

# 1

---

## Equilibrio de Fotoionización

En este capítulo estudiamos los elementos básicos que componen el equilibrio entre la ionización y la recombinación en una nebulosa estática muy sencilla, que sólo se compone de hidrógeno y helio.

### 1.1 La esfera de Strömgren

LA nebulosa ionizada que circunda una zona de formación estelar es el resultado de la ionización de una nube difusa de gas. En efecto, las estrellas más calientes de esta zona emiten radiación ultravioleta (UV) con la suficiente energía como para ionizar al hidrógeno y a otros elementos. Estas ionizaciones van seguidas de las correspondientes recombinaciones, llegándose a establecer un equilibrio entre estos dos procesos, en el que

Número de ionizaciones = Número de recombinaciones.

Se trata de un equilibrio que se alcanza en cada elemento de volumen de la nebulosa; es decir, *el equilibrio entre las fotoionizaciones y las recombinaciones es local*.

El hidrógeno es, con diferencia, el elemento más abundante en una nebulosa, de manera que para obtener una primera idea general podemos suponer una nebulosa ideal que sólo contiene hidrógeno, y que está ionizada por una sola estrella caliente. En este caso, tenemos

$$n_{H^0} \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(H) d\nu = n_e n_{H^+} \alpha(H^0, T) \quad (1.1)$$

donde  $J_\nu$  es la intensidad media específica (es decir, la energía por unidad de área, de tiempo, de ángulo sólido y de frecuencia  $\nu$ ,  $J_\nu = \int I_\nu d\omega/4\pi$ ) que incide en el elemento de volumen que estamos considerando,  $h$  es la constante de Planck,  $a_\nu(H)$  es la sección eficaz de absorción de radiación para el H (que depende de la frecuencia  $\nu$ ),  $n_{H^0}$  es la densidad de átomos de hidrógeno en estado neutro,  $n_e$  la densidad de electrones,  $n_{H^+}$  la densidad del hidrógeno ionizado, y  $\alpha(H^0, T)$  es el coeficiente de recombinación para el H (que depende de la temperatura a la que se encuentra el gas, y cuyas unidades son  $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ ). La integral se calcula para toda la radiación con energía  $\geq h\nu_1 = 13.6$  eV, capaz de ionizar al H.

El término de la izquierda en la ecuación 1.1 nos da el número total de fotoionizaciones por unidad de volumen y de tiempo, que ha de ser igual al número de recombinaciones (entre un electrón y un protón) por unidad de tiempo en ese mismo elemento de volumen. Veamos el orden de magnitud de las cantidades que entran en esta ecuación, considerando un elemento de volumen a una distancia  $r$  de la estrella.

En primer lugar, podemos suponer que el campo de radiación que llega a este elemento de volumen es el que se emite en la superficie de la estrella, diluido por el factor geométrico de la distancia, es decir,  $4\pi J_\nu = \frac{r_*^2}{r^2} \pi F_\nu(0) = \frac{L_\nu}{4\pi r^2}$ ; siendo  $r_*$  el radio de la estrella,  $\pi F_\nu(r_*)$  el flujo en la superficie de la misma, y  $L_\nu$  su luminosidad. Esto no es realmente cierto, ya que, como veremos más adelante, la radiación estelar se ve atenuada en su camino también por procesos de dispersión y absorción. Existen otras componentes que contribuyen a  $J_\nu$ , además de la radiación que proviene directamente de la estrella.

¿Qué ocurre en nuestro elemento de volumen? Supongamos que éste tiene una densidad total de hidrógeno  $n_H = 10 \text{ cm}^{-3}$  ( $n_H = n_{H^0} + n_{H^+}$ ), y se encuentra a una distancia de 4 pc de una estrella de tipo O5. Podemos aproximar esta estrella por una atmósfera de temperatura efectiva  $T_* = 45000$  K y gravedad  $\log g = 4.5$ . Integrando la distribución espectral de energía de esta estrella tenemos

$$\int_{\nu_1}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu \approx 5 \times 10^{48} \text{ fotones s}^{-1} \quad (1.2)$$

y tomando un valor indicativo de  $a_\nu(H) \approx 6 \times 10^{-18} \text{ cm}^{-2}$ , entonces,

$$\int_{\nu_1}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu(H) d\nu \approx 10^{-8} \text{ s}^{-1}. \quad (1.3)$$

En este ejemplo, han de transcurrir unos  $10^8$  s (algo más de tres años) para que un átomo de hidrógeno absorba un fotón ultravioleta y se ionice. Por otro lado, si tomamos  $\alpha(H^0, T) \approx 3 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ , resulta que una recombinación entre un electrón y un protón necesita  $\sim 3 \times 10^{11}$  s (unos  $10^4$  años), para una nebulosa de esta densidad. Esto significa que los átomos de H en nuestro elemento de volumen van a permanecer ionizados en presencia de la radiación ultravioleta y que, si apagamos la estrella, estos átomos tardarán unos  $10^4$  años en recombinarse.

Acabamos de ver, en este ejemplo, que la nebulosa va a permanecer ionizada, pero ¿qué fracción de la misma se ionizará y cuánta permanecerá neutra? Suponamos que  $x$  es la fracción de hidrógeno ionizado, es decir, que  $n_{H^+} = xn_H$ , y, por tanto,  $n_{H^0} = (1 - x)n_H$ . Como sólo consideramos hidrógeno, entonces  $n_e = n_{H^+}$ . Substituyendo estos valores en la ecuación 1.1 nos queda un polinomio de segundo grado en  $x$ , que tiene como solución  $x \simeq 0.9996$ . Es decir, a esta distancia de la estrella, prácticamente todo el hidrógeno está ionizado.

La nebulosa permanece entonces casi totalmente ionizada. Pero el número de fotones ionizantes de una estrella O5 es limitado y, si el tamaño de la nube circundante es suficientemente grande, estos fotones sólo podrán ionizar hasta una cierta distancia. Más adelante aprenderemos a calcular el tamaño de la zona ionizada, pero ahora podemos calcular cuál será el espesor de la zona de transición, donde el hidrógeno pasa de estar totalmente ionizado a estar neutro. Situémonos en la zona donde el hidrógeno está ionizado al 50%,  $x = 0.5$ , y, por tanto,  $n_{H^0} = 5 \text{ cm}^{-3}$  en nuestro ejemplo. Como se trata de un proceso de absorción de radiación, el espesor de la zona de transición será del orden del camino libre medio de un fotón, que podemos calcular como el cociente entre la densidad y la sección eficaz de absorción,  $\delta \approx n_{H^0} a_\nu^{-1} \approx 0.1 \text{ pc}$ . Es decir, la zona de transición está bien definida, siendo mucho menor que la zona totalmente ionizada.

La región estática idealizada que hemos calculado resulta ser una esfera de gas totalmente ionizado que circunda a la estrella. Esta zona se conoce como esfera de Strömgren. Más adelante veremos que la esfera de Strömgren es una idealización, un concepto que nos será muy útil para desarrollar nuestro conocimiento de los procesos que gobiernan la estructura de una región de H II.

## 1.2 Microfísica de la fotoionización y de la recombinación

Cuando un electrón se recombina con un protón, en general lo hace a uno de los niveles excitados del hidrógeno (ver Figura 1), donde pasará un cierto tiempo, transcurrido el cual se desexcita hasta llegar al nivel de más baja energía o nivel fundamental ( $n = 1$ ). La probabilidad de desexcitación radiativa espontánea de

un nivel  $nl$  and un nivel inferior  $n'l'$  viene dada por su coeficiente de Einstein,  $A_{nl,n'l'}$ , que para los niveles excitados del hidrógeno<sup>1</sup> toma valores en el rango  $10^4 - 10^8 \text{ s}^{-1}$ . El tiempo de permanencia de un electrón en un nivel excitado es igual al inverso de la suma de las probabilidades de desexcitación a cualquiera de los niveles inferiores; tenemos,

$$\tau_{nl} = \frac{1}{\sum_{n' < n, \Delta l = \pm 1} A_{nl,n'l'}} \sim 10^{-4} - 10^{-8} \text{ s}^{-1} \quad (1.4)$$

Esto es así excepto para el nivel  $2^2\text{S}$ . La única posibilidad de desexcitación radiativa de este nivel es al  $1^2\text{S}$ , pero ésta no es posible según las reglas del dipolo eléctrico (o reglas de Laporte), ya que no hay cambio de momento angular orbital. Esta transición ocurre vía emisión de dos fotones, cuya suma de energías es la diferencia de energía entre los dos niveles (10.2 eV). Cada vez que ocurre esta transición, se mantiene por supuesto la suma de las energías de los dos fotones, pero cada uno tendrá una energía diferente. De manera que en una nebulosa tendremos un continuo de distribución de energías debido a este proceso conocido como el continuo de dos fotones. El valor del coeficiente de Einstein para esta transición es  $A_{2^2\text{S} \rightarrow 1^2\text{S}} = 8.23 \text{ s}^{-1}$ , por lo que el tiempo de vida media para un electrón en este nivel es  $\tau_{2^2\text{S} \rightarrow 1^2\text{S}} = 0.12 \text{ s}$ . Por lo tanto, incluso en el caso más desfavorable de que la recombinación seguida de la desexcitación radiativa lleve al nivel  $2^2\text{S}$ , todo el proceso ha ocurrido en menos de 1 s, a comparar con los  $10^8 \text{ s}$  que tardará el átomo de hidrógeno en volver a ionizarse; en consecuencia, podemos tomar como una buena hipótesis de trabajo que casi todos los átomos de hidrógeno están en el estado fundamental,  $1^2\text{S}$ .

En resumen, tenemos que las ionizaciones desde el nivel  $1^2\text{S}$  están en equilibrio con las recombinaciones a todos los niveles (fundamental más excitados), seguidas de la desexcitación radiativa hasta el nivel  $1^2\text{S}$ .

Las secciones eficaces de fotoionización para el hidrógeno y para el helio se representan en la Figura 1.2. En esta figura observamos que la sección eficaz es nula por debajo de la energía umbral<sup>2</sup> y toma su valor máximo en el umbral, para decaer rápidamente<sup>3</sup> a medida que aumenta la energía del fotón incidente. Por lo tanto, aquellos fotones cuya energía es cercana a la energía umbral tienen

<sup>1</sup>Estos valores pueden encontrarse en REFERENCIA.

<sup>2</sup>13.6 eV (912 Å) para el  $\text{H}^0$ , 24.6 eV (504 Å) para el  $\text{He}^0$  y 54.4 eV (228 Å) para el  $\text{He}^+$ .

<sup>3</sup>La dependencia con la energía del fotón incidente no es exactamente una ley de potencias; en una representación logarítmica (log,log) la dependencia es un polinomio de segundo grado, pero en una aproximación potencial la dependencia de  $a_\nu(\text{H}^0)$  y  $a_\nu(\text{He}^+)$  es  $\propto \nu^{-2.8}$ , mientras que para el  $\text{He}^0$  es menos pronunciada  $\propto \nu^{-2.2}$ . Los valores para la figura se han tomado de Verner et al., 1996, ApJ, 465, 487.

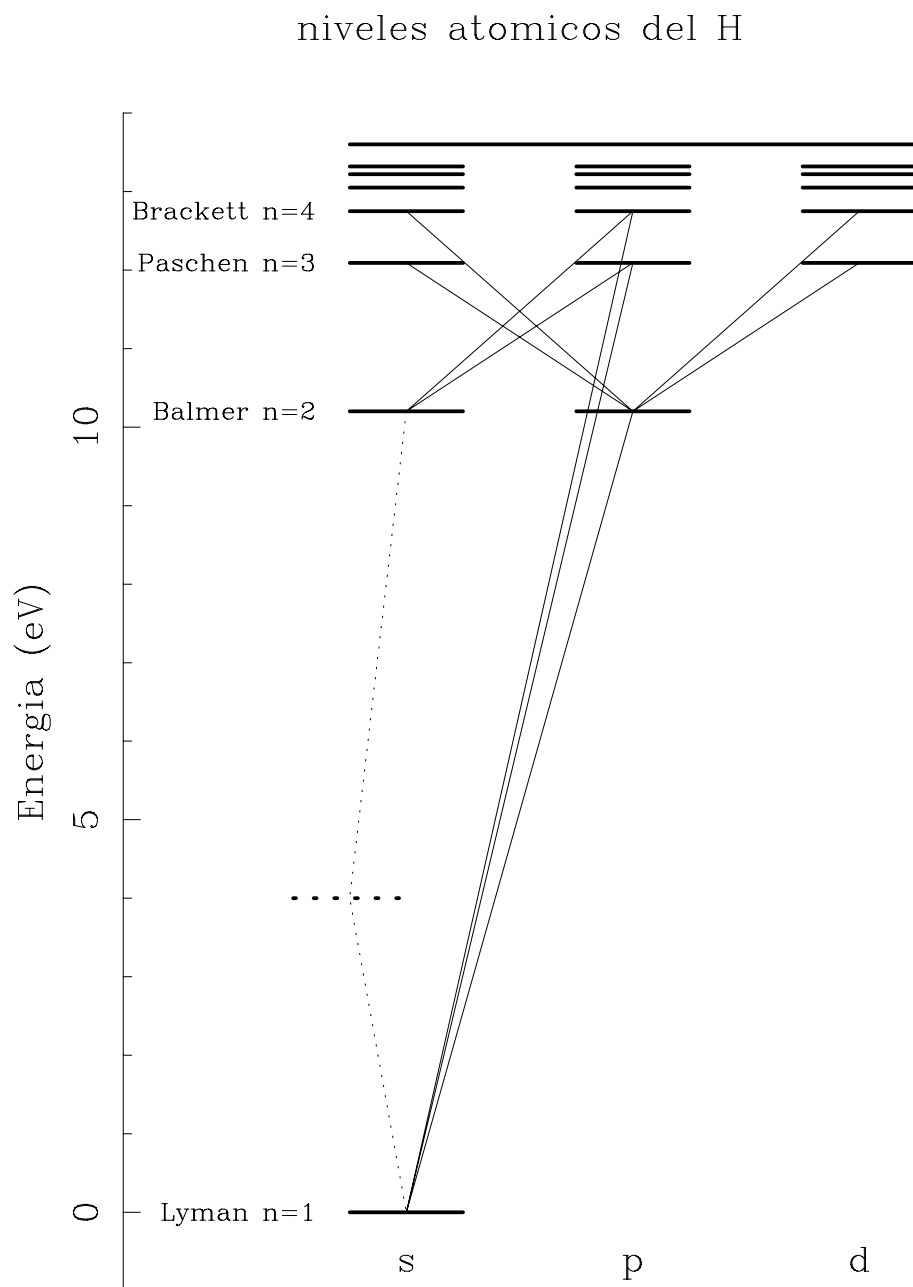


FIGURA 1.1— Estructura simple de los niveles energéticos del átomo de H.

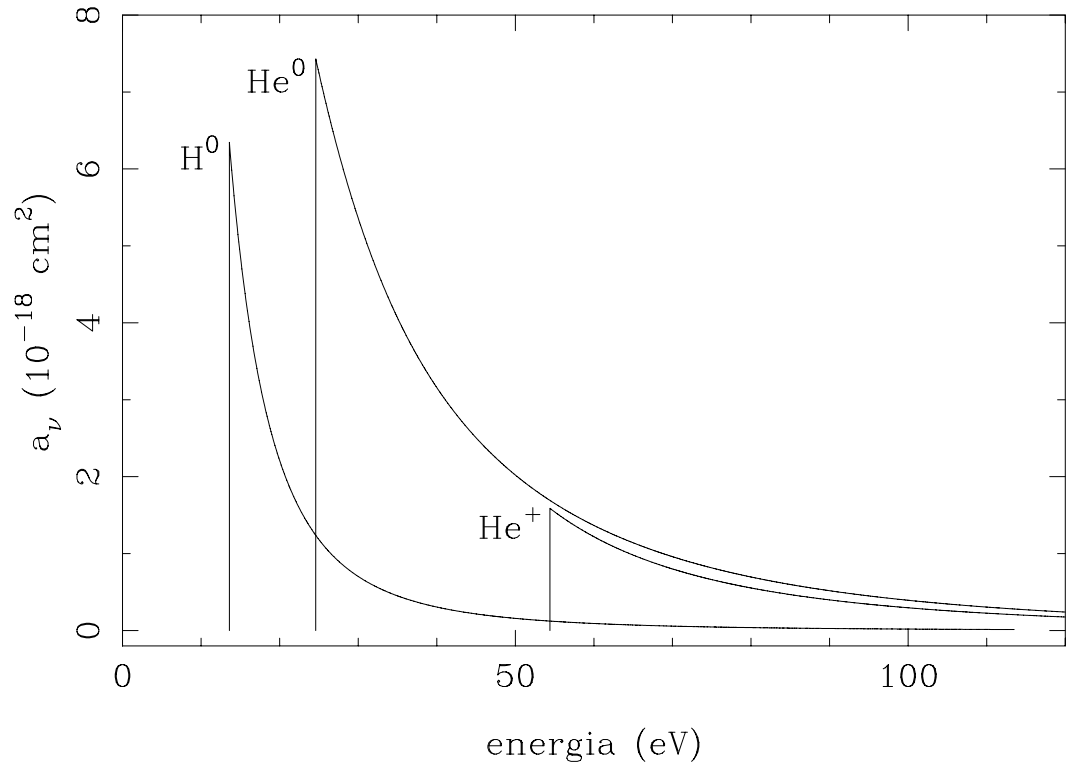


FIGURA 1.2— Secciones eficaces para la ionización del hidrógeno y del helio.

una probabilidad que los de mayor energía de ser absorbidos por un átomo de hidrógeno. Por ejemplo, la sección eficaz del H es siete veces mayor para un fotón de 13.6 eV que para uno 27 eV. Desde otro punto de vista, cuanto mayor sea su energía con respecto a la umbral, más puede viajar antes de ser atrapado por un átomo de H; de manera que *los fotones más energéticos emitidos por la estrella se adentran más en la nebulosa*. Este es un resultado sencillo, pero muy importante, que juega un papel fundamental cuando se establece la estructura de ionización y de temperatura en la nebulosa.

### 1.2.1 Termalización del plasma

Considerados en su conjunto, los fotoelectrones producidos en la ionización tendrían una distribución inicial de energía cinética proporcional a  $\frac{J_\nu a_\nu}{h\nu}$ . Esto no es realmente así porque los fotoelectrones se termalizan muy rápidamente. En efecto, la sección eficaz de dispersión entre electrones es muy grande,

$$\sigma_{disp}^{e^-e^-} \sim 4\pi \left(\frac{e^2}{m_e v^2}\right)^2 \sim 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \quad (1.5)$$

donde  $e$  y  $m$  son la carga y la masa del electrón y  $v$  su velocidad relativa. Esta sección eficaz de dispersión entre electrones es mucho mayor que la sección eficaz de cualquier otro proceso en la nebulosa y, en particular, de la sección eficaz de recombinación entre un electrón y un ion. Por esta razón, las colisiones entre electrones<sup>4</sup> son muy importantes y dan lugar a un reparto de energía cinética que se thermaliza rápidamente. Se establece un equilibrio térmico entre los electrones que nos permite definir una temperatura del plasma a partir de la ley de Maxwell-Boltzmann. Como consecuencia, podemos suponer que todos los procesos atómicos (al menos todos aquellos que involucran a electrones, que son la mayoría) tienen lugar a ritmos que vienen dados por esta distribución de Maxwell.

### 1.2.2 Recombinación

El coeficiente de recombinación de un electrón al nivel  $nl$  del hidrógeno viene dado por

$$\alpha_{nl}(H^0, T) = \int_{\nu_1}^{\infty} v \sigma_{nl}(H^0, v) f(v) dv \quad (1.6)$$

donde

$$f(v) = \frac{4}{\pi^{1/2}} \left(\frac{m_e}{2kT}\right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{kT}} \quad (1.7)$$

es la función de Maxwell-Boltzmann, y  $\sigma_{nl}(H^0, v)$  es la sección eficaz de recombinación de un electrón con velocidad  $v$  al nivel  $nl$ . Por tratarse de una interacción coulombiana entre un electrón y un protón,  $\sigma_{nl} \propto v^{-2}$ .

El coeficiente de recombinación total,  $\alpha_A$ , resulta de sumar los coeficientes de recombinación a todos los niveles. A la temperatura electrónica típica de una región de formación estelar, este toma valores  $\sim 4 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ . Multiplicando el coeficiente de recombinación por la densidad se obtiene la inversa del tiempo característico de recombinación, o tiempo que tardan en amortiguarse las desviaciones del equilibrio de fotoionización,

$$\tau_{rec} = \frac{1}{n_e \alpha_A} \approx \frac{10^5}{n_e} \text{ años} \quad (1.8)$$

<sup>4</sup>Estas colisiones son elásticas. Las colisiones inelásticas entre electrones, que darían lugar a radiación *brehmsstrahlung*, no ocurren en el desarrollo dipolar eléctrico de la interacción (Shu, *Physics of Astrophysics. I. Radiation*, p. 144)

Típicamente, una alteración en el equilibrio de ionización en una región HII, con  $n_e \sim 100 \text{ cm}^{-3}$ , tardaría unos 1000 años en amortiguarse.

### 1.3 Equilibrio de ionización en una nebulosa de hidrógeno

Consideremos una nebulosa estática, que sólo contiene hidrógeno atómico y es energizada por una sola estrella situada en su centro. *En cada elemento de volumen* de la nebulosa, el equilibrio de fotoionización viene dado por la ecuación,

$$n_{H^0} \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu(H) d\nu = n_e n_{H^+} \alpha(H^0, T). \quad (1.9)$$

El campo de radiación,  $J_\nu$ , en este elemento de volumen, es el resultado de su transporte desde la fuente central a través del gas que le haya podido interceptar. Por lo tanto, consideremos la ecuación del transporte de radiación desde la fuente hasta el elemento de volumen en cuestión. Podemos escribir esta ecuación diferencial en su forma bien conocida como,

$$\frac{dI_\nu}{dr} = -n_{H^0} a_\nu I_\nu + j_\nu \quad (1.10)$$

donde  $I_\nu$  es la intensidad específica<sup>5</sup>, y  $j_\nu$  el coeficiente de emisión local<sup>6</sup>. Para resolver la ecuación de transporte, notamos que la intensidad específica,  $I_\nu$ , tiene dos componentes. El mayor es radiación que proviene de la estrella. Una fracción, que puede no ser despreciable, es radiación emitida en algún otro lugar de la nebulosa; fotones emitidos en la recombinación directa al nivel fundamental del hidrógeno, con energía  $\geq 13.6 \text{ eV}$ . A estos fotones se les conoce colectivamente como campo de radiación difusa (CRD) de la nebulosa. Aunque un fotón es siempre un fotón, y sólo se distingue por su energía, vamos a diferenciar entre la radiación que proviene directamente de la estrella,  $I_\nu^*$ , y aquella que proviene del campo de radiación difuso,  $I_\nu^d$ .

$$I_\nu = I_\nu^* + I_\nu^d. \quad (1.11)$$

Como la ecuación diferencial del transporte radiativo es lineal, podemos ahora resolverla independientemente para  $I_\nu^*$  y para  $I_\nu^d$ . La intensidad media específica, de la radiación estelar que incide sobre el elemento de volumen de gas en consideración, vendrá dada por la radiación que se emite en la superficie de la estrella atenuada por dos factores: el factor de dilución geométrica y la

<sup>5</sup>En unidades de energía por unidad de superficie, de tiempo, de ángulo sólido y de frecuencia.

<sup>6</sup>Es decir, la energía por unidad de volumen, de tiempo, de ángulo sólido y de frecuencia.



absorción de esta radiación por la columna de hidrógeno neutro que existe entre la estrella y nuestro elemento de volumen.

$$4\pi J_{\nu_*} = \pi F_{\nu_*}(r) = \pi F_{\nu_*}(r_*) \frac{r_*^2}{r^2} e^{-\tau_\nu(r)} \quad (1.12)$$

donde  $\pi F_{\nu_*}(r)$  es el flujo de radiación estelar a una distancia  $r$ ,  $\pi F_{\nu_*}(r_*)$  es el flujo en la superficie de la estrella, siendo  $r_*$  el radio de la misma. El factor  $\frac{r_*^2}{r^2}$  representa la dilución geométrica de la radiación desde  $r_*$  hasta  $r$ . El factor exponencial en la ecuación 1.12 representa la atenuación de la radiación producida por absorción de la misma a lo largo de su trayectoria. El espesor óptico  $\tau_\nu(r)$  para la radiación a la frecuencia  $\nu$  que ha atravesado un espesor  $r - r_*$  de gas, viene dado por

$$\tau_\nu(r) = \int_{r_*}^r n_{H^0}(s) a_\nu ds. \quad (1.13)$$

El tratamiento del campo de radiación difusa requiere mayor atención. Típicamente, una nebulosa tiene una temperatura electrónica entre 6000 K y 25000 K, de manera que no hay electrones con energía cinética suficiente como para ionizar al hidrógeno mediante una colisión, cediéndole 13.6 eV. En un plasma a esta temperatura, las colisiones inelásticas entre electrones y protones tampoco producen fotones con energía  $\geq 13.6$  eV. Entonces, la única fuente de ionización del hidrógeno (que no sea la radiación que proviene directamente de la estrella) viene de los fotones que se emiten en las recombinaciones directas al nivel fundamental del H, liberándose un fotón de energía ligeramente superior a 13.6 eV. Esta es la naturaleza del campo de radiación difusa en una nebulosa que contiene sólo hidrógeno; las recombinaciones directas al nivel fundamental,  $1^2S$ . El coeficiente de emisión para esta radiación,  $\nu > \nu_1$ , viene dado por

$$j_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left( \frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} e^{-\frac{h(\nu-\nu_1)}{kT}} n_{H^+} n_e a_\nu. \quad (1.14)$$

El número total de estos fotones es igual al número total de recombinaciones al estado fundamental, que por unidad de tiempo y de volumen es

$$4\pi \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{j_\nu(T)}{h\nu} d\nu = n_{H^+} n_e \alpha_1(T) \quad (1.15)$$

En principio, hay que resolver esta ecuación integral para hallar el campo de radiación difusa. Sin embargo, como el coeficiente de recombinación directa al nivel fundamental,  $\alpha_1$ , es menor que el total,  $\alpha_1 < \alpha_A$ , entonces la intensidad media específica del campo de radiación difusa es menor que la intensidad media

específica del campo de radiación estelar,  $J_\nu^d < J_\nu^*$ , por lo que podemos proceder iterativamente.

En un caso extremo, podemos suponer que la nebulosa es transparente a esta radiación, así todos los fotones del campo de radiación difusa escapan de la nebulosa,  $J_\nu^d = 0$ . En el otro, consideremos una nebulosa opaca, en la que cualquier fotón ionizante emitido en un punto de la misma se absorbe en otro punto de la misma; es decir, que integrando a todo el volumen de la nebulosa, se ha de cumplir que

$$4\pi \int_V \frac{j_\nu(T)}{h\nu} dV = 4\pi \int_V n_{H^0} \frac{a_\nu J_\nu^d}{h\nu} dV. \quad (1.16)$$

Estos fotones del campo de radiación difusa tienen una energía muy cercana a los 13.6 eV; para esta energía la sección eficaz de absorción es elevada y, por tanto, los fotones tienen un camino libre medio muy pequeño. Por esta razón, en el caso de una nebulosa opaca, se suele hacer una aproximación que es bastante buena en primera instancia: que *los fotones del campo de radiación difusa se absorben en el mismo elemento de volumen donde se producen*. La llamaremos aproximación de la *absorción local de la radiación difusa (AL)*<sup>7</sup>. Bajo esta aproximación, la ecuación 1.16 es válida también localmente, lo cual implica que

$$J_\nu^d = \frac{j_\nu}{n_{H^0} a_\nu}. \quad (1.17)$$

En nebulosas (o zonas de una misma nebulosa) donde la opacidad adquiere un valor intermedio, hay que resolver la ecuación de transporte numéricamente.

Bajo la aproximación AL, sustituímos en la ecuación de equilibrio de fotoionización 1.9 las ecuaciones 1.11, 1.12, 1.15 y 1.17. Tras simplificar el término de recombinaciones directas al nivel fundamental, que se encuentra a ambos lados, resulta

$$n_{H^0} \frac{r_*^2}{r^2} \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{\pi F_\nu(r_*)}{h\nu} a_\nu(H) e^{-\tau_\nu} d\nu = n_e n_{H^+} \alpha_B(H^0, T), \quad (1.18)$$

donde hemos hecho uso del coeficiente de recombinación a todos los niveles excitados (excluido el nivel fundamental),  $\alpha_B = \alpha_A - \alpha_1 = \sum_{n=2}^{\infty} \alpha_n$ .

La ecuación 1.18 implica que las ionizaciones producidas por el campo de radiación *estelar* se encuentran en equilibrio con las recombinaciones a los estados *excitados* del hidrógeno; mientras que las recombinaciones al nivel fundamental

<sup>7</sup>En inglés se conoce con el nombre de aproximación *on the spot (OTS)*.

#### **1.4. Equilibrio de ionización en una nebulosa de hidrógeno y helio**

no tienen un efecto neto en este equilibrio, ya que resultan en fotones que vuelven a producir ionizaciones y, por tanto, su efecto queda compensado a ambos lados de la ecuación de equilibrio.

Suponiendo que se conoce la dependencia radial de la densidad total de hidrógeno,  $n_H(r) = n_{H^0}(r) + n_{H^+}(r)$ , se puede resolver la ecuación 1.18. Las incógnitas son  $n_{H^+}(r)$  y  $n_{H^0}(r)$ . Nótese que  $n_{H^0}(r)$  aparece dos veces, una explícita y otra implícitamente en  $\tau_\nu(r)$ . Al substituir  $n_{H^+}(r) = xn_H(r)$ , y  $n_{H^0}(r) = (1 - x)n_H(r)$ , la ecuación queda en función de una sola variable, la fracción de ionización  $x$ . Para resolver esta ecuación se elige un paso de integración radial  $\Delta r$ , suficientemente pequeño como para que  $x$  permanezca constante en su interior. El espesor óptico en el comienzo de la primera capa es nulo, por lo que 1.18 se puede resolver fácilmente en el primer incremento espacial para obtener  $x(r_* + \Delta r)$ . Al integrar sucesivamente cada capa hacia fuera se llega al límite de la zona ionizada, donde la fracción de hidrógeno ionizado ha caído al 10%,  $x = 0.1$ , o cualquier otro valor que se tome de referencia.

En la Figura 1.3 se representan varios casos de la estructura de ionización para una nebulosa de hidrógeno, donde se explora el efecto de la densidad (que se mantiene constante para un mismo modelo), y de la temperatura efectiva de la estrella ionizante<sup>8</sup>.

#### **1.4 Equilibrio de ionización en una nebulosa de hidrógeno y helio.**

El helio es el segundo elemento más abundante en el Universo. Sus dos potenciales de ionización son 24.6 eV y 54.4 eV, casi dos y cuatro veces respectivamente el del hidrógeno.

En la Tabla 1.1 y la Figura 1.4 se muestra la luminosidad en fotones ionizantes,  $Q$ , con energía superior a 13.6 eV ( $Q_1$ ), 24.6 eV ( $Q_2$ ) y 54.4 eV ( $Q_4$ ), para las estrellas más calientes en la secuencia principal (SP). Así mismo, la última columna muestra la energía media (en Rydbergs) de la distribución de fotones cuya luminosidad es  $Q_1$ . Mientras se encuentran en la SP, las estrellas emiten un mínimo de fotones con energía suficiente para producir la segunda ionización del helio ( $Q_4$ ). Por ello, durante los primeros tres millones de años (REF. Cap. 2), mientras las estrellas más calientes y luminosas permanecen en la SP, la estructura de ionización de la nebulosa constará de una zona de hidrógeno ionizado y de una zona de helio sólo una vez ionizado, ambas con sus respectivas zonas neutras. Estas zonas se interpenetran entre si dependiendo de

---

<sup>8</sup>Hemos usado la distribución espectral de energía dada por los modelos de atmósferas de Kurucz, Atlas 1991.

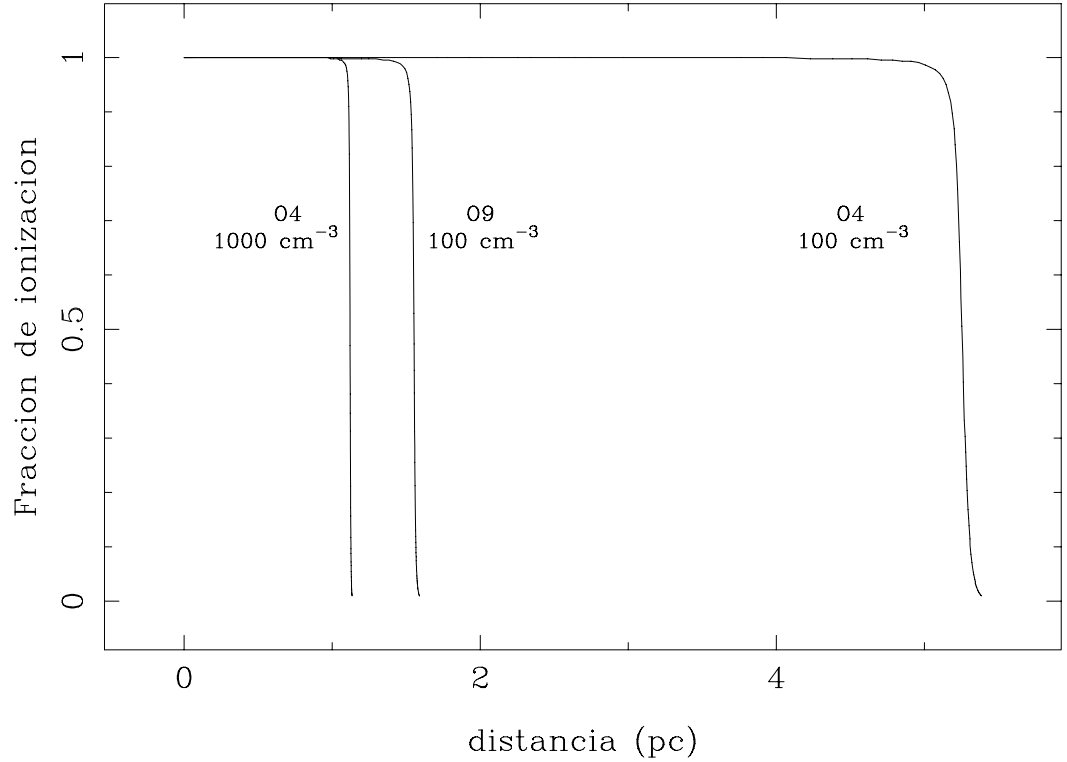


FIGURA 1.3— Estructura de ionización en una nebulosa de hidrógeno, con densidad constante, ionizada por una sola estrella. Se muestra la dependencia con la densidad del gas ( $\text{cm}^{-3}$ ) y con el tipo espectral de la estrella en la secuencia principal. Se han usado modelos de atmósferas de Kurucz para tipos espectrales O9 y O4 en la secuencia principal; en cada modelo la densidad del gas se mantiene constante, con valores  $n_H = 100, 1000 \text{ cm}^{-3}$ .

TABLA 1.1— Luminosidad en fotones ionizantes para el  $\text{H}^0$  ( $Q_1$ ),  $\text{He}^0$  ( $Q_2$ ) y  $\text{He}^+$  ( $Q_4$ ). La columna siete contiene la energía media del continuo ionizante del  $\text{H}^0$  (en Rydbergs), pesada con el número de fotones,  $\int_{1\text{Ryd}}^{\infty} 4\pi J_\nu / \int_{1\text{Ryd}}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu}$ .

	$T_{\text{eff}}$	$\log g$	$Q_1$	$Q_2$	$Q_4$	$\langle h\nu \rangle_{Q_1}$
O4	48000	4.08	49.76	49.18	42.53	1.557
O5	44500	4.04	49.60	48.91	41.35	1.490
O6	41000	3.99	49.24	48.39	40.07	1.419
O7	38000	3.97	48.92	47.74	38.99	1.343
O8	35800	3.94	48.66	47.22	37.95	1.305
O9	33000	3.94	48.18	46.14	36.14	1.266
B0	30000	3.94	47.44	44.78	00.00	1.225
B1	25400	3.94	46.05	42.26	00.00	1.157

## 1.4. Equilibrio de ionización en una nebulosa de hidrógeno y helio13

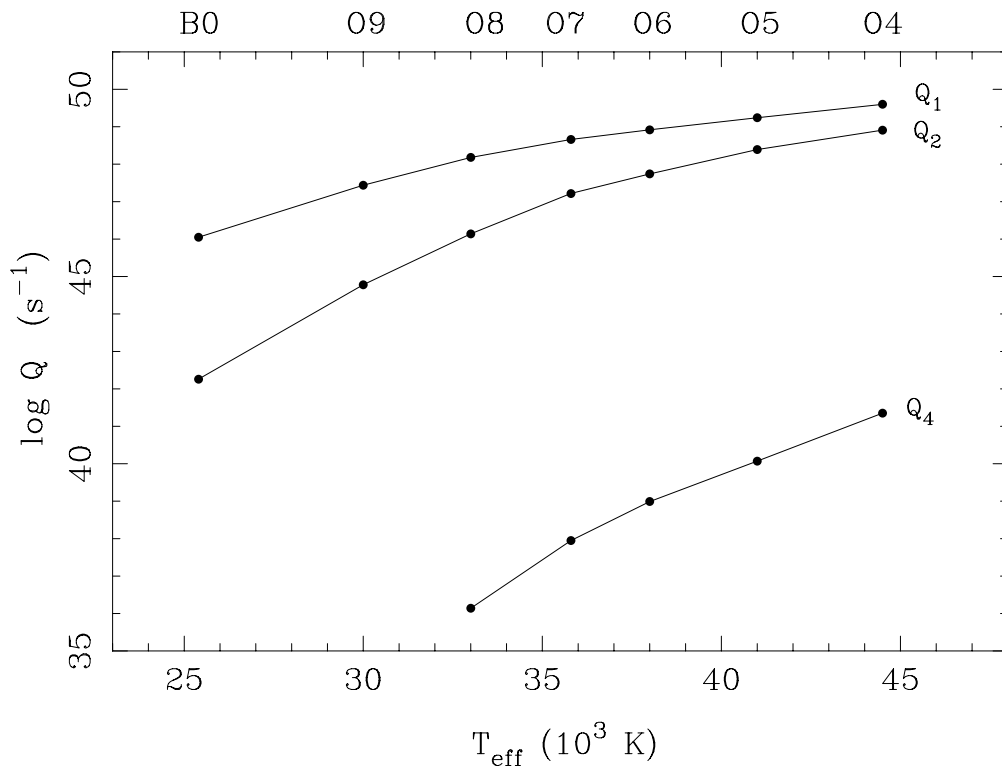


FIGURA 1.4— Dependencia de la luminosidad en fotones ionizantes para el H<sup>0</sup> ( $Q_1$ ), He<sup>0</sup> ( $Q_2$ ) y He<sup>+</sup> ( $Q_4$ ), como función del tipo espectral de estrellas calientes en la secuencia principal. Los cálculos están realizados a partir de modelos de atmósferas de Kurucz (Atlas, 1991).

la temperatura efectiva de la fuente central y de la densidad del medio circundante. Fuera de la secuencia principal, las estrellas calientes atraviesan algunas fases evolutivas (Wolf-Rayet, LBV, etc.), durante las cuales la distribución espectral de energía es mucho más dura en el ultravioleta; esto es debido a que en ellas la radiación proviene de capas estelares más internas directamente expuestas. Estas estrellas y las fuentes centrales de nebulosas planetarias (muchas de las cuales son, de hecho, estrellas WR) tienen un  $Q_4$  no despreciable.

Las dos secciones eficaces de fotoionización para el He se representan en la Figura 1.2. El comportamiento general es similar al de la del H, pero donde ahora la energía umbral es 24.6 eV y 54.4 eV, respectivamente, para la primera y segunda ionización. La dependencia funcional de  $a_\nu(\text{He}^0)$  es menos abrupta que la de  $a_\nu(\text{H}^0)$  y  $a_\nu(\text{He}^+)$ .

Consideremos una nebulosa de H y He ionizada por una estrella en la SP, en la que  $Q_4 \ll Q_2$ , y permite ignorar la segunda ionización del He. Las ecuaciones de ionización del H y del He están acopladas mediante el campo de radiación (estelar y difuso) con  $h\nu > 13.6$  eV.

El campo de radiación estelar tiene exactamente el mismo tratamiento que en el caso de una nebulosa de hidrógeno. También podemos suponer la aproximación de absorción local de la radiación difusa. La contribución del H al CRD se compensa en ambos lados de la ecuación de equilibrio para el H, sin embargo, estos fotones tienen  $h\nu \gtrsim 13.6$  eV y no intervienen en la del He. Este no es el caso con la contribución del He al CRD, que pasamos a detallar.

#### 1.4.1 El campo de radiación difusa

Examinemos primero los fotones que se emiten en las recombinaciones directas al estado fundamental del He,  $1^1\text{S}$ , que tienen energía mayor o igual a 24.6 eV. Bajo la hipótesis de AL, estos fotones se absorben en el mismo elemento de volumen donde se emiten, produciendo una ionización, del H o del He. Sea  $\zeta$  a la fracción de estos fotones que ionizan al H,

$$\zeta = \frac{n_{\text{H}^0} a_{24.6}(\text{H}^0)}{n_{\text{H}^0} a_{24.6}(\text{H}^0) + n_{\text{He}^0} a_{24.6}(\text{He}^0)}, \quad (1.19)$$

mientras que los restantes,  $1 - \zeta$ , ionizarán He.

De los fotones que se emiten en las recombinaciones a estados excitados del He, ¿cuáles tienen energía suficiente para ionizar al H? El helio tiene dos electrones, por lo que presenta dos multipletes (singletes y tripletes) o estructuras de niveles diferentes, dependiendo de que los dos electrones tengan sus espines orientados entre sí paralela o antiparalelamente. Consideremos las recombinaciones en cada uno de estos dos casos. De todas las recombinaciones,

## 1.4. Equilibrio de ionización en una nebulosa de hidrógeno y helio<sup>15</sup>

1/4 ocurren al sistema de singletes, mientras que 3/4 lo hacen a los tripletes<sup>9</sup>. Los niveles excitados más bajos de ambos multipletes tienen energías del orden de 20 eV, por lo que ninguna de las recombinaciones a niveles superiores produce fotones capaces de ionizar al H. Las desexcitaciones radiativas desde los niveles n=2, singletes o tripletes, son las únicas contribuciones al CRD. Veamos cuántas de estas desexcitaciones radiativas generan fotones con más de 13.6 eV.

### *Singletes*

La estructura de singletes es similar a la del H, pero sin la degeneración en energía para los subniveles con distinto momento angular orbital. Por lo tanto, las recombinaciones a los singletes excitados decaerán radiativamente hasta llegar al subnivel 2<sup>1</sup>S o al 2<sup>1</sup>P. Como en el caso del H, el 2<sup>1</sup>S sólo puede desexcitarse vía la emisión de dos fotones, cuya suma de energías es igual a 20.7 eV. La distribución de todas estas desexcitaciones radiativas desde el 2<sup>1</sup>S da lugar al continuo de dos fotones del He<sup>0</sup>. De estos dos fotones, existe una probabilidad relativa de 0.56 de que uno de ellos tenga energía igual o superior a 13.6 eV, contribuyendo al CRD.

El subnivel 2<sup>1</sup>P tiene una energía de 21.3 eV y puede desexcitarse al nivel fundamental, 1<sup>1</sup>S, vía emisión de un fotón de la serie HeI Ly $\alpha$ , o al subnivel 2<sup>1</sup>S emitiendo un fotón en el infrarrojo, a 2.06  $\mu$ . La probabilidad relativa de estos dos procesos de desexcitación radiativa es  $\frac{A_{2^1P \rightarrow 1^1S}}{A_{2^1P \rightarrow 2^1S}} \sim 10^3$ . Al tratarse de una transición resonante, el fotón de 21.3 eV queda atrapado en la nebulosa, excitando a un He<sup>0</sup>, 1<sup>1</sup>S  $\rightarrow$  2<sup>1</sup>P y volviendo a ser reemitido. Cada 1000 veces que se produzca esta dispersión resonante, la desexcitación ocurrirá por el proceso alternativo, 2<sup>1</sup>P  $\rightarrow$  2<sup>1</sup>S, emitiéndose un fotón a 2.06  $\mu$  más dos fotones del continuo. Sin embargo, la sección eficaz de absorción por el H de un fotón de 21.3 eV es elevada,  $a_{21.3eV}(H^0) \sim 1.5 \times 10^{-18} \text{ cm}^{-2}$ , por lo que antes de que se produzcan 1000 dispersiones resonantes este fotón ionizará un átomo de H. De manera que, al contar los fotones producidos en la desexcitación del 2<sup>1</sup>P del He<sup>0</sup>, supondremos que en todos los casos ocurre vía la emisión de un fotón de 21.3 eV.

### *Tripletes*

Las recombinaciones a los niveles excitados del sistema triplete decaen radiativamente hasta su nivel de más baja energía, el 2<sup>3</sup>S. Nótese que este *no* es el nivel fundamental del He<sup>0</sup> (el singlete 1<sup>1</sup>S); por lo tanto, el nivel 2<sup>3</sup>S, que está a 19.8 eV, es un nivel excitado. La desexcitación radiativa al nivel fundamental, 1<sup>1</sup>S, implica que el electrón cambie la orientación de su espín, por

---

<sup>9</sup>EXPLICAR DE DONDE SALE ESTA PROPORCION

lo que cual resulta en una transición prohibida. Dicha transición, mediante la emisión de un fotón de 19.8 eV, es poco probable,  $A_{2^3S \rightarrow 2^1S} \sim 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ , por lo que existirá una población importante de átomos de He excitados en el nivel metastable  $2^3S$ . Esto da la oportunidad a que este nivel se desexcite mediante procesos alternativos, ya sea mediante la absorción de radiación o por colisiones con electrones o protones. De todos los posibles mecanismos, los más probables en una región HII son la desexcitación al nivel  $2^1S$  o al  $2^1P$  por colisión con un electrón. Esta colisión con un electrón es la más probable debido a que se requiere un cambio del spín.

Análogamente a como definimos el coeficiente de recombinación,  $\alpha_{nl}$ , se define el coeficiente de transición por colision entre dos niveles  $ij$ , como

$$C_{ij} = \int_{E_c}^{\infty} v \sigma_{ij}(v) f(v) dv, \quad (1.20)$$

donde  $v$  es la velocidad relativa de las dos partículas,  $f(v)$  la función de distribución de la misma,  $E_c$  la correspondiente energía cinética, y  $\sigma_{ij}$  la sección eficaz de la colisión entre los dos niveles considerados. Para el caso que nos ocupa, podemos escribir el *ritmo* (o probabilidad) al que ocurre el proceso de desexcitación por colisión entre el  $2^3S$  y uno de los dos singletes,  $2^1L$  (siendo  $L = 0, 1$ ) como

$$n_e C_{2^3S \rightarrow 2^1L} = n_e \int_{\frac{1}{2}mv^2}^{\infty} v \sigma_{2^3S \rightarrow 2^1L}(v) f(v) dv. \quad (1.21)$$

Este mecanismo compite con la desexcitación radiativa al estado fundamental, de manera que cuanto mayor sea la densidad electrónica mayor será la probabilidad de que la desexcitación ocurra mediante una colision. Se define la densidad crítica,  $n_c$ , para la desexcitación del nivel  $2^3S$  como aquella a la que se igualan las probabilidades de desexcitación radiativa al  $1^1S$  y colisional a los  $2^1L$ , es decir

$$n_c(2^3S) = \frac{A_{2^3S \rightarrow 1^1S}}{C_{2^3S \rightarrow 2^1S} + C_{2^3S \rightarrow 2^1P}} = 10^3 \text{ cm}^{-3}. \quad (1.22)$$

Para densidades mayores a  $n_c$  dominarán las desexcitaciones por colision, mientras que a densidades más bajas dominan las radiativas y los fotones de 19.8 eV resultantes se suman al CRD.

El CRD incluye a todos los fotones con  $h\nu \geq 13.6 \text{ eV}$  generados en la desexcitación radiativa de los niveles  $2^3S$ ,  $2^1S$  y  $2^1P$ . De todos los fotones emitidos en las recombinaciones a niveles excitados del  $\text{He}^0$ , dadas por la expresion  $n_{\text{He}^+} n_e \alpha_B(\text{He}^0, T)$ , una fracción  $d_B(\text{He}, H)$  pueden ionizar al H. En los casos de baja y alta densidad



#### 1.4. Equilibrio de ionización en una nebulosa de hidrógeno y helio 17

$$\begin{aligned}
 d_B(He, H) &= \frac{3}{4} + \frac{1}{4} \left( \frac{2}{3} + \frac{1}{3} 0.56 \right) = 0.96 & n_e \ll n_c \\
 d_B(He, H) &= \frac{3}{4} (0.80 \cdot 0.56 + 0.20) + \frac{1}{4} \left( \frac{2}{3} + \frac{1}{3} 0.56 \right) = 0.70 & n_e \gg n_c
 \end{aligned} \tag{1.23}$$

Conocido el campo de radiación difuso correspondiente a la recombinación del He, se pueden plantear las ecuaciones acopladas de equilibrio de ionización y recombinación del H y del He. A una distancia  $r$  de la estrella, estas ecuaciones son

$$\begin{aligned}
 n_{H^0} \frac{r_*^2}{r^2} \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}(r_*)}{h\nu} a_{\nu}(H) e^{-\tau_{\nu}} d\nu + \zeta n_{He^+} n_e \alpha_A(He^0, T) \\
 + d_B(He, H) n_{He^+} n_e \alpha_B(He^0, T) = n_e n_{H^+} \alpha_B(H^0, T)
 \end{aligned} \tag{1.24}$$

$$\begin{aligned}
 n_{He^0} \frac{r_*^2}{r^2} \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}(r_*)}{h\nu} a_{\nu}(He) e^{-\tau_{\nu}} d\nu + (1 - \zeta) n_{He^+} n_e \alpha_A(He^0, T) \\
 = n_e n_{He^+} \alpha_A(He^0, T)
 \end{aligned} \tag{1.25}$$

Nótese que ahora, tanto el H como el He contribuyen al espesor óptico,  $\tau_{\nu}(r)$ , que toma los valores

$$\begin{aligned}
 \tau_{\nu}(r) &= \int_{r_*}^r n_{H^0}(s) a_{\nu}(H^0) ds & 13.6 \leq h\nu < 24.6 eV \\
 \tau_{\nu}(r) &= \int_{r_*}^r [n_{H^0}(s) a_{\nu}(H^0) + n_{He^0}(s) a_{\nu}(He^0)] ds & h\nu \geq 24.6 eV
 \end{aligned} \tag{1.26}$$

Para el H, las ionizaciones producidas por el campo de radiación estelar, más las debidas al CRD del He están en equilibrio con las recombinaciones a los *niveles excitados del H*. De igual manera, para el He, las ionizaciones producidas por el campo de radiación estelar, más las debidas al CRD del He están en equilibrio con las recombinaciones a *todos los niveles del He*.

La fracción de ionización del H,  $x$ , y del He,  $z$ , viene dada por

$$n_{H^+} = x n_H \quad n_{H^0} = (1 - x) n_H \tag{1.27}$$

$$n_{He^+} = zn_{He} \quad n_{He^0} = (1 - z)n_{He} \quad (1.28)$$

Con la resolución simultánea de las ecuaciones 1.24, 1.25 y 1.26 se obtienen las fracciones de ionización  $x(r)$  y  $z(r)$  como función de la distancia a la estrella.