

Clase anterior

- Ecuación de transporte radiativo: Aproximación de atmósfera gris.
- Opacidad media de Planck.
- Opacidad media de Rosseland. Cálculo del flujo de radiación total.
- Líneas espectrales de absorción y de emisión.
- Nociones de formación de líneas espectrales.

Medio interestelar

- Si bien la Astrofísica se dedica en buena medida a estudiar la Física que tiene lugar en los **astros** (es decir, objetos tales como estrellas, planetas, galaxias, etc), una fracción no despreciable de la materia observable (bariónica) se encuentra en estado gaseoso llenando el **espacio interestelar**.
- En las noches de Buenos Aires, solo se puede ver la luna y unas pocas estrellas brillantes y planetas. En cambio, desde regiones alejadas de grandes centros urbanos, podemos ver una franja luminosa que corresponde a la **via Lactea**, de la cual somos parte.
- Nuestra galaxia no solo nos muestra un gran número de estrellas, sino también regiones más difusas que corresponden al llamado **medio interestelar**.
- El medio interestelar, al carecer de fuentes luminosas, es un medio muy frío, con $T \leq 100 \text{ K}$
- Dicho medio está formado por un **gas** muy tenue y frío. Compuesto esencialmente por hidrógeno, y en menor proporción por otros átomos y también moléculas.
- Si bien es un medio mayormente tenue, también hay regiones de mayor densidad, llamadas **nubes moleculares**.
- También presenta una fracción no despreciable de **polvo**. Son granos microscópicos formados por moléculas como silicatos, grafito, hielos, etc.



Regiones de formación estelar

- En las nubes moleculares, si son suficientemente **masivas y frías**, pueden darse las condiciones de colapso gravitatorio en su interior y dar origen a la formación de nuevas estrellas.
- El medio interestelar tiene densidades de $n \approx 10^{-6} - 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$, mientras que una nube molecular puede tener $n \approx 10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$
- La imagen fue obtenida por el Hubble y corresponde a la región de formación estelar S106.
- Se observan muchas estrellas de campo y en el centro una estrella joven aún rodeada de polvo.
- El hidrógeno que es iluminado por la estrella se observa en tonos de azul.



Regiones HII

- Imaginemos una estrella recién nacida en el seno de una nube molecular, todavía rodeada de hidrógeno frío y ténue.
- Ese gas frío estará mayormente formado por átomos neutros de hidrógeno.
- Al ser iluminado por los fotones UV de la estrella, muchos de esos átomos se ionizarán, formandose una región de hidrógeno ionizado en el entorno cercano de la estrella.
- En la jerga astronómica, el hidrógeno neutro se denomina HI y el hidrógeno ionizado HII.
- Por lo tanto, las regiones de hidrógeno ionizado que rodean a las estrellas jóvenes se llaman **regiones HII**.
- Un ejemplo de región HII es la nebulosa de Rosetta que se muestra en la figura.
- La figura muestra la emisión $H\alpha$ (transición de átomos de H de $n=3$ a $n=2$). El hueco central corresponde a HII (sin esta línea de emisión).

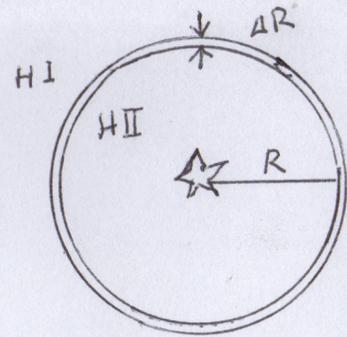


Esfera de Stromgren

- Este fenómeno astrofísico fue modelado por Bengt Stromgren en 1939.
- Necesitamos una estrella tipo O o B ($T_{eff} \approx 30000 - 40000 K$) en el centro de una región HI, capaz de emitir muchos fotones ionizantes ($h\nu > 13.6 eV$)



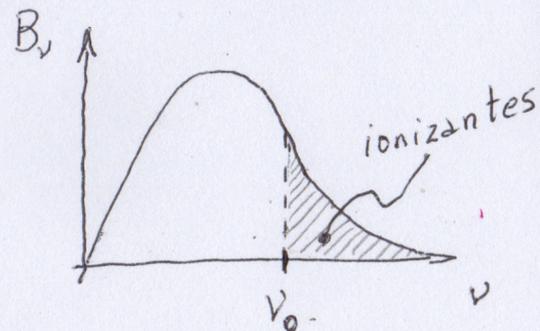
• Calculemos el número de fotones ionizantes por unidad de tiempo \dot{N} emitidos por la estrella.



• Supongamos radiación de cuerpo negro

$$h\nu_0 \geq 13.6 eV$$

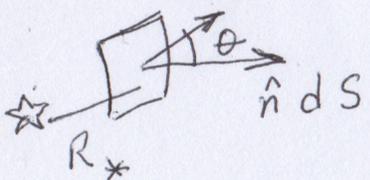
$$\lambda_0 = 912 \text{ \AA} \text{ (UV)}$$



• El número de fotones por unidad de área, tiempo y Ω :

$$\int_{\nu_0}^{\infty} d\nu \frac{B_\nu}{h\nu} = \frac{\text{fotones}}{\text{área} \times \Omega \times \text{tiempo}}$$

• Integramos en la superficie de la estrella y en ángulo sólido



$$\int_{S_*} dS \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} d\theta \sin\theta \hat{n} \cdot \hat{n}' \int_{\nu_0}^{\infty} d\nu \frac{B_\nu}{h\nu}$$

$\frac{4\pi R_*^2}{4\pi R_*^2} \pi$

• Entonces el número de fotones ionizantes por unidad de tiempo es

$$\dot{N} = 4\pi^2 R_*^2 \int_{\nu_0}^{\infty} d\nu \frac{B_\nu(T_{eff})}{h\nu}$$

• Estos fotones se mueven radialmente hasta impactar en átomo neutro y ionizarlo.

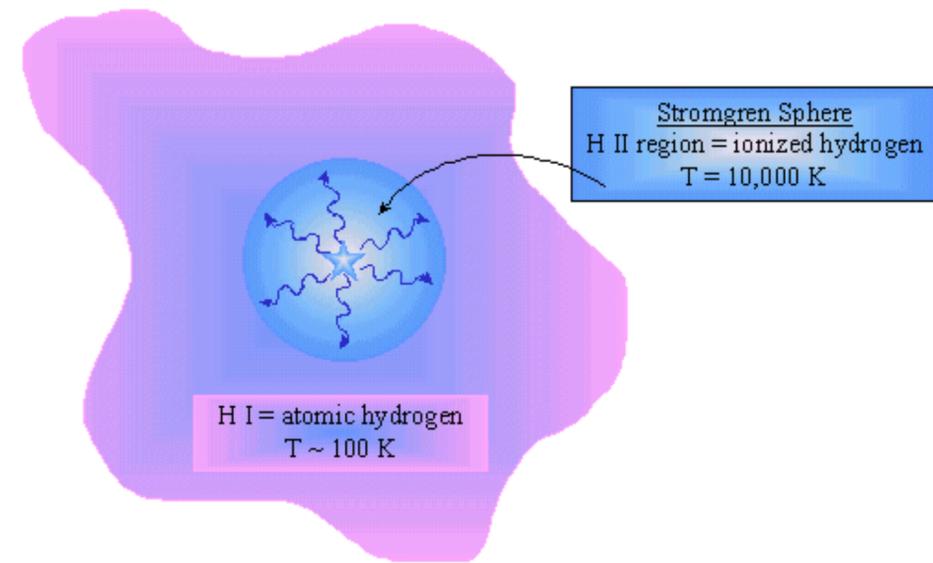
• Nuevos fotones encontrarán átomos ionizados en la esfera de radio R y solo encontrarán átomos neutros en la cáscara de espesor ΔR , donde ΔR será el camino libre medio de estos fotones

$$\Delta R \sim \lambda \sim \frac{1}{n_H \sigma} \sim 10^{14} \text{ cm} \quad n_H \sim 10^3 \text{ cm}^{-3} \quad \sigma \sim 10^{-17} \text{ cm}^2$$

• Observacionalmente en regiones H II

$$R \sim 10^{16-20} \text{ au}$$

de manera que los bordes de regiones H II son bastante nítidos ($\Delta R \ll R$).



Esfera de Stromgren

- Entre t y $t + \Delta t$, el número de fotones emitidos va a ionizar todos los neutros en la cáscara entre R y $R + \Delta R$, es decir

$$\dot{N} \Delta t = 4\pi R^2 n_H \Delta R$$

de lo cual se obtiene

$$\dot{N} \int_0^t dt = 4\pi n_H \int_0^R dR R^2$$

y por lo tanto

$$R(t) = \left(\frac{3\dot{N}t}{4\pi n_H} \right)^{1/3}$$

- De acuerdo con esto, el radio de las regiones III crece (sin límite?) como $R \sim t^{1/3}$.

Un efecto a considerar es el número de recombinaciones en la esfera (proceso inverso a la ionización) que está dado por

$$n_e n_p \alpha_{\text{eff}} = \frac{\# \text{recombinaciones}}{\text{vol} \times \text{tiempo}}$$

donde $\alpha_{\text{eff}} = 3 \cdot 10^{-15} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$, sumando sobre todos los estados ligados.

- Dado que $n_e = n_p = n_H$ planteamos entonces

$$\underbrace{\dot{N} \Delta t}_{\text{emitidos}} = \underbrace{4\pi R^2 n_H \Delta R}_{\text{ionizaciones en cáscara}} + \underbrace{n_H^2 \alpha_{\text{eff}} \frac{4\pi R^3 \Delta t}{3}}_{\text{re-ionizaciones en la esfera}}$$

Es decir que

$$\dot{N} = 4\pi R^2 n_H \frac{dR}{dt} + \frac{4\pi}{3} R^3 n_H^2 \alpha_{\text{eff}}$$

es la ecuación diferencial para obtener $R(t)$.

- Cambio de variable:

$$\left. \begin{aligned} V &= \frac{4\pi}{3} R^3 \\ dV &= 4\pi R^2 dR \end{aligned} \right\} \rightarrow \dot{N} = n_H \frac{dV}{dt} + n_H^2 \alpha_{\text{eff}} V$$

Radio de Stromgren

• Integramos esta ecuación inhomogénea:

$$V = V_{hom} + V_{part} \rightarrow 0 = n_H \frac{dV_{hom}}{dt} + n_H^2 \alpha_{eff} V_{hom}$$

$$\dot{N} = n_H^2 \alpha_{eff} V_{part}$$

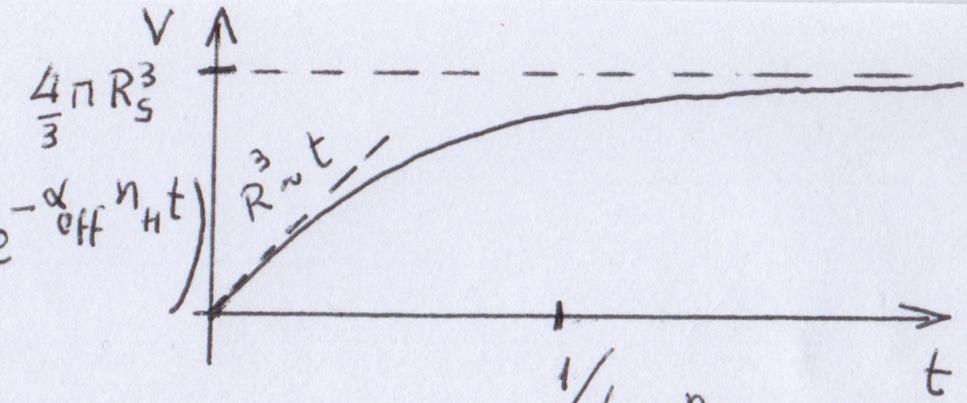
$$V(t) = \frac{4\pi}{3} R(t)^3 = A e^{-\alpha_{eff} n_H t} + \frac{\dot{N}}{n_H^2 \alpha_{eff}}$$

con la condición inicial

$$R(t=0) \approx 0 \rightarrow A = -\frac{\dot{N}}{n_H^2 \alpha_{eff}}$$

• Entonces

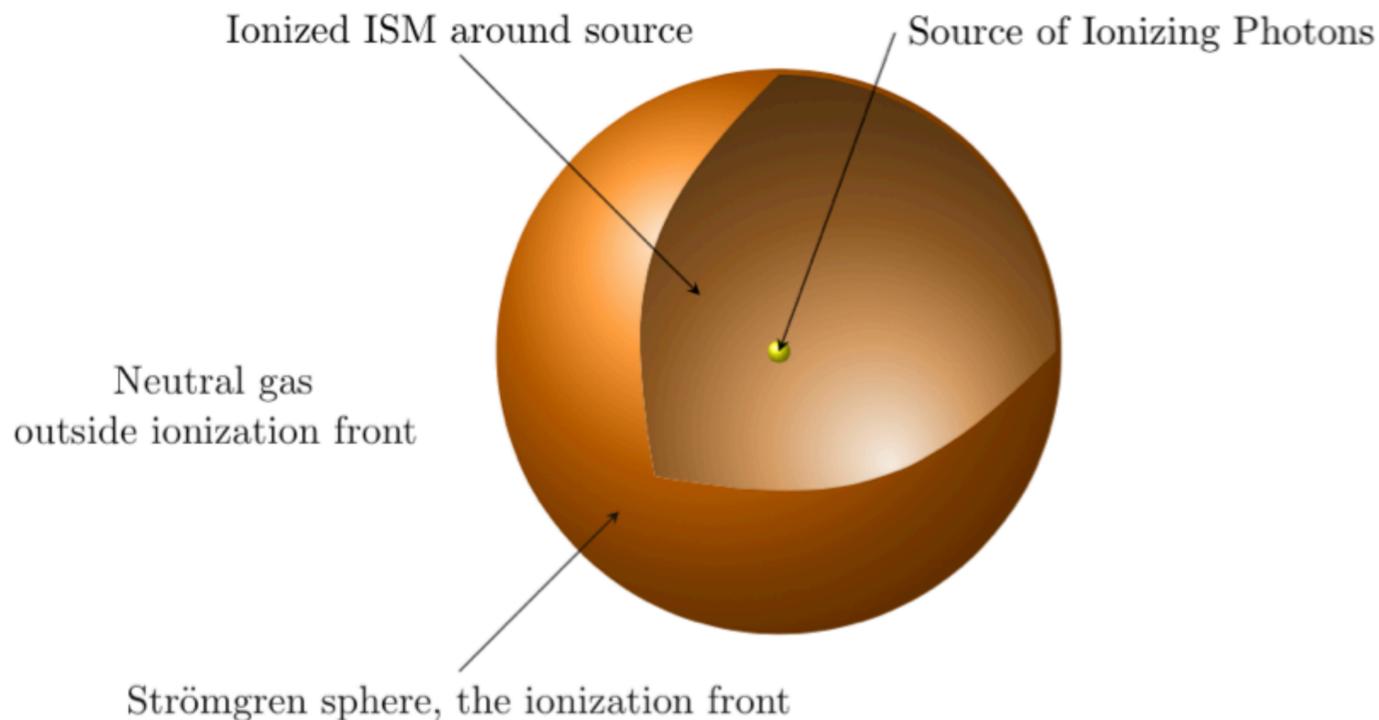
$$V(t) = \frac{4\pi}{3} R(t)^3 = \frac{\dot{N}}{n_H^2 \alpha_{eff}} (1 - e^{-\alpha_{eff} n_H t})$$



• Para $t \ll \frac{1}{\alpha_{eff} n_H}$ hay una etapa lineal con $R \sim t^{1/3}$

• A tiempos largos se alcanza el radio de Stromgren

$$R_s = \left(\frac{3\dot{N}}{4\pi n_H^2 \alpha_{eff}} \right)^{1/3}$$



- En las etapas iniciales de vida de la estrella central, la región HII crece como $R(t) \approx t^{1/3}$
- Pasados uno 1000 años, se alcanza un radio de equilibrio R_s donde todos los fotones emitidos son re-absorbidos en la esfera.
- Este planteo no considera que el gas en la región HII tiene mayor presión y mayor temperatura que en la región HI circundante.
- Solo estamos considerando un **frente de ionización** en $R(t)$, pero el salto de presión y temperatura presupone la aparición de un **frente de choque**.