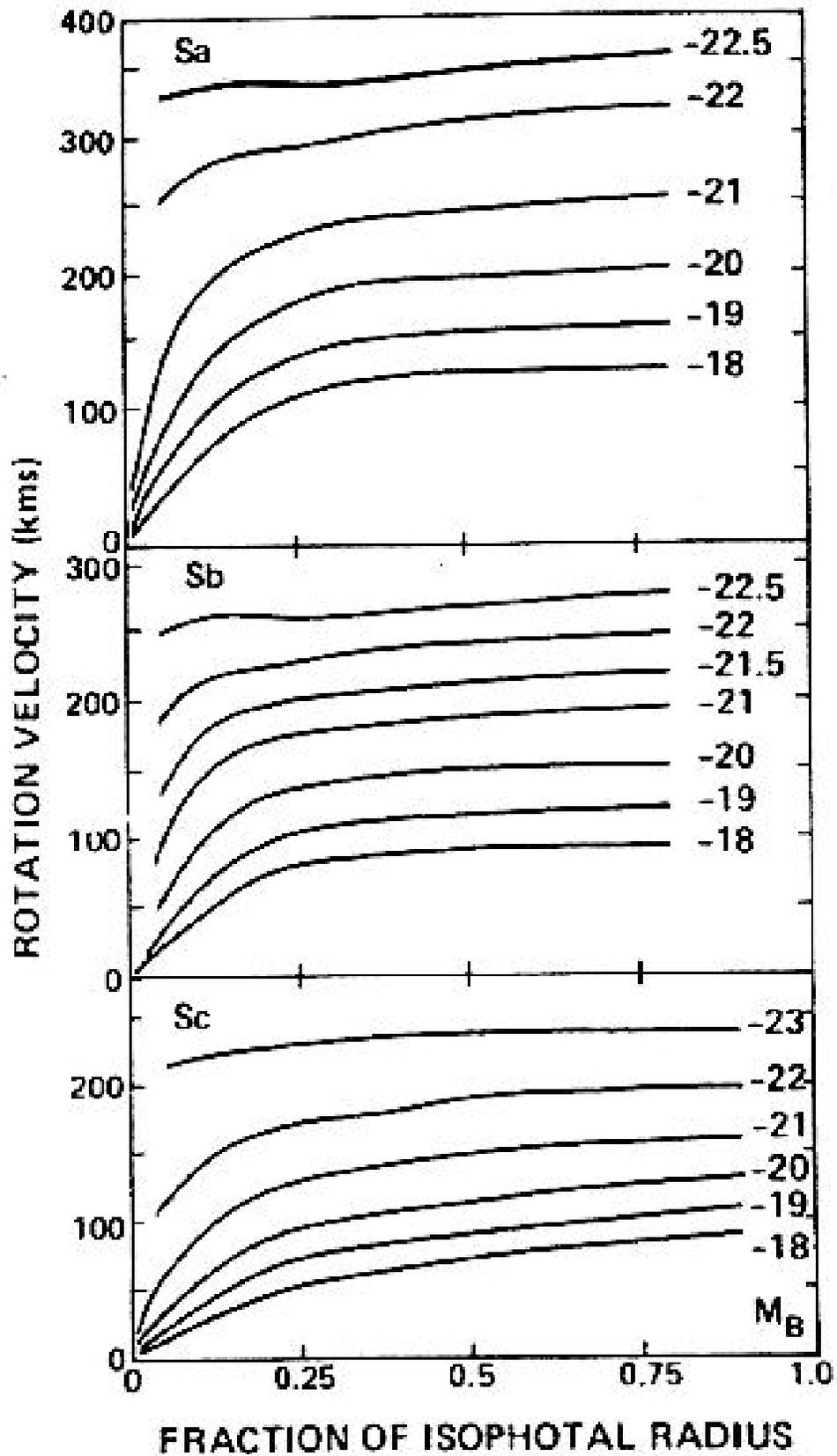


Figura 8.8: Las curvas de rotaciones de diversas galaxias espirales, que reflejan la existencia de la relación de Tully-Fisher.

un método para la determinación de distancias extragalácticas : por medios espectrales puede obtenerse la curva de rotación de una galaxia espiral en un cúmulo de galaxias cuya distancia es desconocida ; de esta puede ser deducida la velocidad máxima de rotación ; el reconocimiento del tipo de Hubble de la galaxia y la utilización de la relación de Tully-Fisher correspondiente puede proveernos finalmente el valor de su magnitud absoluta que al ser comparada con la magnitud aparente de la galaxia nos da el módulo de su distancia y con ella la distancia a la que se encuentra el cúmulo de galaxias estudiado.

8.3.3 La estructura espiral

Uno de los aspectos más sobresalientes de las galaxias que ahora nos ocupan, es el de la existencia en sus discos de lo que conocemos como brazos espirales.

Los brazos espirales no son otra cosa que regiones del disco de estas galaxias en las que se acumulan la gran mayoría de estrellas masivas y luminosas de la galaxia misma así como una buena parte de las nubes más densas que la componen. El espacio entre los brazos no se encuentra completamente vacío, allí es posible encontrar estrellas mucho menos luminosas y nubes difusas. La presencia de estrellas masivas y luminosas en el lugar de los brazos (así como una gran concentración de nubes densas) es indicativo que ellas corresponden a activas regiones de formación estelar.

Observando un gran conjunto de galaxias se puede reconocer la existencia de por lo menos tres tipos bien diferenciados de estructuras espirales : las denominadas espirales de gran diseño, las espirales de brazos múltiples y las espirales de brazos fragmentados. Las espirales de gran diseño están constituidas regularmente por dos brazos espirales simétricos muy bien definidos. Las espirales de brazos múltiples presentan un conjunto de más de dos brazos espirales sin una simetría perfecta. Las espirales de brazos fragmentados, están formadas por la colección de trozos de una gran cantidad de brazos espirales sin ninguna conexión. Aproximadamente un 60

La relación entre el sentido de rotación de las galaxias espirales y la manera como se envuelven sus brazos permite diferenciar dos tipos adicionales de estructuras: las que aquí denominaremos estructuras envolventes (*trailing structure*¹) y estructuras retrógradas (*leading structure*). En el primer caso la rotación se produce en el mismo sentido en el que se envuelven los brazos (ver figura 8.9). Aunque parece la más natural de las configuraciones, dado que se tiende a creer que los brazos espirales son producidos por la rotación diferencial de la materia en el disco de la galaxia, de lo que hablaremos a continuación, la estructura más común entre las galaxias espirales es la estructura retrógrada en la que la rotación de la materia en el disco de la galaxia se realiza en dirección contraria a la dirección en la que se envuelven los brazos.

¿cuál es el origen de los brazos espirales?, ¿qué procesos físicos o aspectos de la dinámica galáctica inducen una tal aglomeración de estrellas en tan peculiares y regulares zonas del

¹Es difícil encontrar un equivalente en castellano de esta expresión. Por esta razón el autor ha optado por introducir una denominación adecuada en nuestro idioma, sin que esto signifique un cambio considerable en la idea básica transmitida

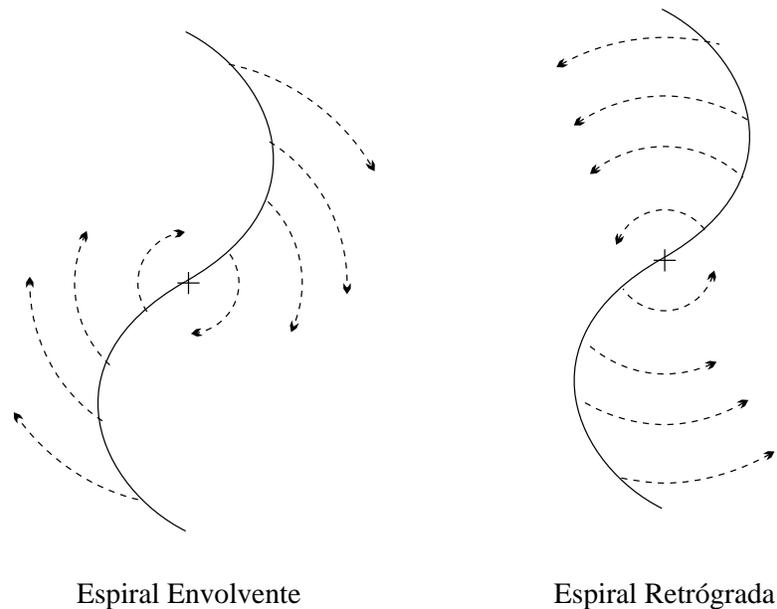


Figura 8.9: Tipos de estructuras espirales en función de la relación entre la dirección de los brazos y el sentido de rotación del disco.

disco galáctico ?.

El más natural de los modelos utilizados para explicar la existencia de los brazos espirales aduce como razón fundamental la existencia de una rotación diferencial de la materia en el disco de la Galaxia.

Consideremos inicialmente, como lo muestra la figura 8.10, un conjunto de estrellas alineadas sobre un diámetro de una galaxia espiral. Si dejamos que transcurra algún tiempo, pequeño comparado con el período de revolución de la más interior de las estrellas, la distinta velocidad de rotación que ellas exhiben, hará que las más exteriores se retarden respecto a las interiores. El efecto de un tal retrasamiento se reflejará como una torsión de la estructura lineal de estrellas, que tiene exactamente la apariencia de un brazo en espiral. Si dejamos sin embargo que pase un tiempo grande comparado con el período de revolución de las estrellas más interiores, descubriremos que lo que en un principio se había constituido claramente como un brazo en espiral ha desaparecido por efecto de un gran retraso de las estrellas que se mueven en las órbitas más exteriores respecto a las interiores : la estructura espiral formada a través de este mecanismo tiene una vida limitada. Un cálculo preciso del proceso descrito demuestra que la escala típica de tiempo en la cuál una galaxia espiral real, formada de este modo, perdería su estructura en un lapso de tiempo muchísimo menor que la duración de su vida. Sin embargo las evidencias observacionales nos revelan que la estructura espiral de las galaxias de este tipo tiene vida media comparable a la vida total de la galaxia. A este problema, que impide explicar la

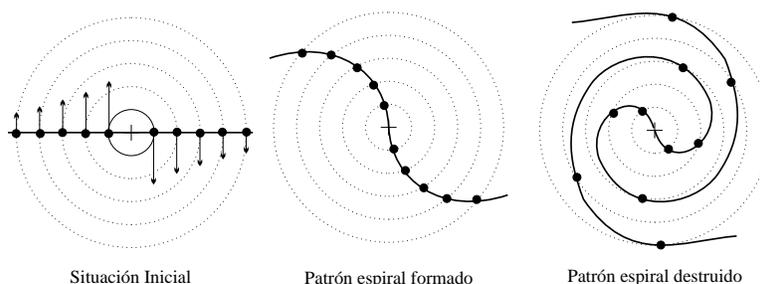


Figura 8.10: El problema del enrollamiento de los brazos espirales.

formación de brazos espirales por efecto de la rotación diferencial de la materia en el disco de estas galaxias, se lo conoce como el problema del enrollamiento (*winding problem*).

A mediados de la década de 1960 apareció en el medio teórico el que es considerado hoy uno de los mejores modelos para explicar la aparición de brazos espirales en los discos galácticos. El modelo propuesto por C.C. Lin y Frank Shu, explica la aparición de estas peculiares estructuras, por efecto del movimiento en el medio interestelar de una onda acústica de particulares características. Esta onda, conocida como una onda de densidad, tiene, de entrada, una forma espiral y se mueve como un todo rotando a una rapidez angular característica. En términos de la rotación de la onda de densidad se puede dividir el disco de la galaxia en dos distintas regiones. A una distancia definida del centro, la velocidad angular de rotación de los cuerpos en el disco es la misma que la correspondiente a la onda de densidad, allí la materia se encuentra en reposo respecto a un sistema unido al patrón formado por la onda. A esta distancia se la conoce como radio de corrotación. A distancias menores al radio de corrotación, la rapidez de la materia en el disco es mayor a la correspondiente a la onda : la materia en estas regiones va a el encuentro de la onda superándola. La materia más allá del radio de corrotación por el contrario enfrenta, por su menor rapidez de traslación respecto a la onda, el paso de la misma. En ambas regiones, el paso de la onda o el movimiento de la materia adelantándola, induce en el medio una concentración de materia inducida por la presencia de la misma. El tenue medio interestelar que se concentra forma nubes densas, donde las condiciones para la formación de estrellas nuevas se ven favorecidas. El encuentro del medio con la onda de densidad tiene pues como efecto principal la aparición de una nueva generación de estrellas. Entre ellas una pequeña fracción del total estará en la forma de estrellas masivas, luminosas y azules, que comenzarán a ionizar el medio interestelar circundante, formando las regiones HII características de los brazos de las galaxias espirales. Las estrellas recién nacidas continuarán su movimiento en torno al centro galáctico. Las más masivas y azules culminarán sus cortas vidas antes de abandonar el brazo en el que se han formado, esta da a estas estructuras el compacto aspecto que ellos presentan cuando se las examina en la luz emitida en la banda azul del espectro visible. Las menos masivas y luminosas con emisiones principalmente en el rojo, y con vidas típicas que superan con mucho el



Figura 8.11: El resultado de una simulación en la que se muestra el efecto que tiene la propagación de una onda de densidad sobre el medio presente en el disco de una galaxia y que induce la formación de nuevas estrellas.

tiempo que invierten en completar una vuelta en torno al centro galáctico, abandonan el brazo en el que originalmente se forman y pueden en repetidas ocasiones encontrar otros brazos. Las estrellas de este tipo pueden pasar más de la mitad de su vida en el interior de un brazo espiral, el tiempo restante lo pasan en el espacio entre brazos. Por esta razón cuando se examina la emisión de la galaxia en la banda roja del espectro visible, aunque de nuevo se hacen visibles los brazos su grosor se hace mayor.

Simulaciones informáticas completas muestran que la formación de brazos espirales por efecto de la propagación en el disco de galaxias de ondas de densidad es un proceso eficiente y que conduce a estructuras como las finalmente observadas (ver figura 8.11).

Aunque algunos cabos quedan sueltos en el modelo de la onda de densidad (cuestiones como la de qué produce la onda de densidad misma, cuál es su estabilidad) este se presenta como el más efectivo medio para explicar la formación de estructuras espirales de gran diseño y de brazos múltiples.

El origen de la estructura de espirales de brazos fragmentados parece responder a un mecanismo enteramente distinto. Uno de los más publicitados modelos que resuelven el problema está asociado al denominado proceso de formación estelar estocástica autopropagante (Stochastic, self-propagating star formation, SSPSF).

En el modelo se parte de un disco homogéneo de materia interestelar y estrellas. La muerte de las estrellas más masivas acaece violentamente en la forma de una explosión de supernova, que produce una onda de choque en el medio y que puede inducir la formación de estrellas nuevas en el vecindario de la estrella progenitora. En estas regiones otras estrellas nacen y mueren también en la forma de supernovas que inducen también la formación de otras estrellas, se crean regiones localizadas del disco de la galaxia, que por efecto de la rotación diferencial de la misma adoptan la forma típica de un trozo de espiral. De esta manera, muchas regiones de formación estelar inducida por la explosión de supernovas vecinas, creadas constantemente en el disco de la galaxia y deformadas por efecto de la rotación diferencial de la galaxia misma, crean el efecto de una espiral cuyos brazos han sido fragmentados.

Parámetro	S0	cD	E
M_B	-17 a -22	-22 a -25	-15 a -23
$M(M_\odot)$	$10^{10} - 10^{12}$	$10^{13} - 10^{14}$	$10^8 - 10^{13}$
Diámetro (Kpc)	10 a 100	300 a 1000	1 a 200
$\langle M/L_B \rangle$	10	> 100	10 a 100
$\langle S_N \rangle$	5	15	5

Tabla 8.1: Características de los distintos tipos de galaxias elípticas (1).

Parámetro	dE	dSph	BCD
M_B	-13 a -19	-8 a -15	-14 a -17
$M(M_\odot)$	$10^7 - 10^9$	$10^7 - 10^8$	10^9
Diámetro (Kpc)	1 a 10	0.1 a 0.5	< 3
$\langle M/L_B \rangle$	10	5 a 100	0.1 a 10
$\langle S_N \rangle$	5	-	-

Tabla 8.2: Características de los distintos tipos de galaxias elípticas (2).

8.4 Galaxias Elípticas

Aunque con una estructura en apariencia mucho más simple que la exhibida por las galaxias espirales, las galaxias elípticas son el tipo de galaxias que exhibe una más compleja y oscura dinámica. Entre ellas se encuentran las más abundantes, luminosas y masivas galaxias del universo.

Contrario a lo que vimos en la sección anterior, la clasificación morfológica de Hubble no permite establecer correlaciones como las estudiadas, entre el tipo asignado en este esquema a una galaxia elíptica y las más importantes propiedades de este tipo de galaxias. Una más adecuada clasificación morfológica, que tiene en cuenta además las diferencias entre las características físicas de distintas galaxias elípticas es aquella que considera la existencia de 5 tipos principales : cD (elípticas supergigantes), gE (elípticas gigantes), E (elípticas de luminosidad intermedia), cE (elípticas compactas), dE (elípticas enanas), dSph (elípticas enanas esferoidales), BCD (elípticas azules enanas).

Las diferencias existentes entre cada uno de los tipos mencionado radican en su luminosidad, tamaño, masa, contenido de cúmulos globulares. Sus características generales se resumen en las tablas 8.1 y 8.2.

Las galaxias elípticas supergigantes (cD) son inmensos sistemas comunes en las regiones centrales de los cúmulos de galaxias muy densos. Se caracterizan por tener regiones centrales muy brillantes y envolturas tenues. Una galaxia de este tipo puede contar con decenas de miles de cúmulos globulares y un altísimo contenido de materia oscura, lo que

se refleja en los inmensos valores de la razón masa-luminosidad que las caracteriza (del orden de $100 M_{\odot}/L_{\odot}$).

Las galaxias elípticas normales, que pertenecen a los tipos gE, E y cE, son cuerpos centralmente concentrados con luminosidades y masas intermedias. La razón masa-luminosidad, es menor que la que presentan las galaxias supergigantes, pero mayor que la de cualquier galaxia espiral. Las galaxias lenticulares (de los tipos de Hubble S0 y SB0), son clasificadas a menudo como galaxias elípticas de luminosidad intermedia, E.

Las galaxias elípticas enanas (dE) son objetos fundamentalmente distintos de las galaxias elípticas normales. Representan galaxias de masa y dimensiones pequeñas. Una de sus más peculiares características la constituye una metalicidad levemente menor que la que exhiben las galaxias elípticas normales, lo que en última está conectado con diferencias en sus procesos evolutivos.

Las galaxias elípticas esferoidales enanas, son galaxias enanas con una bajísima luminosidad y un brillo superficial muy bajo. Se las ha detectado sólo en la vecindad de la Vía Láctea.

Finalmente las galaxias enanas azules, son objetos inusualmente azules, con índices de color $\langle B - V \rangle$ que oscilan entre 0 y 0,3, el correspondiente a estrellas de la secuencia principal del tipo espectral A, lo que indica la existencia en estas galaxias de vigorosos procesos de formación estelar.

El brillo superficial (medido en $\text{mag} \cdot \text{arcsec}^{-2}$) de la mayoría de las galaxias elípticas sigue el denominado perfil de de Vaucoulers, también llamada la ley $r^{1/4}$,

$$\mu(r) = \mu_o + 8,3268 \left[\left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/4} - 1 \right]$$

dónde μ_o es el brillo superficial medido en el centro de la galaxia y r_e es el denominado radio efectivo, definido como aquel dentro del cual es emitida la mitad de la luz total producida por la galaxia. La constante 8,3268 ha sido determinada observacionalmente mediante el estudio de muchas galaxias elípticas que obedecen el perfil y de los abultamientos de las galaxias espirales que parecen también satisfacer la ley descrita.

Frecuentemente se piensa que las galaxias elípticas son pobres en gas y polvo. Esto se explica aduciendo un mayor ritmo de formación estelar en las fases tempranas de la evolución de la Galaxia o pérdida del material por efecto de su interacción con el gas en el cúmulo de galaxias al que pertenecen. Esta creencia se ha visto particularmente desvirtuada por recientes observaciones que demuestran que aunque en menor cuantía que en el caso de las "empolvadas" galaxias espirales, las galaxias elípticas normales podrían contener ingentes cantidades de gas y polvo.

Uno de los más intrigantes aspectos que rodea el estudio de las galaxias elípticas lo constituye el origen de su forma.

Una primera tentativa para explicar la peculiar forma de estos sistemas estelares puede ser el considerar el efecto que tiene sobre un sistema inicialmente esférico de materia, la rotación global del sistema. La aparición de efectos centrífugos sobre el sistema en rotación lo obligaría a adoptar una forma elipsoidal con un eje preferido (2 ejes iguales

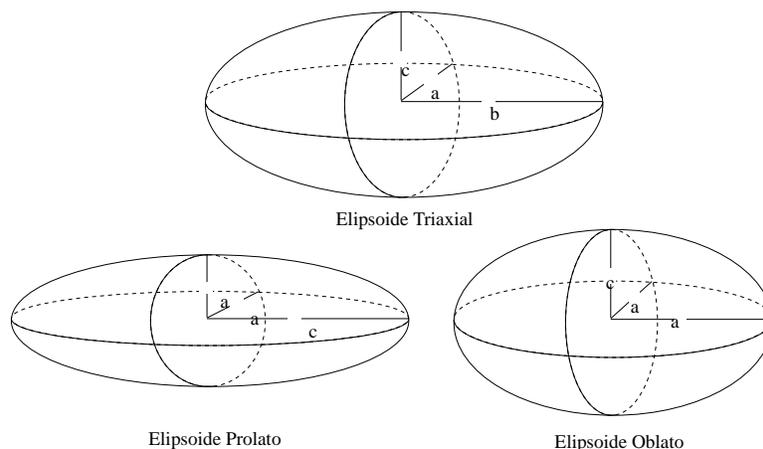


Figura 8.12: Tipos de elipsoide.

entre si y uno distinto, ver figura 8.12) : un elipsoide oblato en el que eje preferido tiene una longitud menor a la de los otros dos ejes o un elipsoide prolato , en el que el eje preferido es mayor que los ejes iguales. En ambos casos la dirección del eje preferido del elipsoide coincidiría con la del eje de rotación de la galaxia como un todo.

Las observaciones demuestran sin embargo que la mayoría de las galaxias elípticas se ajustan con buena precisión a elipsoides triaxiales carentes de cualquier eje preferido, de modo que no puede ser la rotación de la galaxia la que que determinan su forma.

Una nueva explicación ve la luz. El distinto diámetro característico de las galaxias elípticas en distintas direcciones (su elipticidad) puede también ser explicada por la existencia de anisotropías en la distribución de velocidades de las estrellas en las tres direcciones que definen sus ejes : una preferencia a tener componentes de la velocidad mayores en una dirección haría que las estrellas se alejen del centro de la galaxia a distancias mayores en esa dirección y el resultado sería el de alargar al sistema en la dirección indicada.

A las galaxias que adoptan su forma por efecto de la rotación de las estrellas que las constituye se las denomina galaxias soportadas por la rotación. Por el contrario se las llama galaxias elípticas soportadas por la presión a aquellas que deben su forma a la isotropía en la distribución de velocidades.

Mediante observaciones del movimiento aparente de las estrellas de una galaxia elíptica es posible establecer si su forma ha sido producida por la rotación o por la presión de las estrellas en su seno. En una galaxia que deba su forma a la rotación, y que sea por tanto un elipsoide oblato, la relación entre la velocidad de rotación de la galaxia, V_{rot} , y la dispersión de velocidades radiales de sus estrellas, σ , estará relacionada con su elipticidad aparente por la expresión,

$$\left(\frac{V_{rot}}{\sigma}\right)_{iso} \approx \left(\frac{\epsilon}{1 - \epsilon}\right)^{1/2}$$

Se puede mostrar que para que una galaxia elíptica sea rotacionalmente sostenida, debe cumplirse que,

$$\left(\frac{V_{rot}}{\sigma}\right)_{obs} > 0,7 \left(\frac{V_{rot}}{\sigma}\right)_{iso}$$

Las observaciones muestran que las galaxias elípticas normales brillantes y en general las galaxias enanas son soportadas por la presión. Sólo las galaxias elípticas más brillantes ($-18 > M_B > -20,5$), así como también los abultamientos de la mayoría de las galaxias espirales, cuya distribución de brillo superficial se muestra en extremo similar a la que exhiben las galaxias elípticas, podrían ser rotacionalmente sostenidas.

8.5 Ejercicios

8.1 NGC2639 es una galaxia espiral Sa con una velocidad máxima de rotación de 324 km/s y una magnitud aparente B = 12,22 mag.

- Utilizando la relación de Tully-Fisher estimar la magnitud absoluta de la galaxia en la banda B.
- Determinar la distancia a la que se encuentra la galaxia.
- Sabiendo que, el radio 25 (R_{25} , el radio de la isofota correspondiente a un brillo superficial de 25 mag arcsec⁻²) de una galaxia espiral se relaciona, por un resultado empírico, con la magnitud absoluta de la misma así,

$$\log_{10}(R_{25}/1\text{Kpc}) = -0,249M_B - 4,00$$

Determinar R_{25} para la galaxia problema.

- suponiendo que la materia que está en R_{25} se mueve en órbitas circulares, con una velocidad tangencial constante igual a V_{max} determinar la masa interior a R_{25} .
- Hallar la razón masa-luminosidad para esta galaxia y estimar a partir de ella la masa típica de las estrellas que la constituyen.

Bibliografía

- [1] Binney, James, Tremaine, Scott, *Galactic Dynamics*, Princeton University Press, Princeton, 1987
- [2] Bowers, R. & Deeming, T. , *Astrophysics II. Interstellar Matter and Galaxies*, Jones and Bartlett Publisher, Boston, 1984
- [3] Kippenhahn, Rudolf, *Luz del Confín del Universo*, Salvat, Barcelona, 1987
- [4] Ostlie, D.A., and Carrol, B.W., *An Introduction to Modern Astrophysics*, Addison-Wesley, 1996
- [5] Scheffer, H. & Elsasser, H. , *Physics of the Galaxy and Interstellar Matter*, Springer-Verlag, Berlín, 1982

Apéndice A

En las tablas A.1 y A.2 se presenta una lista de algunas constantes astronómicas y físicas de interés.

Nombre	Símbolo	Valor
Constante Gravitacional	G	$6,67 \times 10^{-11} \text{ N m}^2 \text{ kg}^{-2}$
Velocidad de la luz	c	$3,0 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$
Constante de Planck	h	$6,63 \times 10^{-34} \text{ J s}$
Constante de Boltzmann	k	$1,38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
Constante de Stefan-Boltzmann	σ	$5,67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$
Masa del hidrógeno	m_H	$1,67 \times 10^{-27} \text{ kg}$
Masa del electrón	m_e	$9,11 \times 10^{-31} \text{ kg}$
Carga elemental	e	$1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$
Unidad de masa atómica	u.m.a.	$1,66 \times 10^{-27} \text{ kg}$
Perm. eléctrica del vacío	ϵ_o	$8,85 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$
Número de Avogadro	N_A	$6,02 \times 10^{23} \text{ mole}^{-1}$
Constante de Rydberg	R_H	$1,10 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$

Tabla A.1: Cosntantes Físicas.

Nombre	Símbolo	Valor
Masa solar	M_\odot	$1,989 \times 10^{30} \text{ kg}$
Luminosidad solar	L_\odot	$3,83 \times 10^{26} \text{ J s}^{-1}$
Radio Solar	R_\odot	$6,96 \times 10^8 \text{ m}$
Temp. efectiva solar	$T_{eff\odot}$	5770 K
Masa terrestre	M_T	$5,96 \times 10^{24} \text{ kg}$
Radio terrestre	R_T	$6,38 \times 10^6 \text{ m}$
Año luz	<i>a.l.</i>	$9,46 \times 10^{15} \text{ m}$
Parsec	<i>pc</i>	3.2616 a.l.
Unidad Astronómica	U.A.	$1,496 \times 10^{11} \text{ m}$

Tabla A.2: Constantes Astronómicas.