

El Medio Interestelar

Compilado por: S. J. Arthur

4 de abril de 2012

Índice general

| | |
|---|-----------|
| 0.1. Prefacio | II |
| 1. Introducción: el medio interestelar en contexto | 1 |
| 1.1. ¿Cómo sabemos que existe un medio interestelar? | 1 |
| 1.2. Observaciones a multifrecuencias de la galaxia | 3 |
| 1.3. Las componentes de la Galaxia | 6 |
| 2. El MIE de nuestra galaxia | 9 |
| 2.1. El medio multifase | 9 |
| 2.2. Interacciones entre las fases | 11 |
| 2.3. El MIE frío: Las nubes moleculares | 12 |
| 2.4. Hidrógeno atómico: La línea de 21 cm | 14 |
| 2.5. Datos de 21 cm y la estructura espiral de la Galaxia | 15 |
| 2.5.1. Rotación de la galaxia | 15 |
| 2.5.2. Desenredando el perfil de 21 cm | 16 |
| 2.6. Las nubes de alta velocidad | 18 |
| 3. Regiones de Formación Estelar | 19 |
| 3.1. Formación de las Estrellas | 19 |
| 3.1.1. Colapso gravitacional de nubes moleculares | 19 |
| 3.1.2. Fragmentación y la función inicial de masa | 20 |
| 3.2. La interacción de fotones con el MIE | 22 |
| 3.2.1. Regiones HII | 22 |
| 3.2.2. Nebulosas de puro hidrógeno | 23 |
| 4. Vientos y otros flujos estelares | 27 |
| 4.1. Chorros estelares | 27 |
| 4.2. Vientos de estrellas masivas | 30 |
| 4.3. Nebulosas planetarias | 32 |
| 4.4. Remanentes de Supernovas | 34 |

0.1. Prefacio

Estos capítulos constituyen un curso básico sobre el tema del Medio Interestelar (MIE) a nivel de licenciatura. El sistema de unidades que se utiliza es el sistema **cgs** que todavía utilizan los astrónomos. También en astronomía se utilizan otras unidades convenientes como el *parsec* para longitud y $km\ s^{-1}$ para velocidad. La conversión del sistema cgs y otras unidades al sistema SI es

| | cgs | SI |
|-----------------|--------------------|-------------------------------|
| masa | $10^3\ g$ | 1 kg |
| longitud | $10^2\ cm$ | 1 m |
| tiempo | 1 s | 1 s |
| densidad | $10^3\ g\ cm^{-3}$ | $1\ kg\ m^{-3}$ |
| velocidad | $1\ km\ s^{-1}$ | $10^3\ m\ s^{-1}$ |
| energía | $10^7\ erg$ | 1 N m |
| energía | 1 eV | $1.602 \times 10^{-19}\ N\ m$ |
| longitud | 1 pc | $3.0865 \times 10^{16}\ m$ |
| masa protón | m_H | $1.67 \times 10^{-21}\ kg$ |
| masa solar | $1\ M_\odot$ | $2 \times 10^{30}\ kg$ |
| campo magnético | 1 gauss | $10^{-4}\ tesla$ |

DATOS UTILES

| | |
|-------------------------------------|--|
| constante de Boltzmann: | $k = 1.38 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$ |
| constante gravitacional: | $G = 6.672 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-2}$ |
| constante de Stefan-Boltzmann: | $\sigma = 5.67 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ K}^{-4} \text{ s}^{-1}$ |
| constante de Planck: | $h = 6.626 \times 10^{-27} \text{ erg s}$ |
| velocidad de la luz: | $c = 3.0 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$ |
| parsec: | $1 \text{ pc} = 3.086 \times 10^{18} \text{ cm}$ |
| unidad astronómica: | $1 \text{ UA} = 1.496 \times 10^{13} \text{ cm}$ |
| radio solar: | $R_{\odot} = 6.96 \times 10^{10} \text{ cm}$ |
| radio de la Tierra: | $R_{\oplus} = 6.378 \times 10^8 \text{ cm}$ |
| masa solar: | $M_{\odot} = 2.0 \times 10^{33} \text{ g}$ |
| luminosidad solar: | $L_{\odot} = 3.826 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ |
| masa del protón: | $m_{\text{H}} = 1.67 \times 10^{-24} \text{ g}$ |
| energía de ionización de hidrógeno: | $I_{\text{H}} = 13.6 \text{ eV}$ |
| coeficiente de recombinación: | $\alpha_{\text{B}} = 2.6 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ |
| un año: | $1 \text{ año} = 3.1557 \times 10^7 \text{ s}$ |

Capítulo 1

Introducción: el medio interestelar en contexto

1.1. ¿Cómo sabemos que existe un medio interestelar?

A principios del siglo pasado solamente existían telescopios ópticos. Los astrónomos habían observado gas circunestelar en forma de nebulosas como la de Orión pero no se sabía si el espacio entre las estrellas era un vacío o si había material ahí.

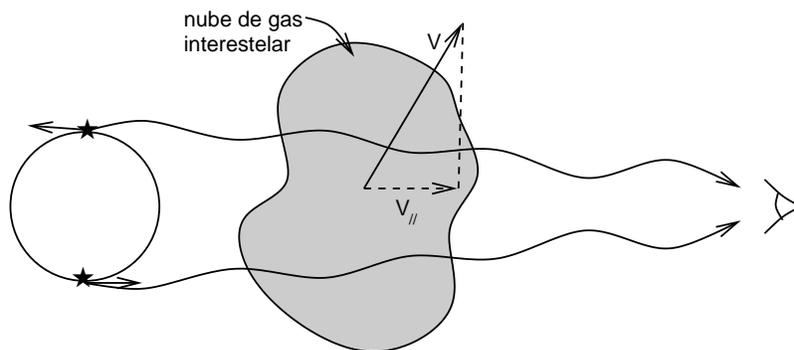


Figura 1.1: Formación de líneas estacionarias en el espectro de absorción de un sistema binario.

Las primeras evidencias conclusivas para la existencia del gas interestelar se obtuvieron en 1904 cuando Hartmann descubrió que unas líneas de absorción de calcio una vez ionizado no tuvieron el mismo corrimiento Doppler que las líneas de absorción en el espectro de un sistema binario espectroscópico. Se concluyó que estas líneas “estacionarias” se deben a la absorción producida por una nube interestelar fría de gas que se ubica entre el sistema binario y nosotros.

Las líneas de absorción producidas por la nube muestran un corrimiento Doppler constante apropiado a la componente de velocidad $V_{||}$ por la línea de visión. No participan en el movimiento periódico de las líneas de absorción formadas en las fotosferas de las dos estrellas del sistema binario.

Cuando vemos imágenes de algunas regiones del cielo, notamos regiones en donde no se ven estrellas. Podríamos pensar que estas son regiones en donde no hay estrellas o podríamos pensar que



Figura 1.2: Un glóbulo oscuro de polvo.

algo está ubicado entre las estrellas y nosotros, tapando la luz. En 1919 Barnard catalogó más que 100 de estas regiones oscuras y sugirió que era material interestelar. Estos huecos en el cielo son realmente nubes de polvo.

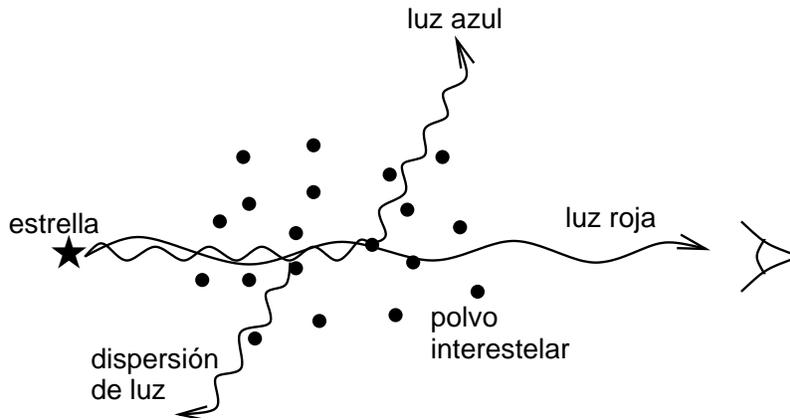


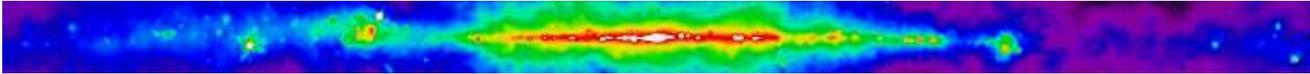
Figura 1.3: El mecanismo de enrojecimiento interestelar.

Otra evidencia de material entre las estrellas es el efecto de enrojecimiento. Además de aparecer más débiles en su brillo, las estrellas lejanas parecen más rojas de lo que realmente son. La luz azul de las estrellas está dispersada más por el polvo debido a que los tamaños de los granos de polvo son parecidos a la longitud de onda de esta luz. La luz roja de las estrellas no sufre tanta dispersión.

1.2. Observaciones a multifrecuencias de la galaxia

Las imágenes que siguen son del cielo cerca al plano Galáctico en líneas espectrales y en el continuo en un rango de frecuencias que cubre 14 órdenes de magnitud desde frecuencias de radio hasta rayos gama. Las imágenes provienen de una variedad de telescopios terrestres y de satélites. Cada imagen respresenta una vista de 360° en colores falsos de la galaxia dentro de 10° del plano. El centro de la galaxia se encuentra en el centro de cada imagen.

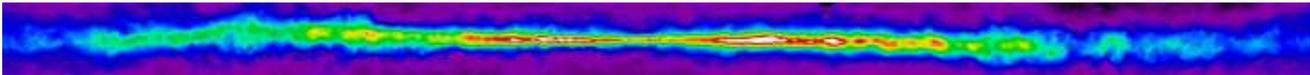
Continuo de radio (408 MHz)



A esta frecuencia estamos viendo el gas caliente ionizado de la galaxia. La mayor parte de la emisión proviene de la dispersión de electrones libres en plasmas interestelares. Cerca de algunas fuentes discretas, tal como el remanente de supernova Cas A (a 110° grados de longitud), una fracción significativa viene de la emisión sincrotrónica, es decir, por la aceleración de electrones en campos magnéticos fuertes.

Esta frecuencia corresponde a una longitud de onda $\lambda = c/\nu = 73.5$ cm, y una energía $E = h\nu = 2.7 \times 10^{-18}$ erg = 1.7×10^{-6} eV.

Hidrógeno atómico



Este imagen traza la densidad columnar de hidrógeno atómico, observado en la línea espectral de 21 cm de hidrógeno. Esta emisión proviene del MIE tibio, que se encuentra en nubes difusas de gas y polvo. Estas nubes tienen tamaños de hasta cientos de parsecs. El ancho del gas atómico crece conforme nos alejamos del centro de la galaxia.

Esta longitud de onda corresponde a una frecuencia $\nu = c/\lambda = 1.4$ GHz, y una energía $E = h\nu = 9.5 \times 10^{-18}$ erg = 5.9×10^{-6} eV.

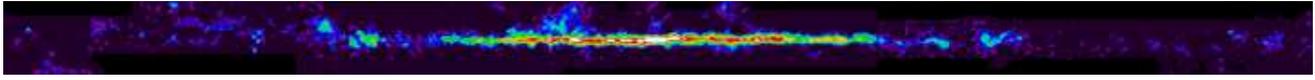
Continuo de radio (2.4-2.7 GHz)



Esta emisión de continuo viene del gas ionizado caliente (emisión libre-libre) o emisión sincrotrónica. Los datos extienden solamente hasta 5° del plano de la galaxia. Se ha sustraído la barra brillante de emisión en radio que se ve muy claramente en el imagen a 408 MHz para poder mostrar los objetos galácticos en más detalle.

Esta frecuencia corresponde a $\lambda = 11.1$ cm, y $E = 1.8 \times 10^{-17}$ erg = 1.1×10^{-5} eV.

Hidrógeno molecular



Se infiere la densidad columnar de hidrógeno molecular por utilizar la intensidad de la línea espectral $J = 1 - 0$ de CO, monóxido de carbono. Este molécula traza las partes frías y densas del MIE.

Vemos que este gas está concentrado en los brazos espirales en el disco en forma de nubes moleculares discretas. Estas nubes son sitios de la formación estelar. El gas molecular es mayoritariamente H_2 , pero esta molécula es difícil de observar bajo condiciones interestelares, y por eso se utiliza CO, la siguiente molécula más abundante, para trazarlo, suponiendo una proporcionalidad constante entre la densidad columnar del H_2 y la intensidad de la emisión en CO.

La *escala de altura* del gas molecular, $H_{\text{mol}} \sim 60$ pc, es mucho menos que la del gas atómico, $H_{\text{atm}} \sim 140$ pc. Además, el gas molecular parece estar confinado a la parte interna de la galaxia. La escala de altura es la altura z a la cual la densidad cae hasta una fracción $1/e$ de su valor en el plano, $z = 0$, suponiendo una distribución exponencial con z .

Esta transición corresponde a una frecuencia $\nu = 115$ GHz, una longitud de onda de 0.26 cm, y una energía $E = 7.6 \times 10^{-16}$ erg = 4.8×10^{-4} eV.

Infrarrojo



Una imagen compuesta de observaciones a 12, 60 y 100 μm (mediano y lejano infrarrojo) por el satélite astronómico infrarrojo (IRAS). Las tres diferentes longitudes de onda están representadas por diferentes colores (azul, verde y rojo respectivamente). La mayor parte de la emisión es térmica y proviene del polvo estelar que está siendo calentado por la luz de las estrellas.

Estas longitudes de onda corresponden a frecuencias entre 3.0×10^3 y 25×10^3 GHz, energías entre 0.012 y 0.1 eV y temperaturas entre 144 y 1,160 K.

Cercano infrarrojo



Una imagen compuesta de emisión en las bandas de longitud de onda 1.25, 2.2 y 3.5 μm por el instrumento DIRBE (experimento del fondo infrarrojo difuso) abordo el satélite COBE (explorador del fondo cósmico).

Los colores que representan los diferentes bandas son azul, verde y rojo respectivamente. La mayor parte de la emisión en estas longitudes de onda proviene de estrellas frías de baja masa (tipo K) ubicadas en el disco y el bulbo de la galaxia. El polvo interestelar no oscurece tanto la emisión a estas longitudes de onda, y por lo tanto podemos ver a través de la galaxia entera.

Las frecuencias correspondientes a estas longitudes de onda son entre 86×10^3 y 240×10^3 GHz, con energías entre 0.36 y 1 eV y temperaturas entre 4130 y 11,500 K.

Óptico



Debido al gran oscurecimiento por polvo interestelar, la luz en esta imagen proviene de gas y estrellas dentro de 1 kpc (1 kpc = 1000 pc) de nosotros, es decir, la vecindad local. Este gas tiene escala de altura de 800 pc.

Se pueden distinguir las nebulosas de gas caliente de baja densidad. Las manchas oscuras se deben a nubes absorbentes de polvo (que son evidentes en los mapas del hidrógeno molecular y el infrarrojo como regiones de emisión).

Esta emisión corresponde a la línea de $H\alpha$ de 6563 Å que corresponde a una frecuencia de 460×10^3 GHz. La energía es 1.9 eV.

Rayos X



Una imagen compuesta de las bandas de rayos X suaves a energías de 0.25, 0.75 y 1.5 keV (rojo, verde y azul respectivamente).

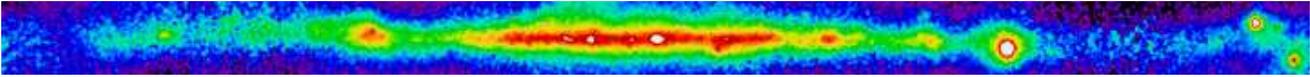
En la galaxia, la emisión extendida de rayos X suaves proviene de gas calentado por ondas de choque. Para las energías más bajas de este rango, los rayos X son absorbidos por el medio interestelar (MIE) y se pueden distinguir las nubes frías de gas interestelar como sombras contra la emisión en rayos X del fondo. Las variaciones en el color indican variaciones en la absorción o de las temperaturas de las regiones emisoras. Las franjas negras corresponden a regiones donde no hay observaciones a esta frecuencia.

Vemos que esta emisión está distribuida muy uniformemente en la imagen. Esto se debe a que la escala de altura del gas caliente es muy grande, unos 3 kpc.

Las longitudes de onda correspondientes a estas energías son entre 8 y 50 Å, con frecuencias entre 60 y 360×10^6 GHz. La temperatura de este gas está entre 2.3×10^6 y 1.7×10^7 K.

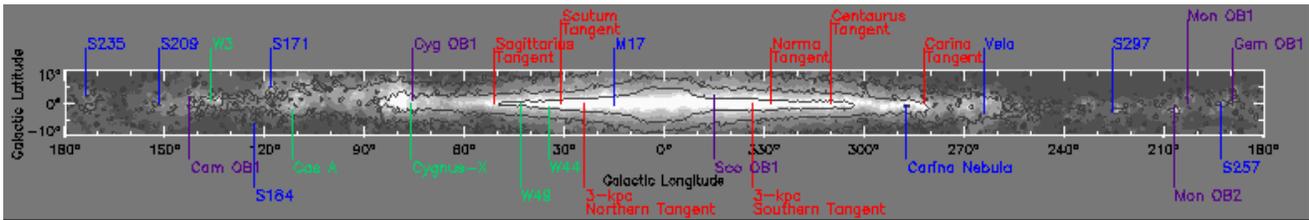
Rayos gama

La imagen muestra la intensidad de la emisión de rayos gama de alta energía observada por el instrumento EGRET (telescopio de experimento de rayos gama energéticos) abordo el satélite CGRO (observatorio de rayos gama, Compton).



La imagen incluye todos los fotones con energías mayores que 100 MeV. A estas energías la gran mayoría de los rayos gamma tienen su origen en las colisiones de los rayos cósmicos con los núcleos de hidrógeno en las nubes interestelares. Las fuentes compactas brillantes cerca a las longitudes galácticas 185° , 195° y 265° indican fenómenos de alta energía asociados a los pulsares del Cangrejo, Geminga y Vela respectivamente.

Diagrama de ubicación



Rojo: estructuras; Azul: regiones HII (fotoionizadas); Verde: fuentes de radio; Morado: asociaciones OB (estrellas masivas calientes).

1.3. Las componentes de la Galaxia

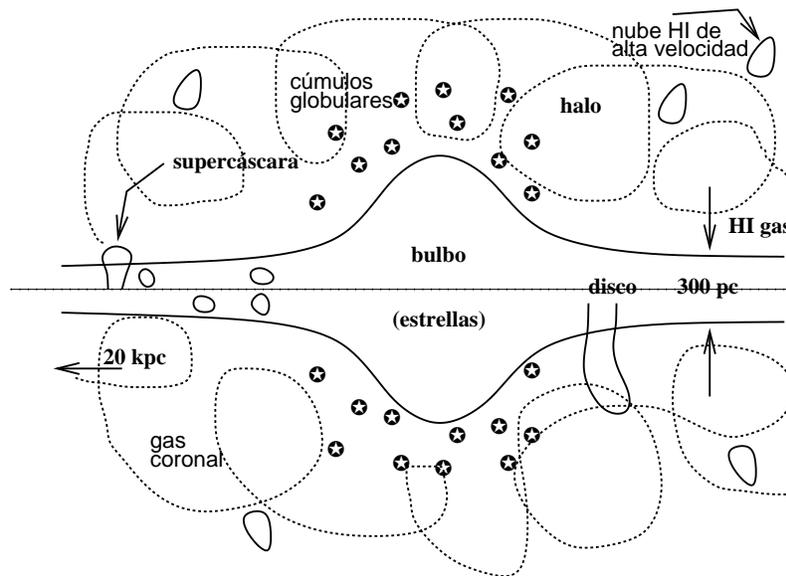


Figura 1.4: Las componentes de nuestra galaxia.

Nuestra galaxia, La Vía Láctea, es una galaxia espiral tipo Sbc. Tiene un bulbo central de estrellas y en el disco se encuentran los brazos espirales, gas, polvo y estrellas. También hay un halo en

donde se ubican los cúmulos globulares y unas nubes de hidrógeno neutro de muy alta velocidad. En el halo hay gas tenue, ionizado de alta temperatura, que se llama el gas coronal. Nosotros vemos la galaxia de canto desde nuestra perspectiva cerca al plano del disco y a una distancia 8500 pc (27,700 años luz) del centro de la galaxia. Las componentes más importantes del medio interestelar son:

El gas

60% H (hidrógeno) y 30% He (helio) por masa. Puesto que las masas de los átomos de helio e hidrógeno son $m_{\text{He}} = 4m_{\text{H}}$, entonces por número los porcentajes son $\sim 90\%$ H y $\sim 10\%$ He con $\sim 1\%$ otros elementos, suponiendo abundancias parecidas a las de la vecindad solar.

La densidad promedio de gas en la galaxia es $0.025 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$ que traduce en $n = 1$ partícula por centímetro cúbico. Esta cifra se estima a partir de la masa total de la galaxia y las estimaciones de su tamaño. La masa de la galaxia se puede obtener de la curva de rotación (calculada en base de suponer órbitas circulares) que se obtiene de las observaciones a 21 cm. La masa está dado por

$$M = \frac{u^2 a}{G} \quad (1.1)$$

en donde u es la velocidad de nube en una órbita circular de radio a alrededor del centro galáctico. Se obtiene $M \sim 1.4 \times 10^{11} M_{\odot}$. Esta masa compone tanto el gas como las estrellas, repartida $M_{\text{gas}}/M_{\text{est}} = 0.2$.

El diámetro de la galaxia se estima de observaciones de HI y de CO, $D \sim 40$ kpc, y la escala de altura del gas a partir de mapas de HI es ~ 140 pc. Así que, el volumen del disco Galáctico es $2 \times 10^{67} \text{cm}^{-3}$.

Por lo tanto, la densidad promedio del gas en el disco es $\rho_{\text{gas}} = 2.8 \times 10^{-24} \text{g cm}^{-3}$, es decir, $1 - 2$ partículas cm^{-3} .

Este gas puede ser molecular, atómico o ionizado. El gas molecular y atómico se encuentra en nubes más densas que la densidad promedio, $n_{\text{H}} \sim 10 - 10^3 \text{cm}^{-3}$. Los tamaños de estas nubes son de $10 - 100$ pc, los cuales implican masas de 10^2 a $10^5 M_{\odot}$. El gas ionizado normalmente se encuentra cerca de las estrellas masivas que son las fuentes de fotones ionizantes para este gas. Este gas en las llamadas regiones HII tiene temperaturas $\sim 10^4$ K. También hay una componente de gas de muy alta temperatura $T > 10^6$ K, lo cual implica una densidad muy baja $n_{\text{H}} \sim 10^{-4} \text{cm}^{-3}$. Este gas ha sido calentado por las ondas de choque de los remanentes de supernova o los vientos estelares.

El polvo

El polvo está compuesto de material de todos tamaños, desde moléculas demasiadas grandes para nombrar hasta rocas demasiadas pequeñas para nombrar. La distribución de tamaños de granos de polvo es $N(a) \sim a^{-3.5}$, donde a es el tamaño del grano, así que hay muchos granos pequeños.

El polvo se encuentra mezclado con el gas interestelar en las regiones atómicas e ionizadas, en las nebulosas planetarias y en las nubes moleculares. Juega un papel importante en regiones densas $n \sim 10 - 50 \text{cm}^{-3}$ donde los granos actúan como catalizadores para la formación de moléculas.

La densidad de polvo en la galaxia es $\sim 0.002 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$, por lo tanto $\rho_{\text{p}}/\rho_{\text{gas}} \simeq 0.1$.

Los rayos cósmicos

Son partículas cargadas de alta energía. Pueden ser protones, núcleos atómicos, antiprotones, elec-

trones, positrones etc. Tienen una densidad de energía de 0.5 eV cm^{-3} , la cual traduce en una equivalente densidad de masa de $\simeq 9 \times 10^{-34} \text{ g cm}^{-3}$ ($E = mc^2$).

El campo magnético

El valor promedio del campo magnético es $B \sim 10^{-6}$ gauss, lo cual implica una densidad de energía $u_B = B^2/8\pi = 0.2 \text{ eV cm}^{-3}$.

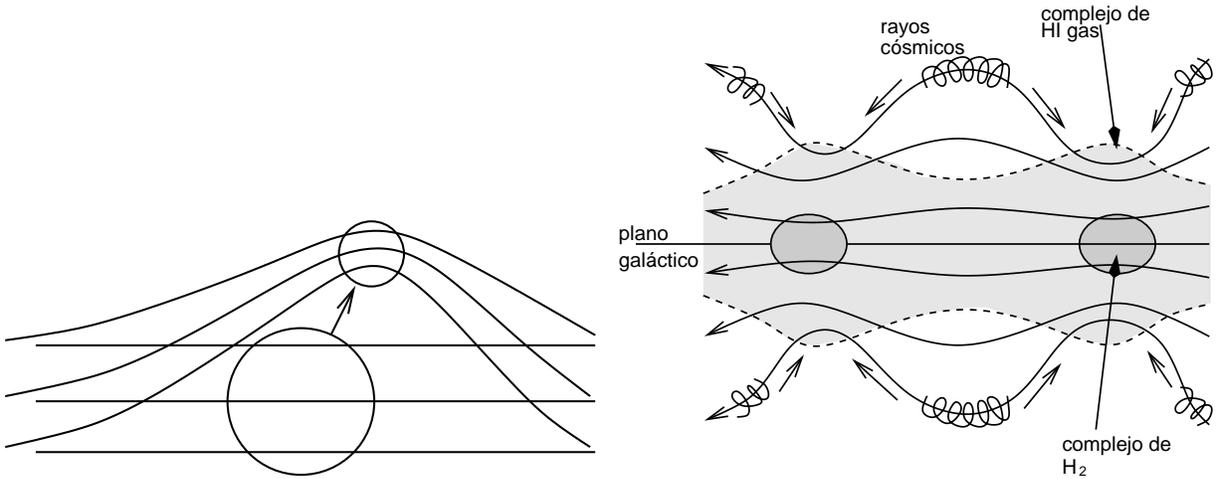


Figura 1.5: *Izquierda:* El congelamiento del flujo magnético. *Derecha:* La inestabilidad de Parker.

El campo magnético es mayor en las regiones densas debido al *congelamiento del flujo*. Los iones y electrones de un gas térmico parcialmente ionizado dan vueltas alrededor de las líneas del campo magnético. Por lo tanto, el gas y el campo magnético están congelados juntos. Si una nube de gas se mueve y se contrae, las líneas de campo tienen que moverse junto a ella y están comprimidas también. Al juntarse las líneas de campo, el campo magnético se vuelve más fuerte.

El campo magnético requerido para balancear la energía gravitacional de una nube de radio $R = 10 \text{ pc}$ y densidad $n_{\text{H}_2} = 300 \text{ cm}^{-3}$ es $B = 6 \times 10^{-5}$ gauss. Esto sugiere que los efectos magnéticos podrían ser importantes para soportar las nubes moleculares contra el colapso gravitacional.

Los campos magnéticos también confinan los rayos cósmicos en el siguiente sentido. El campo magnético está congelado al gas térmico. Este gas no puede escapar el potencial gravitacional de la galaxia. Los rayos cósmicos dan vueltas alrededor de las líneas de campo y, por lo tanto, están confinados a la galaxia.

Este mecanismo para confinar los rayos cósmicos es inestable. El gas térmico pesado prefiere estar más bajo en el pozo gravitacional de la galaxia y los rayos cósmicos y el campo magnético prefieren subir. Debido a que el campo magnético está congelado al gas esto no puede pasar. Sin embargo, el gas térmico sí puede deslizarse hacia abajo por las líneas del campo magnético y el campo y los rayos cósmicos pueden doblarse hacia arriba. Se ha propuesto que este mecanismo, conocido como la inestabilidad de Parker, es el responsable por formar complejos gigantes de nubes de HI y H₂.

La luz de las estrellas — tiene densidad de energía de 0.5 eV cm^{-3} .

Capítulo 2

El MIE de nuestra galaxia

2.1. El medio multifase

El MIE es extremadamente inhomogéneo. La densidad, temperatura y presión varían sobre varios órdenes de magnitud. Sin embargo, se espera que la presión varíe mucho menos que la densidad o la temperatura, debido a que las diferencias de presiones se suavizan en un tiempo dinámico. En una región dada, se logra igualdad de presiones en un tiempo de cruce de sonido. Esto es porque cualquier desviación del equilibrio hidrostático crea disturbios en la presión que viajan con la velocidad local del sonido, llevando a la igualdad de presiones.

Para un medio caliente, $T = 10^6$ K, la velocidad de sonido es $c \simeq 120 \text{ km s}^{-1}$, y por lo tanto una onda de sonido viaja una distancia de 10 kpc en $\sim 8 \times 10^7$ años. Para un medio frío, $T = 100$ K, la velocidad de sonido es $c = 1.2 \text{ km s}^{-1}$, y por lo tanto una onda de sonido viaja una distancia de 1 kpc en $\sim 8 \times 10^8$ años. La edad de la galaxia es 15×10^9 años y, a la posición del Sol, gira una vez cada 2.4×10^8 años. Entonces, en la galaxia ha habido tiempo suficiente para igualar las presiones a gran escala.

Mucha de la masa de la galaxia está concentrada en nubes frías— tanto atómicas como moleculares— las cuales ocupan una fracción pequeña del volumen. Estas nubes están en equilibrio de presión con el gas internubes tibio y caliente que ocupa la mayor parte del volumen.

Tal medio de multifases es posible debido a la forma de la curva de balance térmico en un gas ópticamente delgado.

Si $\mathcal{L} = \Lambda - \Gamma$ representa la tasa neta de pérdida de calor por unidad de masa del gas, entonces el balance térmico quiere decir que $\mathcal{L} = 0$. Esta función tiene la forma graficada en el plano $\log T - \log \rho$.

Arriba de la curva, $\mathcal{L} > 0$, es decir, el enfriamiento es mayor que el calentamiento. Por otro lado, debajo de la curva, $\mathcal{L} < 0$, porque el calentamiento es más grande que el enfriamiento.

Las partes planas de la curva, H, F y W, a temperaturas $T \sim 10^2$ K, 10^4 K y 10^6 K son donde el calentamiento balancea el enfriamiento a la misma T sobre un rango amplio de densidades.

Imaginemnos ahora que tenemos un gas uniforme en reposo y en equilibrio térmico a una cierta densidad ρ y temperatura T . Consideremos un grumo de este gas y lo perturbamos fuera de la curva de equilibrio pero mantenemos que la presión se mantiene constante, $P \propto \rho T = \text{cte}$. Esto corresponde a una línea a -45° en la gráfica (la línea quebrada indicada).

Suponemos, por ejemplo que el medio existe en el punto F y desplazamos el grumo a temperaturas más bajas y densidades más altas por esta línea $P = \text{cte}$. Entonces, el grumo llega a una parte de la gráfica en donde $\mathcal{L} < 0$, es decir el calentamiento excede el enfriamiento. Por lo tanto, el grumo

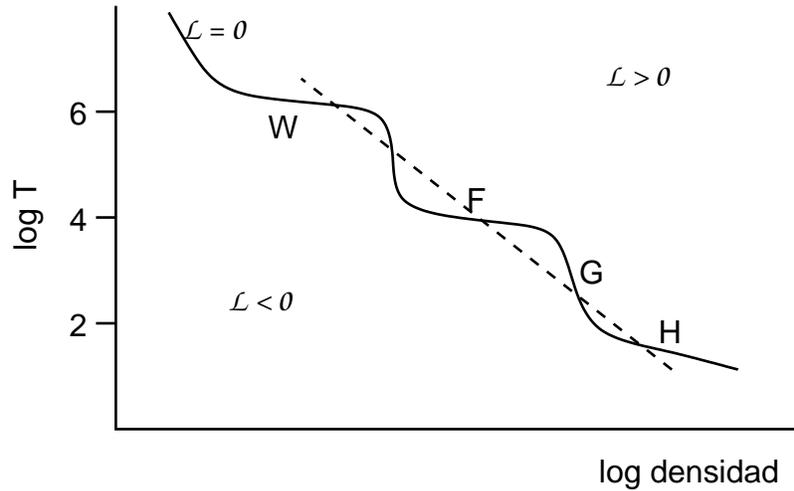


Figura 2.1: Diagrama esquemático del balance térmico en el MIE.

se calienta y regresa hacia el punto F. Si hubieramos desplazado el grumo a una región en donde $\mathcal{L} > 0$, entonces el grumo hubiera enfriado y regresado al punto F. Entonces gas inicialmente en la parte plana F ($T \sim 10^4$ K) es térmicamente estable.

Podemos concluir lo mismo para las demás partes planas H ($T \sim 10^2$ K) y W ($T \sim 10^6$ K).

Sin embargo, si el medio existe en la región inclinada, G, un grumo de este medio desplazado a temperaturas más bajas y densidades más altas entra a una región en donde $\mathcal{L} > 0$, es decir, el enfriamiento es mayor que el calentamiento. En consecuencia, a presión constante, el grumo se vuelve más y más frío hasta llegar a la región H. Si lo desplazamos a temperaturas más altas el grumo entra una región en donde el calentamiento es mayor, entonces se calienta hasta llegar a la región F. La región inclinada, G, es entonces térmicamente inestable y se separa en dos fases estables, F y H, en equilibrio de presiones.

Estos argumentos forman la base del modelo multifase del medio interestelar.

Entonces, nubes frías ($T \sim 10^2$ K) neutras pueden coexistir con un medio internubes tibio ($T \sim 10^4$ K) neutro sobre un rango limitado de presiones que esta cerca a las presiones observadas en el MIE. Estas dos fases están embebidas en una fase caliente ($T \sim 10^6$ K). Esta fase caliente se debe a que las explosiones de supernovas en la galaxia son lo suficientemente frecuentes que calientan un volumen grande del MIE. Se estima una supernova cada 30 años. En este modelo la presión en el MIE está determinada dinámicamente por la evolución de los remanentes de supernova que generan la turbulencia suficiente para soportar el peso del gas neutro tibio y ionizado muy arriba del plano galáctico.

Un resumen de las componentes gaseosas de la galaxia y sus respectivos factores de llenado (es decir, fracción que ocupan) del volumen y de la masa está dado en la tabla:

| Componente | Densidad | Temperatura | f_V | f_M |
|------------|----------|-----------------|-------|--------|
| MIC | 0.005 | 5×10^5 | 0.5 | 0.0013 |
| MNT/MIT | 0.3 | 8000 | 0.5 | 0.08 |
| MNF | 20 | 100 | 0.04 | 0.4 |
| NM | 300 | 30 | 0.003 | 0.5 |

El MIC (Medio ionizado caliente) se debe a los remanentes de supernova. Tiene una densidad muy

baja, llena la mitad del volumen ($f_V = 0.5$) del MIE pero constituye nada más 0.13% de la masa del MIE. El MIC tiene una escala de altura muy grande, que quiere decir que se puede encontrar gas caliente a alturas muy grandes arriba del plano de la galaxia.

El MNT (Medio neutro tibio) se encuentra en capas rodeando los núcleos de las nubes densas y frías. Es calentado por los rayos X suaves en el MIE. El MIT (Medio ionizado tibio) consta de las regiones fotoionizadas.

El MNF (Medio neutro frío) está confinado a nubes atómicas en el plano de la galaxia.

Las NM (Nubes moleculares) son autogravitantes y por eso no sienten la presión del MIE. Sin embargo, estas contienen una proporción muy grande de la masa del MIE. Son la parte más fría del MIE. Están ubicadas en el plano de la galaxia y trazan los brazos espirales.

2.2. Interacciones entre las fases

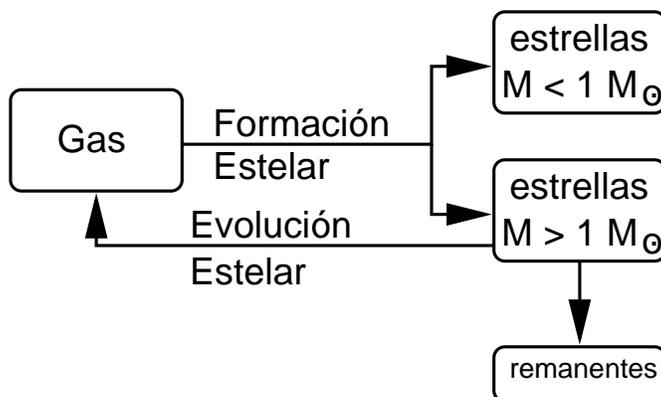


Figura 2.2: Flujo de material entre el gas y las estrellas.

Las estrellas se forman de las nubes moleculares frías. Las estrellas de masa $< 1 M_{\odot}$ no regresan mucha de su masa al medio interestelar: sus vientos estelares son muy débiles y en su fase de gigante roja tampoco contribuyen mucho a la masa de gas. Terminan sus vidas como enanas blancas ó enanas cafés.

Las estrellas de masa $1 < M < 8 M_{\odot}$ en su fase de gigante roja son una fuente importante de los elementos CNO en la galaxia. Estas estrellas están frías ($T < 3000$ K) y por lo tanto pierden material en forma molecular y muy polvosa. Los envoltentes se vuelven nebulosas planetarias. Los remanentes de esta fase son las enanas blancas.

Se estima que la tasa de pérdida de masa total para las gigantes rojas y nebulosas planetarias en toda la galaxia es $\dot{M}_T \sim 0.3 - 0.6 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

Las estrellas masivas $M > 8 M_{\odot}$ pierden cantidades grandes de masa por medio de sus vientos estelares masivos y al final de sus vidas explotan como supernovas. Los fotones ionizantes de estas estrellas masivas en su etapa en la Secuencia Principal calientan el medio interestelar, dando origen a las fases del Medio Neutro Tibio y Medio Ionizado Tibio. Los remanentes de supernova constituyen el Medio Ionizado Caliente con temperaturas arriba de 10^6 K. Los vientos estelares enriquecen el MIE con productos de fusión del proceso triple- α y las supernovas enriquecen el MIE con elementos aún más pesados. Los remanentes de estas estrellas son las estrellas de neutrones.

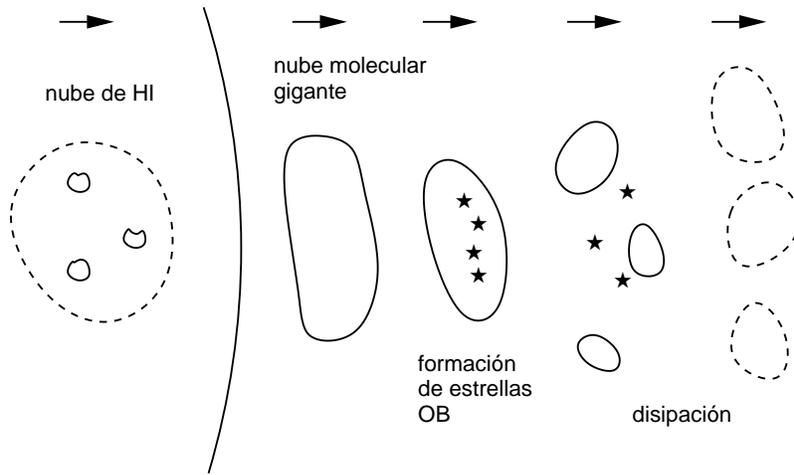


Figura 2.3: Efecto de una onda de densidad en el gas del MIE.

Si el HI gas de baja densidad de la galaxia está girando más rápido que el patrón espiral, entonces puede rebasar los brazos espirales de atrás. La onda de densidad que crea el brazo espiral se mueve a la mitad de la velocidad del material en el disco. Al entrar al brazo, el gas va más despacio y es comprimido. Se forman las nubes moleculares gigantes. De estas nubes se forman las estrellas O y B (y todo tipo de estrellas también). La radiación y los vientos estelares de las estrellas masivas rompen las nubes y disocian las moléculas.

2.3. El MIE frío: Las nubes moleculares

No se puede utilizar la molécula H_2 como trazador del gas molecular, aunque sea su constituyente más abundante. La razón es por que esta molécula está compuesta de dos núcleos idénticos y, por lo tanto, no tiene momento de dipolo permanente y un momento de inercia muy pequeño. En consecuencia, no posee ninguna transición permitida en longitudes de onda de radio.

Sin embargo, se puede utilizar la transición $J = 1 - 0$ de la molécula CO como trazador del gas H_2 . Para nubes en equilibrio virial, $2K + W = 0$, (es decir, la energía cinética (una cantidad positiva) es igual en magnitud a un medio la energía gravitacional (una cantidad negativa)), la luminosidad observada en CO está dada por

$$L_{CO} = \left(\frac{3\pi G}{4\rho} \right)^{1/2} T_{CO} M, \quad (2.1)$$

en donde T_{CO} es la temperatura máxima de brillo de la transición de CO, G es la constante gravitacional, ρ es la densidad de la nube y M es su masa.

Suponiendo que todas las nubes tienen densidades y temperaturas similares, entonces la luminosidad observada en CO es proporcional a la masa total contenida en el haz del telescopio.

Los primeros estudios del CO en la galaxia se hicieron en 1975 (Scoville y Solomon; Burton et al.). El resultado principal era que la emisión molecular está concentrada en un anillo de 3–7 kpc del centro de la galaxia. La mayor parte del material molecular está confinado a nubes discretas.

En la figura 2.4 vemos las distribuciones radiales en el plano de la galaxia de H_2 , HI y regiones HII gigantes. La distribución molecular tiene una concentración muy fuerte hacia el centro de la

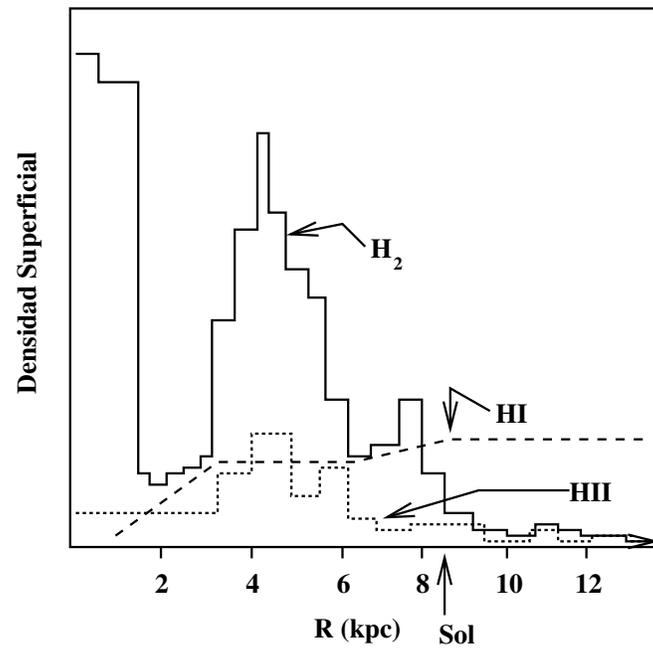


Figura 2.4: Distribución radial de gas en la galaxia.

galaxia y también en un anillo de radio 3–7 kpc. El anillo también es prominente en la distribución de regiones HII. Esto sugiere que hay una conexión entre las nubes moleculares y los sitios de formación de estrellas masivas. Por otro lado, la distribución de HI es casi constante con el radio y decae en las regiones centrales de la galaxia. El 90 % de la masa de H_2 se encuentra dentro del radio del Sol, mientras que solamente 30 % del HI se encuentra en esta región. Podemos entender mejor la distribución de las nubes moleculares en nuestra galaxia por observar de frente otras galaxias espirales, por ejemplo M51.

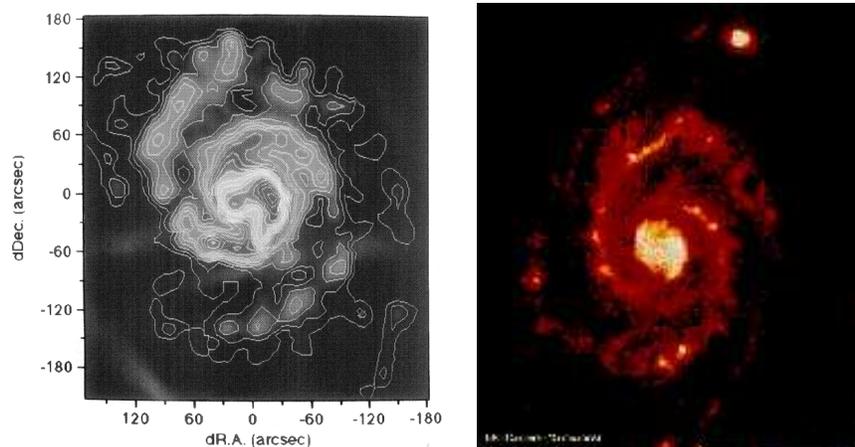


Figura 2.5: *Izquierda*: Intensidad observada de CO en la galaxia espiral M51. *Derecha*: Imagen de M51 a $15\mu\text{m}$ por el satélite ISO.

Observaciones de esta galaxia muestran que el CO (y por eso, las nubes moleculares) está concentrado en los brazos espirales. Además, sugieren que nubes moleculares preexistentes se juntan en

los brazos espirales debido al pozo potencial del brazo. Se supone que la probabilidad de colisiones entre nubes aumenta en estas zonas y que en la zona de colisión se forman asociaciones de estrellas OB (cúmulos de estrellas masivas que dan origen a las regiones HII gigantes).

2.4. Hidrógeno atómico: La línea de 21 cm

En regiones donde el gas interestelar está frío, el hidrógeno está neutro y en su estado base. Este estado base tiene dos niveles separados por una muy pequeña diferencia de energía. Esto es por que tanto el protón como el electrón tiene espín intrínseco. Este espín genera un campo magnético dipolar (como el campo de un iman de barra) que llamamos el momento magnético y que está representado por un vector proporcional al momento angular vectorial.

Existen dos posibles configuraciones del estado base del átomo de hidrógeno neutro: en una configuración los vectores del momento magnético del protón y electrón son paralelos (o alineados) y en la otra son antiparalelos (o opuestos). La energía del caso alineado es más alto, debido a que los vectores se suman. Además, como el caso de dos imanes en barra paralelos se repelen, el protón y el electrón no están tan fuertemente atados en sus órbitas mutuas. En el segundo caso, la energía es más baja y el protón y el electrón están más fuertemente atados.

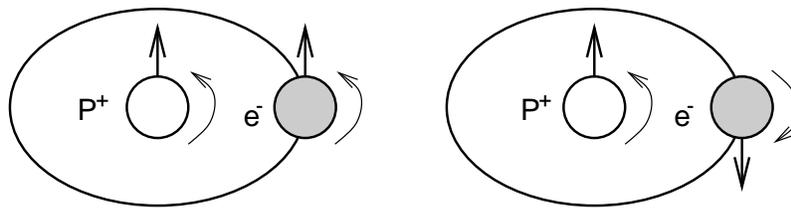


Figura 2.6: Alineamiento de espín para H.

Es decir, la configuración alineada tiene una energía un poquito más alta que la configuración opuesta. Llamamos este efecto el *desdoblamiento hiperfino* del estado base del átomo de hidrógeno. Una transición espontánea del estado hiperfino más alto al estado más bajo puede ocurrir, acompañado por un cambio en la dirección del espín del electrón (de alineada a opuesta) con la emisión de un fotón de muy baja energía. Esta emisión produce la línea espectral de 21 cm del hidrógeno neutro que se puede observar en radio a una frecuencia de 1.420406 GHz.

En el medio interestelar se puede efectuar esta transición cuando dos átomos de hidrógeno colisionan (generalmente hay un intercambio de electrones durante este proceso). Una colisión puede resultar en excitación, desexcitación o ningún cambio. Un cambio en cualquiera de las dos direcciones ocurre cada ~ 400 años para un átomo de hidrógeno dado en el MIE. Por otro lado, la transición espontánea es fuertemente prohibida y por lo tanto ocurre en promedio una vez cada millón de años. Eventualmente se alcanza un equilibrio de un cociente entre alineados y opuestos de 3:1. Sin embargo, sobre distancias del orden de 1 kpc ocurren suficientes transiciones para que se pueda detectar la línea espectral a 21 cm.

El perfil de esta línea frecuentemente tiene varios picos debido al corrimiento Doppler; los cuales indican que hay varias componentes de este HI gas, o bien, que el gas está concentrado en regiones discretas con velocidades distintas.

2.5. Datos de 21 cm y la estructura espiral de la Galaxia

Debido a que la absorción interestelar es despreciable a la longitud de onda de 21 cm, la emisión en esta línea es detectable en todas partes de la Galaxia. En consecuencia, podemos detectar las regiones de la Galaxia muy lejanas a la vecindad solar.

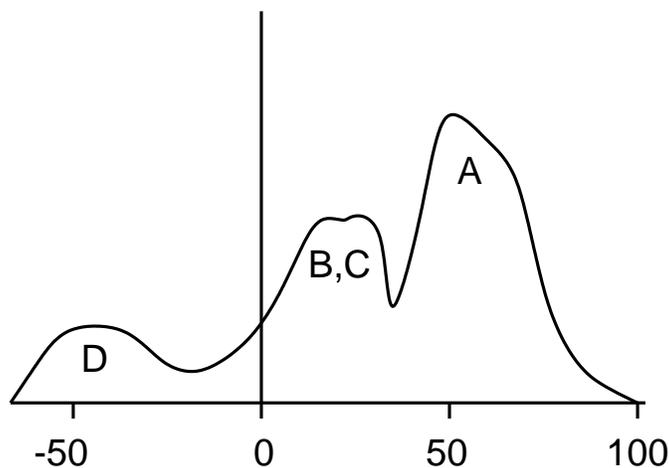


Figura 2.7: Perfiles de líneas y corrimientos Doppler.

Los varios picos que se distinguen en los perfiles de la línea de 21 cm en una línea de visión dada son debidos a la concentración de hidrógeno en los brazos espirales. Los perfiles que se observan a una cierta longitud Galáctica, l , tienen picos Doppler que se mueven de cierta manera conforme variamos l . Cada pico representa un brazo espiral intersectado por la línea de visión.

Si interpretamos el corrimiento Doppler en términos de la velocidad radial de esa porción del brazo y luego aplicamos las formulas de la rotación Galáctica, podemos encontrar la distancia al brazo. Sin embargo, hay incertidumbres en este cálculo debido a la suposición de órbitas circulares, cuando esto realmente no es el caso. Se puede refinar el modelo para tomar en cuenta varias asimetrías.

2.5.1. Rotación de la galaxia

Todo el material del MIE, es decir, el polvo y el gas, en el plano de la Galaxia gira alrededor del centro galáctico. Si fuera un cuerpo rígido, todo giraría con el mismo periodo. Sin embargo, la realidad es que el material más cercano al centro gira con un periodo más corto que el material más lejano (también los planetas de nuestro sistema solar tienen la misma propiedad). Cuando el periodo orbital depende de la distancia del centro decimos que el material exhibe **rotación diferencial**.

Con respecto al Sol, la velocidad radial de la nube/estrella en el punto P es

$$v_r = V \cos \alpha - V_0 \sin l . \quad (2.2)$$

La ley de senos nos dice

$$\frac{\sin l}{R} = \frac{\sin(90 + \alpha)}{R_0} \equiv \frac{\cos \alpha}{R_0} , \quad (2.3)$$

lo cuál implica

$$v_r = \frac{VR_0 \sin l}{R} - V_0 \sin l . \quad (2.4)$$

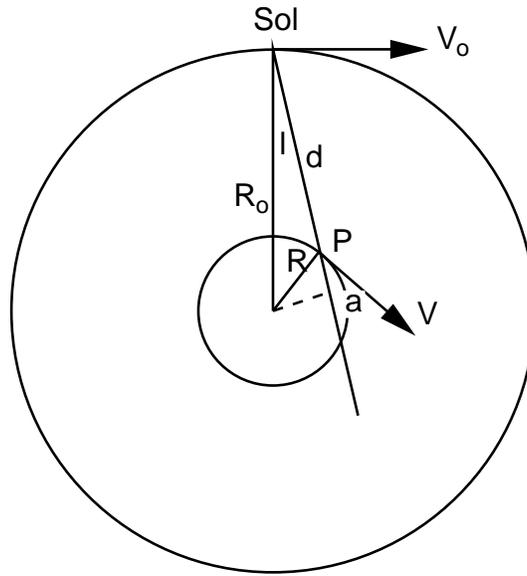


Figura 2.8: Geometría para rotación galáctica.

La velocidad angular del punto P es $\omega = V/R$ mientras la del Sol es $\omega_o = V_o/R_o$, así que

$$v_r = R_o(\omega - \omega_o) \sin l . \quad (2.5)$$

La velocidad angular ω es más grande para R decreciente. Cuando $l < 90^\circ$ vemos que si $R < R_o$ entonces v_r es positiva y aumenta conforme el punto P se acerca al centro galáctico. Para $R > R_o$ entonces $\omega < \omega_o$ y por lo tanto v_r es negativa.

La máxima velocidad $v_{r,max}$ se obtiene cuando $\alpha = 0$ y $R = R_{min}$. En tal caso

$$v_{r,max} = R_o(\omega_{R_{min}} - \omega_o) \sin l , \quad (2.6)$$

y, suponiendo $\omega - \omega_o$ chiquito se puede utilizar la aproximación $\omega - \omega_o \simeq (R - R_o) \frac{d\omega}{dR_o}$. En consecuencia,

$$v_{r,max} = -2A(R_{min} - R_o) \sin l \quad \text{donde} \quad A = -\frac{R_o}{2} \frac{d\omega}{dR_o} . \quad (2.7)$$

A es una constante de Oort y tiene valor de $15 \text{ km s}^{-1} / \text{kpc}$.

Combinando las varias ecuaciones y recordando que $\sin l = R_{min}/R_o$ obtenemos

$$v_{r,max} = 2A(1 - \sin l)R_o \sin l \quad \text{en donde} \quad R_o = 8.5 \text{ kpc} . \quad (2.8)$$

2.5.2. Desenredando el perfil de 21 cm

Ahora, con las ecuaciones de la rotación galáctica, podemos desenredar el perfil de 21 cm.

Para una longitud galáctica de $l = 40^\circ$ la velocidad radial máxima es $\sim 58.6 \text{ km s}^{-1}$.

La componente D tiene velocidad negativa, que quiere decir que se ubica muy lejos del Sol. La componente A tiene velocidad cercana a la velocidad radial máxima, y por lo tanto debe ubicarse cerca al punto más cercano al centro.

Las componentes B y C tienen casi la misma velocidad y se requeriría más información para poder decidir su ubicación exacta. Unas observaciones arriba/abajo del plano podrían ayudar a

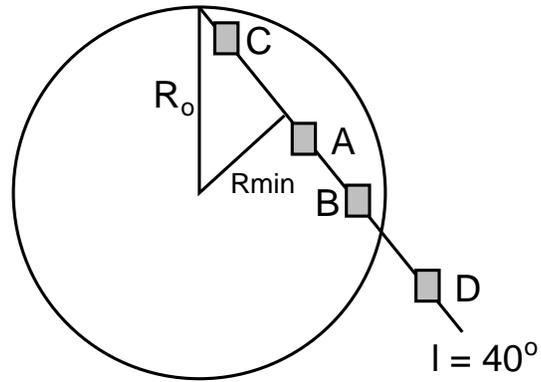


Figura 2.9: Geometría de línea de visión para los perfiles de 21 cm.

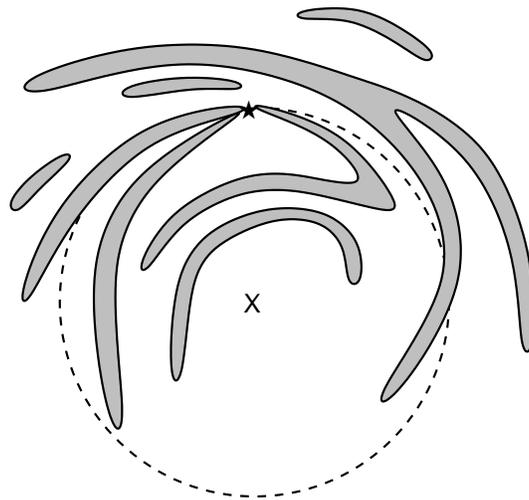


Figura 2.10: Brazos de la galaxia obtenidos a partir de observaciones a 21 cm.

diferenciar entre ellos. Un resultado podría ser el mostrado en la gráfica: que la nube B se ubica más lejos que la nube A y que la nube C se encuentra muy cerca al Sol.

La distribución de los máximos de HI en nuestra galaxia muestra la existencia de brazos espirales. Además de los brazos espirales, observaciones de radio del gas HI han demostrado que el ancho de la capa de HI aumenta con el radio. En la vecindad solar, este ancho es de ~ 300 pc. A un radio de 15 kpc el ancho es 1 kpc. Esto se llama el ensanchamiento del plano de la galaxia.

Otras estructuras observadas en HI son las cáscaras y súpercasacas que son filamentos que forman partes de arcos circulares. Empiezan en el disco y se extienden muy arriba del plano. Estas estructuras tienen tamaños de hasta 1.2 kpc y sus velocidades de expansión implican energías cinéticas de orden 10^{53} ergs, es decir, mayor que una supernova.

2.6. Las nubes de alta velocidad

Observaciones a 21 cm a latitudes altas de la galaxia han mostrado estructuras de HI en forma de nubes discretas. Estas nubes tienen tres regímenes de velocidades relativas al estandar local de reposo:

- Nubes de alta velocidad – 70 a 120 km s^{-1}
- Nubes de velocidad intermedia – 30 a 70 km s^{-1}
- Nubes de muy alta velocidad – $> 120 \text{ km s}^{-1}$

Casi todas estas nubes tienen velocidades de acercamiento (i.e., negativas). Este material podría provenir de una interacción de fuerzas de marea entre nuestra galaxia y nuestras galaxias vecinas: las Nubes Mayor y Menor de Magallanes. El pozo gravitacional de nuestra galaxia está atrayendo al gas de estas galaxias enanas en un filamento que se rompe en fragmentos cerca al polo galáctico sur.

Capítulo 3

Regiones de Formación Estelar

3.1. Formación de las Estrellas

3.1.1. Colapso gravitacional de nubes moleculares

Si las nubes moleculares son los sitios de formación estelar, ¿qué condiciones deben cumplirse para que una nube se colapse para formar una estrella? Este problema fue investigado por Jeans (1902) por considerar los efectos de desviaciones pequeños del equilibrio hidrostático.

La condición de equilibrio para un sistema autogravitante y estable está descrito por el teorema del Virial:

$$2K + W = 0 \quad ,$$

donde K es la energía cinética del sistema y W es la energía potencial (es decir, gravitacional). Si algo pasa al sistema tal que $2K > |W|$ entonces la presión del gas dominará sobre la fuerza de la gravedad y la nube empezará a expandirse. Por otro lado, si la energía cinética interna de la nube de repente disminuye entonces la gravedad dominará y la nube empezará a colapsarse.

La energía potencial gravitacional de una nube esférica de densidad constante está dada por

$$W \simeq -\frac{3}{5} \frac{GM_n^2}{R_n} \quad ,$$

donde M_n es la masa de la nube y R_n es su radio. Podemos también estimar la energía cinética de la nube, $K = \frac{3}{2}NkT$, donde k es la constante de Boltzmann ($k = 1.3807 \times 10^{-16}$ erg K^{-1}) y T es la temperatura de la nube, N es el número total de partículas,

$$N = (\text{masa de la nube})/(\text{masa de una partícula}) = M_n/(\mu m_H) \quad ,$$

donde μ es la masa molecular promedio (en unidades de la masa de un protón) y m_H es la masa de un protón.

Por lo tanto, por el teorema del virial, la condición para el colapso gravitacional ($2K < |W|$) es

$$\frac{4M_n kT}{\mu m_H} < \frac{3}{5} \frac{GM_n^2}{R_n} \quad .$$

Podemos sustituir el radio de la nube R_n para utilizar la densidad de masa de la nube, ρ_0 (una cantidad que se puede estimar observacionalmente)

$$R_n = \left(\frac{3M_n}{4\pi\rho_0} \right)^{1/3} \quad .$$

Ahora podemos resolver para la masa mínima necesaria para iniciar el colapso espontáneo de la nube. Esta condición se conoce como el *criterio de Jeans*, $M_n > M_J$, donde

$$M_J \simeq \left(\frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{1/2} .$$

La cantidad crítica M_J se llama la *masa de Jeans*.

Empleando la expresión para el radio podemos escribir el criterio de Jeans en términos del radio mínimo (la *longitud de Jeans*) necesario para colapsar una nube de densidad ρ_0 :

$$R_n > R_J \simeq \left(\frac{15kT}{4\pi G\mu m_H \rho_0} \right)^{1/2} .$$

Ejemplo: Consideramos el núcleo denso de una nube molecular gigante. La temperatura típica es $T = 150$ K y la densidad típica es $n = 10^8$ partículas cm^{-3} , lo cual implica $\rho_0 = 2m_H n = 2.3 \times 10^{-16}$ g cm^{-3} . En este caso la masa de Jeans es $M_J \sim 5M_\odot$. La masa típica de uno de estos objetos es $10 - 1000 M_\odot$ y por lo tanto los núcleos de las nubes moleculares gigantes son inestables al colapso gravitacional porque sus masas exceden la masa de Jeans.

Por otro lado, para una nube difusa compuesta de hidrógeno neutro de temperatura y densidad típica $T = 200$ K, $n = 1000$ cm^{-3} , es decir $\rho_0 = 1.67 \times 10^{-21}$ g cm^{-3} , entonces la masa de Jeans es $M_J \sim 8000 M_\odot$, la cual excede por mucho la masa de cualquier nube difusa que se haya observado. Por lo tanto, las nubes difusas son estables contra el colapso gravitacional.

3.1.2. Fragmentación y la función inicial de masa

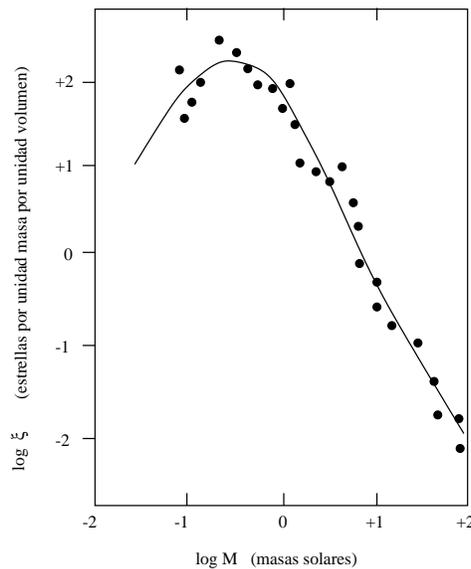


Figura 3.1: Función inicial de masa.

Este análisis sencillo implica que se pueden formar estrellas con masas hasta la masa inicial de una nube molecular. Sin embargo, sabemos que esto no ocurre en la práctica. Además, parece que las estrellas se forman en grupos, desde sistemas binarios de 2 estrellas hasta cúmulos que contienen

cientos de miles de miembros. Esto se puede entender si la nube en colapso se fragmenta durante el proceso (por que la densidad de la nube en colapso va a aumentar y por lo tanto la masa de Jeans va a decrecer) y luego cada fragmento satisface su propio criterio de Jeans y empieza a colapsarse localmente. Esto podría llevar a la formación de grandes cantidades de objetos pequeños.

El proceso de colapso se detiene cuando la temperatura en el centro del objeto en colapso alcanza temperaturas suficientes para prender la fusión. Esto ocurre si la masa de la “protoestrella” supera unos $0.08M_{\odot}$. Para objetos en colapso menos masivos, el colapso se detiene porque la temperatura en el núcleo genera una presión suficiente para soportar el objeto contra el colapso.

En general, se forman un mayor número de estrellas de baja masa que de alta masa cuando una nube molecular se fragmenta. Entonces el número de estrellas que forman por unidad de masa por unidad de volumen depende fuertemente en la masa. Esta dependencia se conoce como la *función inicial de masa*.

Como consecuencia del proceso de fragmentación, la gran mayoría de las estrellas formadas tienen baja masa. Esto, junto con las tasas de evolución muy dispares, hace que las estrellas masivas sean objetos muy raros, mientras las estrellas de baja masa se encuentran por todos lados.

El punto al cual una protoestrella llega a la secuencia principal y empieza la fusión de hidrógeno en estado de equilibrio se conoce como la *secuencia principal de edad cero (ZAMS)*. El lapso de tiempo requerido para que una estrella colapse hacia el ZAMS es inversamente proporcional a su masa: una estrella de $0.5M_{\odot}$ tarda más que 100 millones de años para llegar al ZAMS, mientras que una estrella de $15M_{\odot}$ tarda solamente unos 60,000 años.

Cuando una estrella masiva y caliente llega al ZAMS con tipo espectral O o B, gran parte de la radiación de la estrella se emite en la región ultravioleta del espectro electromagnético. Si los fotones producidos tienen energías superiores a 13.6 eV pueden llegar a ionizar el gas neutro (H I) que rodea la estrella recién formada, dando lugar a las llamadas *regiones H II*.



Figura 3.2: La nebulosa de emisión Roseta.

3.2. La interacción de fotones con el MIE

3.2.1. Regiones HII

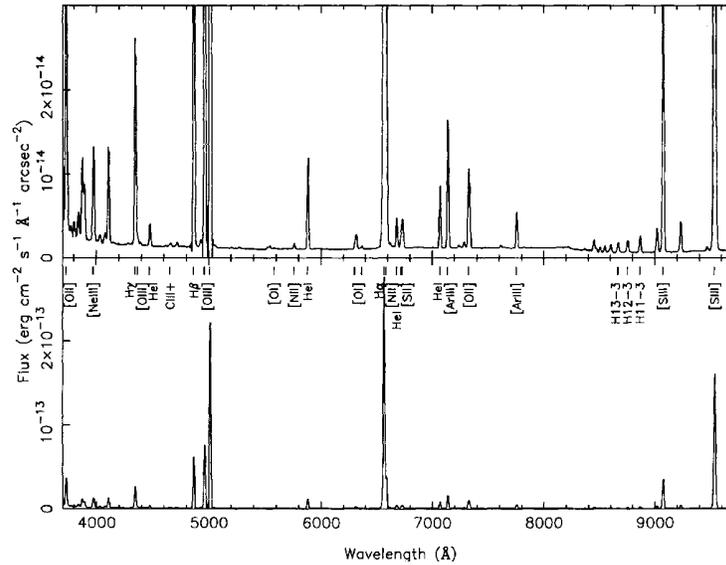


Figura 3.3: Espectro típico de la nebulosa de Orión.

Algunas de los objetos más espectaculares en la galaxia son las nubes difusas que parecen manchas irregulares de gas ópticamente visible. Estas nebulosas están confinadas al plano de la galaxia. Sus densidades son de orden $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ y sus tamaños son de unos pocos parsecs. Sus espectros son ricos en líneas de emisión, como las líneas de Balmer de hidrógeno.

También se observan líneas prohibidas que vienen de transiciones entre niveles de energía de átomos como O^+ , O^{++} , S^+ , N^+ y otros. Colisiones de estos iones con electrones térmicos excitan los iones a niveles superiores al estado base. Bajo condiciones de densidad y presión terrestres esta situación rápidamente se resuelve por medio de colisiones con otros átomos e iones. Sin embargo, bajo las condiciones de baja densidad en el gas interestelar, estos iones excitados tienen tiempo para deexcitarse radiativamente, emitiendo un fotón “prohibido” con una longitud de onda característica.

Nebulosas difusas también emiten en otras regiones del espectro, en particular en longitudes de onda de radio. En esta región del espectro producen tanto un espectro continuo (de radiación libre-libre que proviene de la aceleración de electrones en órbitas no ligadas) como líneas espectrales.

La temperatura del gas en una región HII es bastante alta, de orden de 5×10^3 a 10^4 K , con poca variación entre nebulosas.

La fuente de excitación del gas es una estrella de tipo espectral temprano (una estrella tipo O o B). Estas estrellas tienen temperaturas efectivas muy altas (2×10^4 a $6 \times 10^4 \text{ K}$).

Una fracción sustancial de los fotones radiados por estas estrellas tiene energía suficiente para poder fotoionizar hidrógeno y oxígeno. La energía cinética impartida a los electrones eyectados por el proceso de fotoionización es la fuente de calor de la nebulosa.

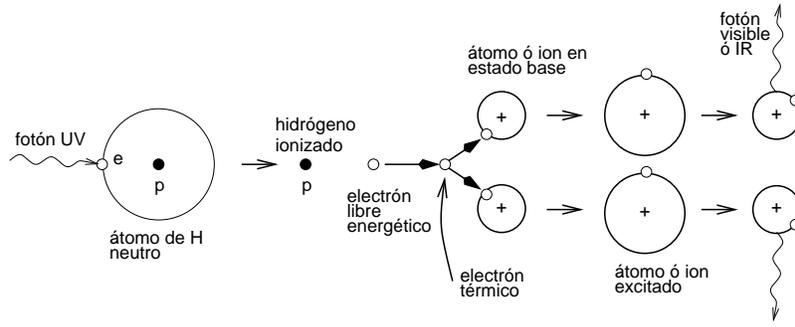


Figura 3.4: Calentamiento por fotoionización y enfriamiento radiativo.

3.2.2. Nebulosas de puro hidrógeno

Procesos físicos básicos

La gran mayoría de las características importantes de las regiones excitadas por fotones provienen de la presencia de hidrógeno, el elemento más abundante, así que, primero consideramos regiones de puro hidrógeno. Suponemos por ahora que la nebulosa es estática, ó bien, que las escalas de tiempo dinámicas son más largas que las escalas de tiempo asociadas a procesos atómicos y moleculares. Fotones de energías $h\nu \geq I_H$ (en donde I_H es el potencial de ionización de hidrógeno) eyectan electrones de los átomos. Esto se llama *fotoionización*. La energía en exceso, $h\nu - I_H$, se convierte en la energía cinética del electrón eyectado.

La fuerte interacción de Coulomb entre los protones y los electrones produce el proceso de *recombinación*, el inverso de la fotoionización. En efecto tenemos la reacción reversible



La energía del fotón producido por la recombinación es la suma de la energía cinética del electrón que se recombina y la energía de ligadura del electrón en el nivel de energía a donde se recombina ($= I_H/n^2$, donde n es el número cuántico principal del nivel hacia donde ocurre la recombinación). Después de la recombinación, se producen más fotones cuando el electrón tiene una cascada por los niveles de energía hacia el nivel base. Este proceso produce las líneas de las series de Balmer y Lyman de hidrógeno.

En un estado de equilibrio, hay un balance entre las tasas de reacción en las dos direcciones. Esto se llama la *condición de balance de ionización* y determina el grado de ionización del hidrógeno.

Temperatura de las partículas

Se puede suponer que todas las partículas tienen una distribución Maxwelliana de velocidades. También se puede suponer que hay una sola temperatura en la nebulosa, es decir los diferentes tipos de partículas tienen la misma temperatura. Esto es debido a que:

- Los electrones calientes eyectados comparten su energía con otros electrones.
- Los electrones transfieren energía a los protones por colisiones hasta llegar a equipartición.
- Los protones transfieren energía a los átomos neutros por colisiones hasta llegar a la equipartición.

Es conveniente hacer referencia a la temperatura del gas como la temperatura electrónica T_e . Su valor típico es entre 5×10^3 y 10^4 K.

La recombinación de protones y electrones

Comparamos las tasas de recombinación e ionización por unidad volumen de gas. La recombinación puede suceder hacia cualquier nivel de número cuántico principal n . La tasa de recombinación por unidad volumen es obviamente proporcional al producto de las densidades numéricas de electrones y protones (n_e y n_p respectivamente). En una nebulosa de hidrógeno puro, $n_e = n_p$). La tasa de recombinación también depende de la temperatura electrónica porque :

- La probabilidad de recombinación de un electrón dado a un nivel de energía dado depende de la energía del electrón.
- La tasa de encuentros entre protones y electrones depende de la distribución de velocidades de los electrones, es decir, la temperatura electrónica.

La tasa de recombinación por unidad volumen a un nivel n se puede escribir

$$\dot{\mathcal{N}}_n = n_e n_p \alpha_n(T_e) = n_e^2 \alpha_n(T_e) \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} , \quad (3.2)$$

en donde $\alpha_n(T_e)$ se llama el coeficiente de recombinación hacia nivel n .

Para encontrar la tasa de recombinación total hay que sumar sobre todos los niveles de energía disponibles. Se pueden ignorar recombinaciones hacia el nivel base, porque estas recombinaciones van a liberar un fotón con energía precisamente la requerida para ionizar otro átomo. Así que se puede suponer que tales fotones son reabsorbidos localmente. Por lo tanto, la tasa total de recombinación por unidad volumen, $\dot{\mathcal{N}}_R$, es

$$\dot{\mathcal{N}}_R = \sum_{n=2}^{\infty} \dot{\mathcal{N}}_n \equiv n_e^2 \alpha_B(T_e) \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} , \quad (3.3)$$

en donde $\alpha_B(T_e) \simeq 2.6 \times 10^{-13} T_4^{-0.8} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ y T_4 es la temperatura electrónica del gas en unidades de 10^4 K.

La ionización de hidrógeno

Se puede suponer que todos los átomos de hidrógeno están en el nivel base. Esto se debe a que los tiempos de vida de átomos de hidrógeno en estados excitados son muy cortos.

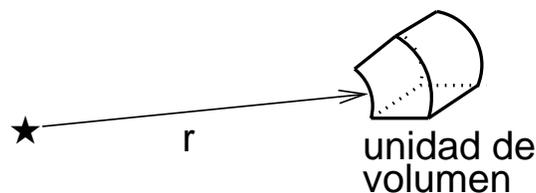


Figura 3.5: Elemento de volumen.

Consideramos un elemento de volumen pequeño ubicado a una distancia r de la estrella central. Sea el número de fotones estelares con energías $h\nu \geq I_H$ atravesando una unidad área por unidad

tiempo a esta distancia es igual a $J \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La tasa de ionización está dada por

$$\dot{\mathcal{N}}_I = \sigma_0 n_H J \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} , \quad (3.4)$$

en donde n_H es la densidad numérica de átomos neutros de hidrógeno y σ_0 es la *sección eficaz* (ó sección recta) de fotoionización. σ_0 representa el área efectiva presentada a un fotón por un átomo en el nivel base. La sección eficaz depende de la energía del fotón incidente y decrece cuando aumenta esta energía.

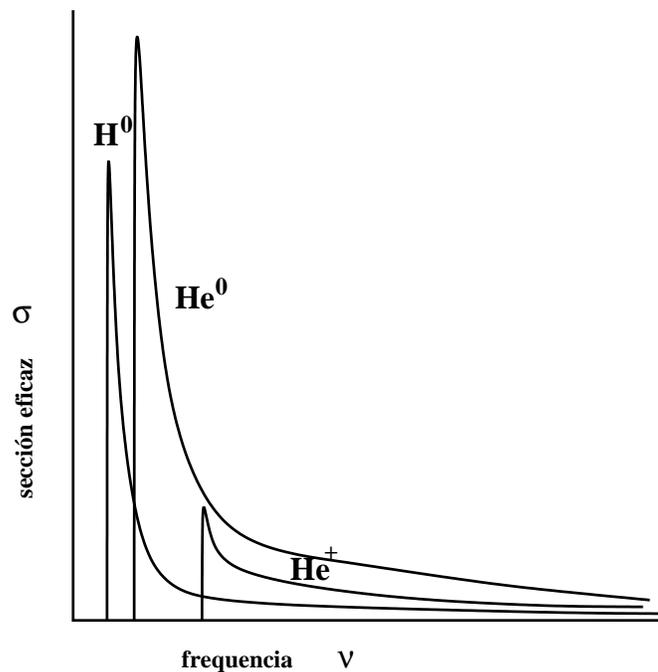


Figura 3.6: Secciones eficaces de hidrógeno y helio.

Introducimos x , el grado de ionización de hidrógeno, en la relación

$$n_e = x n , \quad (3.5)$$

en donde n es la densidad numérica de núcleos de hidrógeno, es decir $n = n_H + n_p$. Entonces, $n_H = (1 - x)n$. La condición de balance de ionización es

$$\dot{\mathcal{N}}_R = \dot{\mathcal{N}}_I , \quad (3.6)$$

es decir,

$$x^2 n^2 \alpha_B(T_e) = \sigma_0 (1 - x) n J . \quad (3.7)$$

La J se determina por la dilución geométrica del campo de radiación estelar (una ley de cuadrados inversos). Por lo tanto,

$$J = \frac{S_*}{4\pi r^2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} , \quad (3.8)$$

en donde S_* es la tasa a la cual la estrella emite fotones capaces de ionizar el hidrógeno.

Utilizando valores típicos de $n = 100 \text{ cm}^{-3}$, $r = 1 \text{ parsec}$, $S_* = 10^{49} \text{ s}^{-1}$ (que corresponde a una estrella tipo 06) da un valor de $J \simeq 8.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ y la ecuación de balance de ionización se vuelve

$$\frac{x^2}{(1-x)} \simeq 2.9 \times 10^4, \quad (3.9)$$

en donde hemos utilizado $\sigma_0 = 6.8 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ y una temperatura electrónica de $T_e = 10^4 \text{ K}$.

La solución a esta ecuación cuadrática es $(1-x) \simeq 3.4 \times 10^{-5}$. Es decir, el gas en una región excitada por fotones está casi totalmente ionizado y $x \simeq 1$.

Esfera de Strömgen

Una estrella no puede ionizar un volumen infinito del MIE. Debido a que la recombinación ocurre continuamente en el gas, los fotones se absorben continuamente para mantener el estado de ionización.

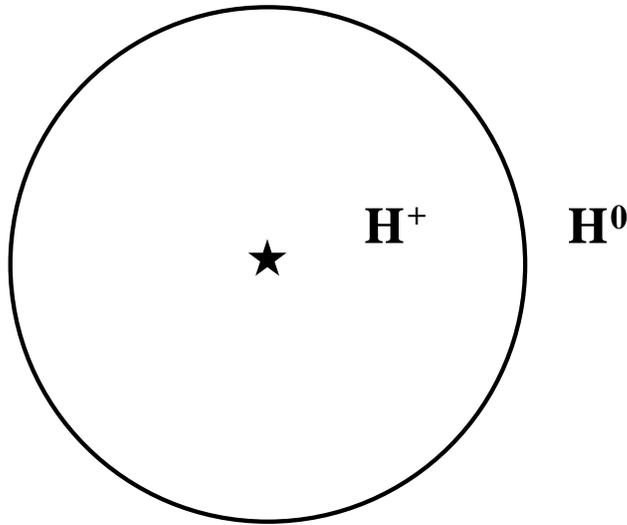


Figura 3.7: Radio de Strömgen.

El volumen de gas que puede ionizar una estrella está limitado al volumen en donde la tasa total de recombinaciones iguala la tasa a la cual la estrella emite fotones ionizantes. Entonces, si esta región tiene radio R_s , la condición de balance de ionización para la región entera es

$$\frac{4}{3}\pi R_s^3 (xn)^2 \alpha_B = S_* \quad . \quad (3.10)$$

Dado que $x \simeq 1$, el radio de la región ionizada (una esfera en el caso ideal) es

$$R_s = \left(\frac{3 S_*}{4\pi n^2 \alpha_B} \right)^{1/3} \quad . \quad (3.11)$$

Este radio se llama el *radio de Strömgen* y la esfera de gas ionizado se llama una *esfera de Strömgen*. Utilizando valores típicos de $S_* = 10^{49} \text{ s}^{-1}$ y $T_e = 10^4 \text{ K}$ encontramos $R_s \simeq 7 \times 10^5 n^{-2/3} \text{ pc}$. Si $n = 10^2 \text{ cm}^{-3}$, entonces $R_s \simeq 3 \text{ parsec}$.

Capítulo 4

Vientos y otros flujos estelares

4.1. Chorros estelares

Cuando se forma una estrella de baja masa, la protoestrella está rodeada por una envolvente densa, ópticamente gruesa, que contiene mucho polvo. Un disco de acreción se forma por que el momento angular del material que se está cayendo es demasiado alto para que el material caiga directamente hacia la estrella. La estrella está girando muy rápido y necesita perder momento angular para que pueda seguir acreciendo.

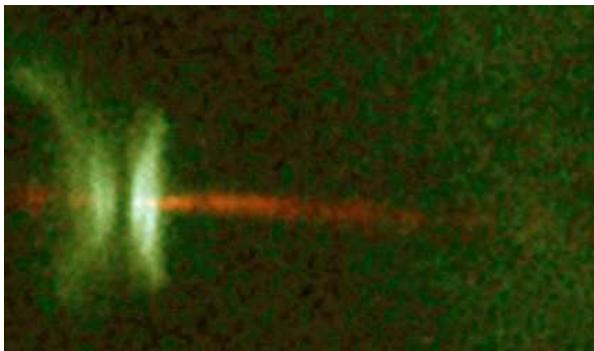


Diagrama del disco estelar y chorro de HH30

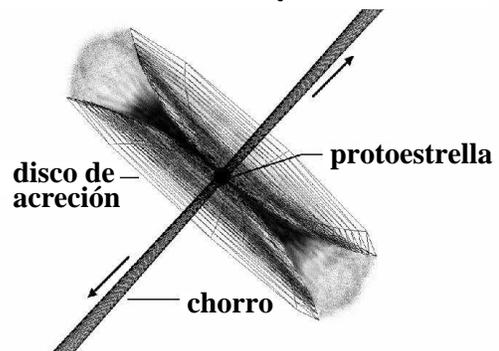


Figura 4.1: *Izquierda:* El sistema chorro-disco HH30. *Derecha:* Diagrama esquemático del sistema chorro-disco HH30.

Para resolver este dilema, la estrella expulsa material en la forma de un viento que sale perpendicular al disco de acreción, es decir, un viento colimado.

Todavía no se sabe como se colima el viento— se supone que muy probablemente tiene algo que ver con el campo magnético.

Este viento colimado (que se suele llamar un *chorro* o *jet*) es altamente supersónico con respecto al medio ambiente y por lo tanto se forman choques. La velocidad del chorro es típicamente 200 km s^{-1} , mientras que la velocidad de sonido en un gas ionizado a temperatura 10^4 K es $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$.

El material colimado se llama el *cuerpo*, mientras que el material más alejado de la fuente se llama la *cabeza* del chorro.

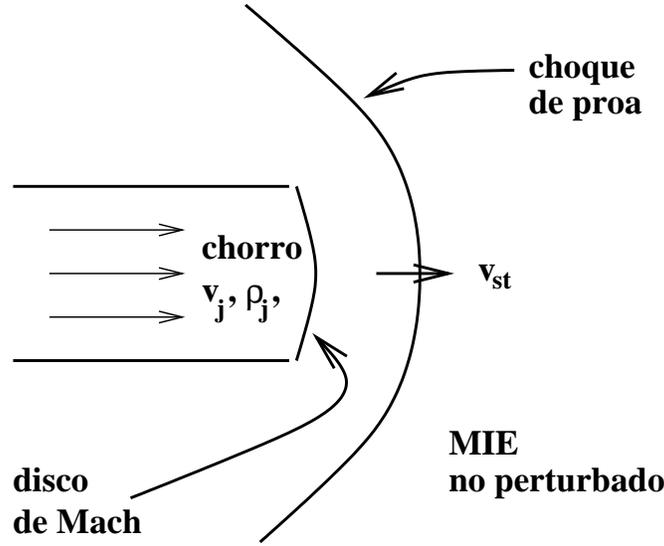


Figura 4.2: Estructura de la cabeza de un chorro.

La cabeza de un chorro supersónico tiene la estructura de dos choques: un choque de proa que barre el material del MIE y un disco de Mach que frena el material del chorro.

El patrón de dos choques se llama *superficie de trabajo*. Podemos calcular la velocidad de esta superficie de trabajo en términos de la velocidad del material del chorro. Suponiendo que tanto el disco de Mach como el choque de proa son choques fuertes, entonces la presión poschoque detrás del disco de Mach es

$$P_m = \frac{3}{4} \rho_j (v_j - v_{st})^2, \quad (4.1)$$

en donde ρ_j es la densidad del material en el jet y $(v_j - v_{st})$ es la velocidad relativa entre la superficie de trabajo y el material del jet.

De manera similar, la presión detrás del choque de proa es

$$P_p = \frac{3}{4} \rho_a v_{st}^2, \quad (4.2)$$

en donde ρ_a es la densidad del ambiente y v_{st} es la velocidad relativa entre la superficie de trabajo y el ambiente.

Si ahora suponemos que la superficie de trabajo es delgada, entonces debe de estar en equilibrio de presión, de forma que $P_m \simeq P_p$, por lo cual llegamos a la relación

$$v_{st} = \frac{\beta v_j}{1 + \beta}, \quad \text{donde} \quad \beta = \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}}. \quad (4.3)$$

Vemos que para un chorro mucho más denso que el medio ambiente, entonces el patrón de dos choques se aleja de la fuente a una velocidad similar a la velocidad de eyección del chorro.

Si la velocidad de la onda de choque es $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$, entonces la temperatura poschoque, $T_s = \frac{3}{16} \frac{v_s^2 m_p}{k}$, es de $\simeq 3 \times 10^5 \text{ K}$. A esta temperatura, el enfriamiento debido a la pérdida de energía radiativa por medio de líneas de emisión es muy eficiente, y por lo tanto, estas zonas se ven muy brillantes en longitudes de onda ópticas.

Si la fuente es variable (es decir, la velocidad de eyección del chorro varía con tiempo) se pueden formar varias de estas superficies de trabajo cuando gas a velocidad alta alcanza gas del mismo



Figura 4.3: Nudos en el cuerpo del chorro HH1.

chorro, pero con velocidad más baja. Así se pueden explicar los nudos que se ven en algunos chorros.

En regiones de formación estelar como Orión y Tauro, estas superficies de trabajo se observan en luz óptica como los llamados objetos *Herbig-Haro* (por sus descubridores). Los tamaños de estos chorros desde la fuente hasta la cabeza brillante son de orden de un año luz (1/3 parsec).

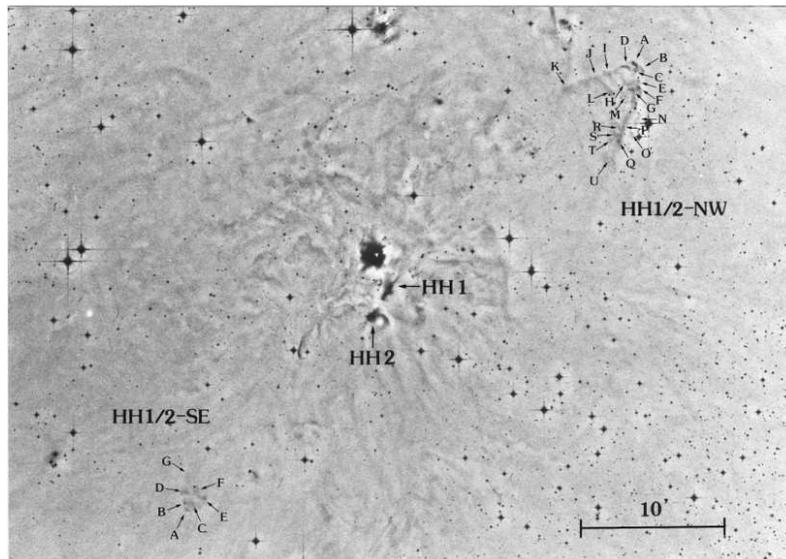


Figura 4.4: Choques de proa gigantes en Orión.

A primera vista los chorros no tienen mucho efecto en el MIE circundante, sin embargo, recientemente se han descubierto pares de choques de proa gigantes muy alejados de la fuente. Estos choques de proa se ubican a distancias de hasta 1 pc de la fuente central.

Además, el material del ambiente (que muchas veces es la nube molecular donde se formó la estrella) es arrastrado por el chorro, se está calentado y es puesto en movimiento. Se puede observar en longitudes de onda de radio.

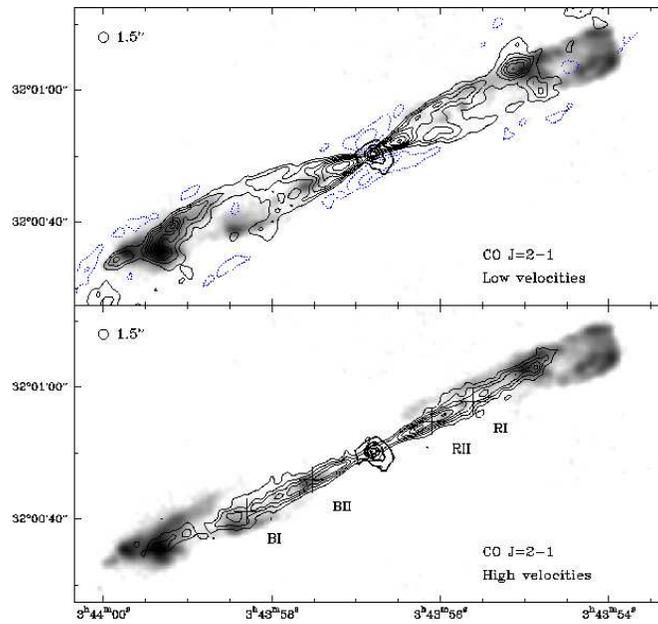


Figura 4.5: Gas molecular asociado a un chorro.

4.2. Vientos de estrellas masivas

Observaciones espectroscópicas de las estrellas calientes muy luminosas que ionizan las nebulosas difusas muestran que están perdiendo material continuamente de sus superficies. Este fenómeno se conoce como *viento estelar*.

La velocidad un viento estelar es muy alta—tiene que ser más grande que la velocidad de escape de la estrella. Un valor típico es $V_* \simeq 2000 \text{ km s}^{-1}$. Esta velocidad es hipersónica con respecto a la velocidad de sonido en el gas del viento ($c_s \simeq 10 \text{ km s}^{-1}$).

La tasa de pérdida de masa de las estrellas masivas es de orden $\dot{M}_* \simeq 10^{-6} M_\odot \text{ año}^{-1}$, y la energía mecánica de los vientos es

$$\dot{E}_* \equiv \frac{1}{2} \dot{M}_* V_*^2 \simeq 10^{36} \text{ erg} . \quad (4.4)$$

La cantidad total de energía de viento durante toda la vida de la estrellas es entonces $\simeq 4 \times 10^{50} \text{ erg}$, si consideramos que las estrellas masivas viven unos 10^7 años. Esta cifra es comparable con la energía de una supernova (10^{51} erg) y también con la energía total de los fotones ionizantes emitidos por una estrella masiva durante su vida (a una tasa de 10^{49} s^{-1} implica un total de $6 \times 10^{52} \text{ erg}$). Así que los vientos de las estrellas masivas son fuentes importantes de energía para el medio interestelar.

La interacción del viento supersónico con el gas del ambiente da origen a un patrón de dos choques. Un choque se forma en el gas del ambiente debido al efecto de pistón del viento estelar. Otro choque se forma en el viento estelar para frenarlo. Entre las dos regiones de gas chocado hay una discontinuidad de contacto a través de la cual la presión y velocidad del gas son constantes pero las densidades son distintas.

El medio interestelar es barrido por el choque, se comprime, se calienta y luego se enfría. La cáscara delgada se mantiene a una temperatura de $\sim 10^4 \text{ K}$ debido a la fotoionización de la estrella central. La presión de la burbuja caliente de viento estelar chocado empuja esta cáscara densa. Argumentos

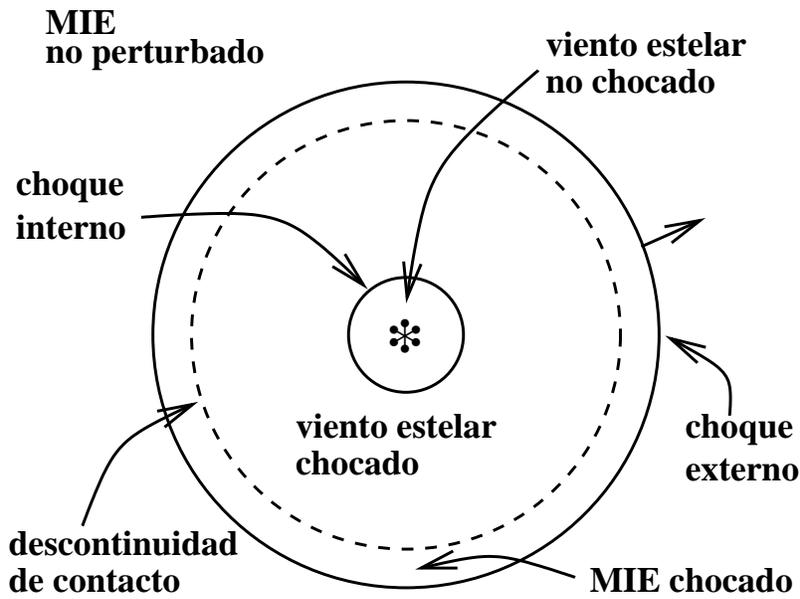


Figura 4.6: Patrón de dos choques en un viento estelar.

dimensionales muestran que la dependencia temporal del radio de la cáscara tiene que ser

$$R \propto \left(\frac{\dot{E}_*}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{3/5} \simeq 0.76 \left(\frac{\dot{E}_*}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{3/5} . \quad (4.5)$$

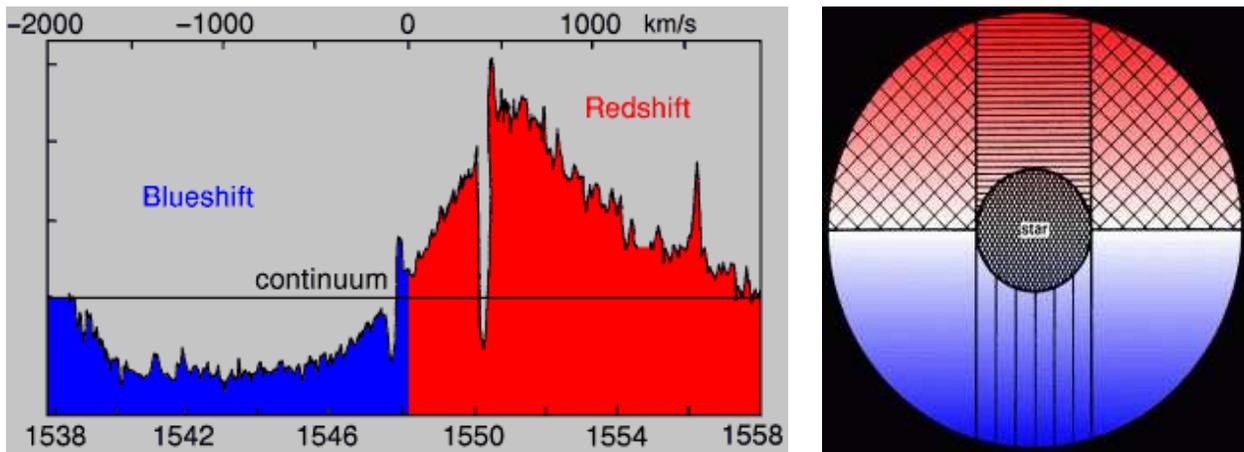


Figura 4.7: *Izquierda:* Perfil P Cygni de la línea de CIV 1548.2 Å. *Derecha:* Envoltorio en expansión alrededor de la superficie de una estrella.

La presencia del viento estelar se puede inferir a partir de líneas de absorción en el espectro ultravioleta. Estas líneas tienen una forma característica que se llama el *perfil P Cygni*. El borde azul de la línea de absorción tiene un corrimiento Doppler mayor que el borde rojo de la línea de emisión. Se estima la máxima velocidad de expansión del viento estelar a partir de la línea de absorción.

La zona de viento estelar chocado está muy caliente (10^8 K), sin embargo, en el caso de las estrellas O, el gas está demasiado diluido para poderse observar, aún en rayos-X. Se ha logrado observar los vientos rápidos chocados en las partes centrales de algunas nebulosas planetarias.

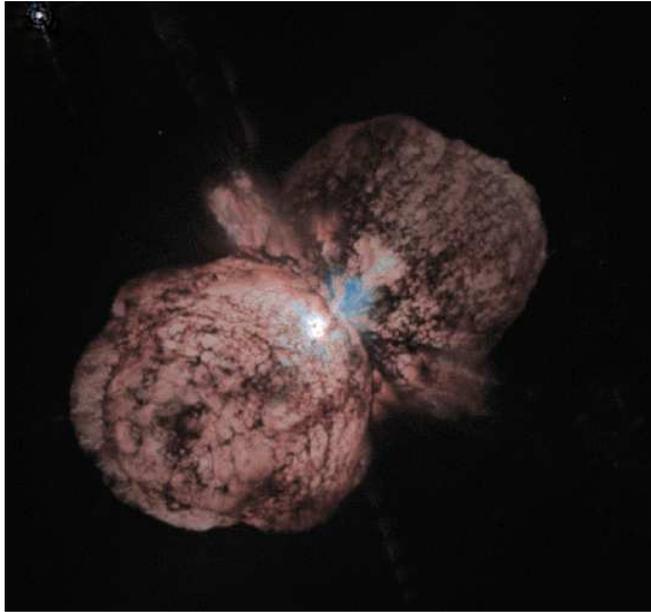


Figura 4.8: Nubes de gas y polvo de la estrella Eta Carina.

Algunas de las estrellas más masivas tienen una fase de pérdida de masa aún más extrema hacia los finales de sus vidas. Pueden perder masa a una tasa de $10^{-2} M_{\odot}$ /año durante unos 10^2 años (a una velocidad relativamente baja) formando así una nebulosa muy densa alrededor de ellas mismas. Las estrellas masivas suelen formarse en cúmulos y la acción conjunta de sus vientos estelares vacía volúmenes muy grandes del MIE.

4.3. Nebulosas planetarias

En la etapa gigante roja de una estrella de baja masa ($< 8 M_{\odot}$) las capas exteriores se están expulsando de la estrella. Estas capas son muy densas y frías y ahí se ha formado mucho polvo. La velocidad de expansión de estas capas es de unos 15 km s^{-1} .

Cuando una estrella entra en fase de enana blanca empieza un viento estelar rápido pero de baja densidad. La enana blanca es una estrella muy caliente y produce muchos fotones ionizantes.

El viento rápido barre el material denso, lo comprime y éste se enfría. Las nebulosas planetarias que se ven son éste material denso, comprimido e iluminado por la radiación de la estrella central. El viento rápido explica el hueco central de estas nebulosas.

Muchas de las nebulosas planetarias se ven no-esféricas—se supone que ésto se debe a que las capas de la gigante roja no se expulsaron de manera isotrópica, o posiblemente en el centro de la nebulosa planetaria hay un sistema binario. El disco de acreción que rodea al sistema binario desvía el viento estelar rápido de la enana blanca.

Las nebulosas planetarias son un laboratorio para el estudio de los procesos de fotoionización ya que son fáciles de observar, siendo muy densas.

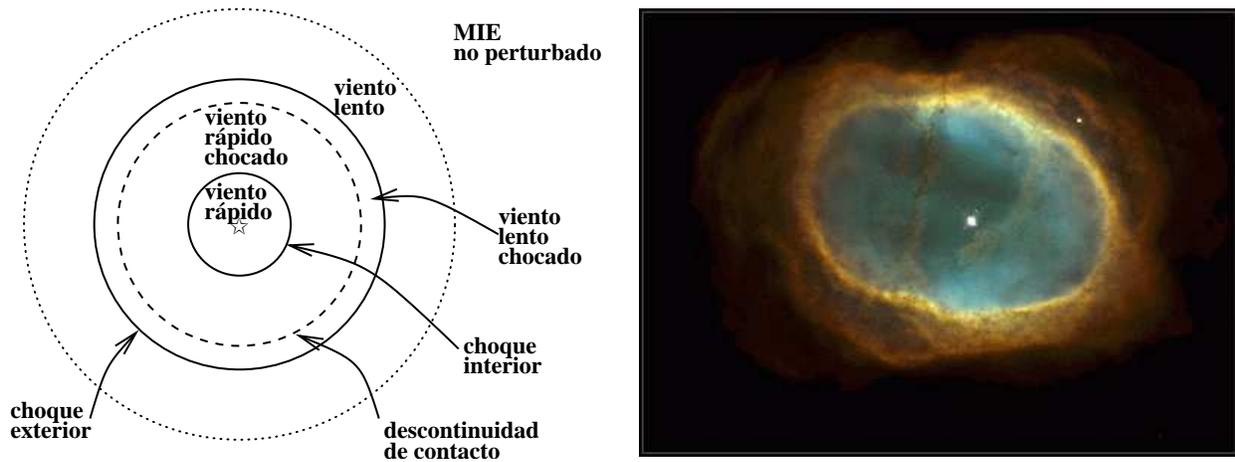


Figura 4.9: *Izquierda:* Diagrama esquemático de una nebulosa planetaria. *Derecha:* La nebulosa planetaria NGC 3132 (el anillo austral).



Figura 4.10: *Izquierda:* Diagrama esquemático de una NP no esférica. *Derecha:* La nebulosa planetaria bipolar M2-9.

4.4. Remanentes de Supernovas

Una supernova es la explosión de una estrella: en el caso de estrellas masivas ($M_* > 8 M_\odot$) queda una estrella de neutrones como huella ($M_{*n} \simeq 3 M_\odot$) y el resto de la masa se arroja al medio interestelar. En el caso de la explosión de una enana blanca en un sistema binaria, la estrella ($M_* \simeq 1.4 M_\odot$) queda totalmente destruida.

La explosión lanza una onda de choque hacia los alrededores y este choque empieza a barrer el medio interestelar. Un remanente de supernova es la huella de la explosión, es el medio interestelar que ha sido barrido, comprimido, calentado y puesto en movimiento por la onda de choque. Un remanente de supernova teórico sería una esfera de gas en expansión. Sin embargo, son muy pocos los remanentes esféricos. Lo que pasa es que la onda de choque puede viajar más rápido en las regiones de baja densidad, así que al observar un remanente no esférico estamos descubriendo algo acerca de la naturaleza y densidades del medio interestelar en esa región.

Sabemos que las estrellas masivas tienen fuertes vientos estelares. Estos vientos vacían volúmenes grandes del medio interestelar dejando una burbuja caliente de baja densidad rodeada por una cáscara densa de material barrido que se ha enfriado. Cuando una supernova Tipo II explota dentro de esta cavidad, avanza muy rápido mientras todavía está en la región de baja densidad. Sin embargo, en cuanto llega a la cáscara densa, se frena de repente debido al aumento en la densidad. Podría ser que la interacción con la cáscara produce dos ondas de choque: una de baja velocidad transmitida a la cáscara y otra reflejada que viaja hacia adentro.

En el caso de los remanentes de las supernovas Tipo I, las estrellas progenitoras son estrellas de baja masa que no modificaron mucho su medio ambiente durante su vida. Además, muchos de estos remanentes se encuentran muy arriba del plano galáctico en donde no hay nubes moleculares etc. Entonces, uno esperaría que los remanentes de las supernovas Tipo I evolucionan dentro de un medio interestelar bastante uniforme, y por lo tanto deben parecer más esféricos.

Finalmente, los choques radiativos de los remanentes viejos evolucionados son fuentes de fotones ionizantes que pueden llegar a ionizar el medio interestelar adelante de la onda choque, así formando un tipo de región HII alrededor del remanente.

La evolución de un remanente de supernova se caracteriza por tres fases:

- La fase de expansión libre
- La fase adiabática
- La fase radiativa

La fase de expansión libre

La eyecta de la supernova (es decir, la masa de la estrella destruida) se expande hacia el MIE como si éste estuviera un vacío, es decir, a velocidad constante. La velocidad de expansión es $V_{\text{exp}} \simeq 10^4 \text{ km s}^{-1}$. En esta etapa *balística* la presión interna del remanente es despreciable. El radio del remanente es simplemente $R_c = V_{\text{exp}} t$.

La energía es principalmente cinética pero se va convirtiendo en energía térmica conforme se forma un patrón de dos choques: una onda de choque pone en movimiento el MIE y la otra frena la eyecta. Al chocarse, la eyecta se calienta y su presión aumenta. Es decir, el remanente *se termaliza*, o sea, adquiere una presión interior.

Esta fase dura mientras $M_{\text{ey}} \gg M_{\text{mie}}$. Tomando $10M_{\text{ey}}$ como el límite, encontramos

$$10M_{\text{ey}} = M_{\text{mie}} = \frac{4}{3}\pi R_c^3 \rho_{\text{mie}} = \frac{4}{3}\pi V_{\text{exp}}^3 t^3 \rho_{\text{mie}} \quad , \quad (4.6)$$

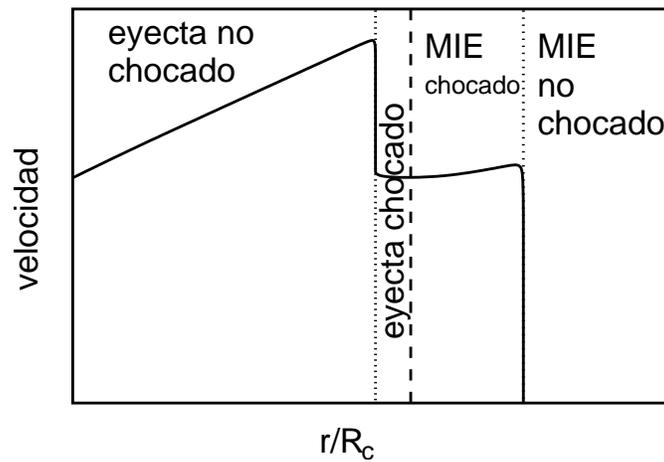


Figura 4.11: Regiones de un RSN en la fase de transición entre expansión libre y fase adiabática.

así que suponiendo una masa de la eyecta de $5 M_{\odot}$, y una velocidad de expansión de 10^4 km s^{-1} , el tiempo en esta fase es aproximadamente 800 años si la densidad promedio del MIE es $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$.

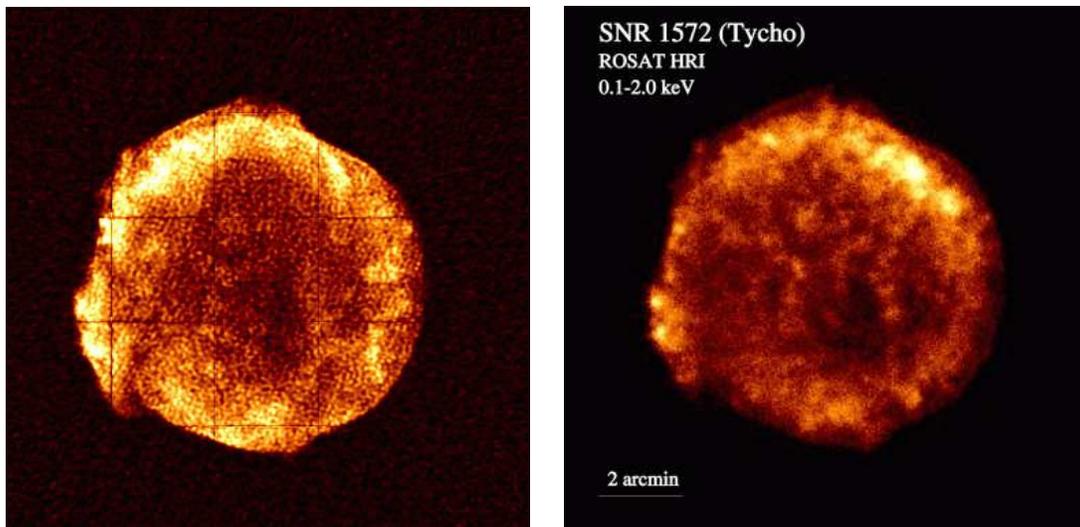


Figura 4.12: El remanente de supernova Tycho, en su fase de expansión libre. *Izquierda*: Observación en radio. *Derecha*: Observación en rayos X.

En esta fase se puede ver el remanente en rayos X debido a su alta temperatura, y en radio por la emisión sincrotrónica producida en la zona turbulenta detrás de la onda de choque. En el óptico, solamente se puede observar filamentos de emisión Balmer, debido a la ionización rápida de átomos de hidrógeno neutro en la zona justo detrás del choque.

La fase adiabática

También conocida como la fase Taylor-Sedov debido a la similitud con los resultados obtenidos por estos científicos al investigar las explosiones de las bombas atómicas durante la Segunda Guerra

Mundial.

La fase de expansión libre termina cuando una masa significativa, $M_{\text{rem}} \geq 10M_{\text{ey}}$, ha sido barrida por la onda de choque.

Si no hay pérdidas de energía por radiación, entonces podemos suponer que tanto la energía térmica del remanente como su energía cinética quedan constantes durante esta fase.

Si la masa de la eyecta es despreciable comparada con la masa barrida, entonces no hay ninguna escala característica de masa. Si el medio es uniforme tampoco hay una escala característica de longitud. Las únicas cantidades características que pueden definir la expansión del remanente son la energía de la explosión, E_0 , y la densidad del medio interestelar, ρ_{mie} . Por argumentos dimensionales, la única forma para expresar el radio del remanente como función de tiempo es

$$R_c(t) \propto \left(\frac{E_0}{\rho_{\text{mie}}} \right)^{1/5} t^{2/5} = \left(\frac{2.02E_0}{\rho_{\text{mie}}} \right)^{1/5} t^{2/5}, \quad (4.7)$$

en donde la constante de proporcionalidad se obtiene por considerar la energía total del remanente. La velocidad de la onda de choque está dada por

$$\dot{R}_c(t) = \frac{2}{5} \left(\frac{2.02E_0}{\rho_{\text{mie}}} \right)^{1/5} t^{-3/5}. \quad (4.8)$$

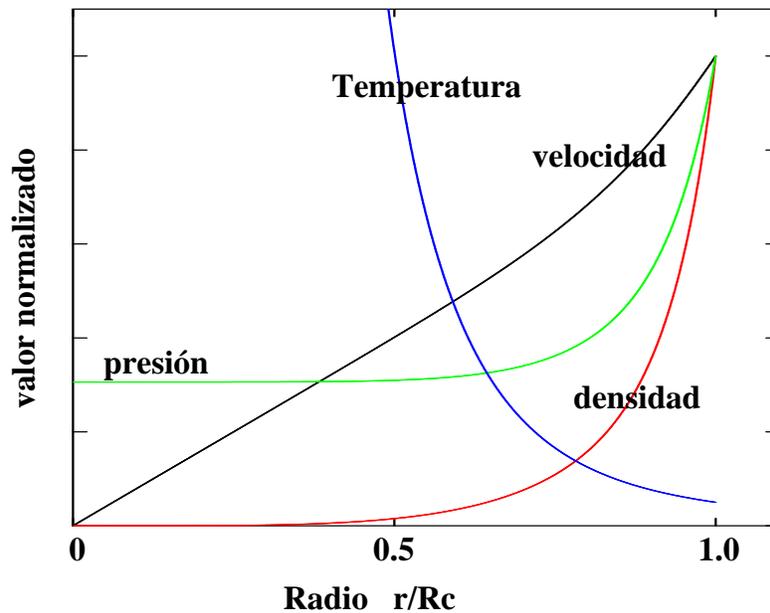


Figura 4.13: Densidad, velocidad y presión como función de radio para un remanente de supernova en la fase adiabática.

Una característica de la expansión del remanente en esta fase adiabática es que es *autosimilar*. Esto quiere decir que en la ausencia de una escala característica de longitud, las distribuciones de densidad, velocidad y presión como funciones de radio dentro del remanente son *similares* en el tiempo. Es decir, no cambian su forma como función de r en el tiempo.

La densidad es casi cero en la mayor parte de la burbuja, excepto en la zona justo detrás de la onda de choque. Es decir, toda la masa del remanente está concentrada en esta zona.

La velocidad del gas dentro de la burbuja es casi lineal con el radio. Es decir, el gas más cerca a la onda de choque es el gas que se está moviendo más rápido.

La presión dentro de la burbuja es casi constante.

Esta fase dura hasta que las pérdidas radiativas se vuelven significativas. Otra manera de pensarlo es que el tiempo de enfriamiento se vuelve más corto que el tiempo dinámico.

La temperatura detrás de una onda de choque adiabática está dada por

$$kT_c = \frac{3}{16} \mu V^2, \quad (4.9)$$

en donde k es la constante de Boltzmann, μ es la masa promedio de una partícula de gas y V es la velocidad de la onda de choque ($= \dot{R}_c$ en este caso). Sustituyendo de la ecuación 4.8, obtenemos

$$T_c = \frac{3}{16} \frac{\mu}{k} \frac{4}{25} \left(\frac{2.02 E_{\text{cin}}}{\rho_{\text{mie}}} \right)^{2/5} t^{-6/5} \propto R_c^{-3}. \quad (4.10)$$

El gas se enfría más rápido cuando la temperatura postchoque cae hasta unos 10^5 K. A esta temperatura estamos en la cima de la curva de enfriamiento. Esta temperatura corresponde a una velocidad de choque de $\dot{R}_c \simeq 56 \text{ km s}^{-1}$ y un radio de $R_c \simeq 65 \text{ pc}$, lo cual ocurre después de un tiempo $t = 4.45 \times 10^5$ años para un gas en el MIE de densidad 1 cm^{-3} .

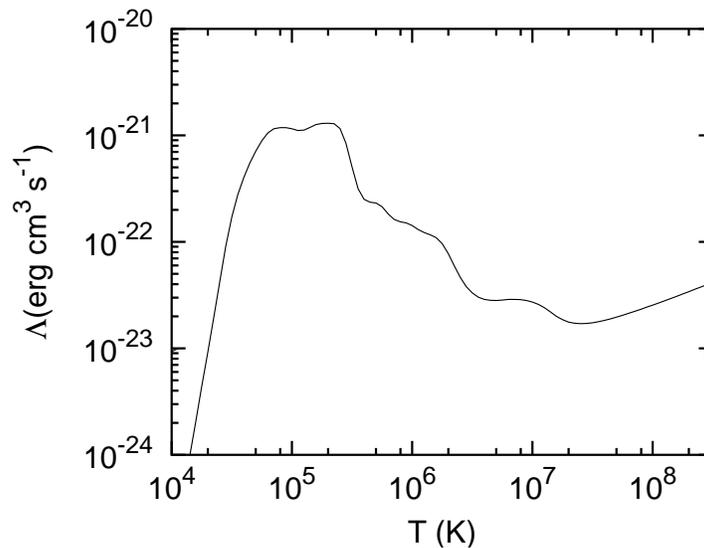


Figura 4.14: Curva de enfriamiento para un gas ópticamente delgado en equilibrio de ionización colisional.

Una mirada a la curva de enfriamiento nos muestra que de hecho el gas empieza a enfriarse cuando su temperatura es menor que 10^7 K. Entonces, el enfriamiento empieza cuando la velocidad del choque cae debajo de unos 500 km s^{-1} .

La temperatura del gas es menor justo detrás de la onda de choque. Entonces es en esta zona que primero empieza el proceso de enfriamiento.

Los interiores de los remanentes son las partes más calientes, porque constan de gas chocado en épocas tempranas de la vida del remanente y el enfriamiento para este gas es muy ineficiente. Por lo tanto, los interiores de los remanentes se ven en rayos X.

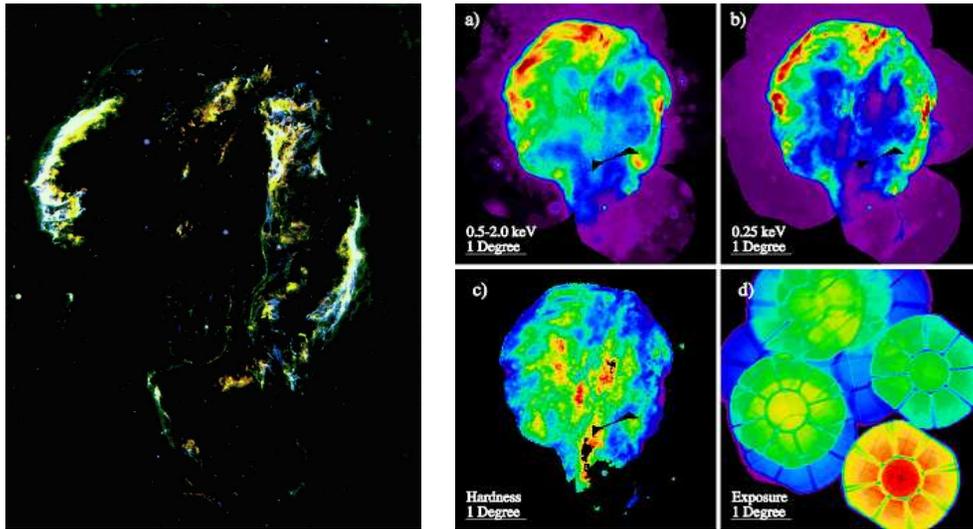


Figura 4.15: *Izquierda*: Imagen compuesta de 3 colores de la emisión óptica del Cygnus Loop. *Derecha*: Observaciones en rayos X del Cygnus Loop.



Figura 4.16: Un choque radiativo en el remanente de supernova Vela.

La fase radiativa

El gas se enfría detrás de la onda de choque y forma una cáscara muy densa y delgada. Esta cáscara sigue expandiéndose debido a la presión interior de la burbuja. La cáscara se fragmenta debido a inestabilidades.

En esta fase se puede suponer que el momento de la cáscara se conserva, así que

$$M_c V_c = \frac{4}{3} \pi R_c^3 \rho_{mie} \dot{R}_c = \text{constante} . \quad (4.11)$$

Ahora, suponiendo que la cáscara delgada se forma en un instante en tiempo t_0 cuando $R_c = R_0$ y la velocidad es $\dot{R}_c = \dot{R}_0$, entonces la constante es $4\pi R_0^3 \dot{R}_0 \rho_{mie}/3$.

Para tiempos grandes ($t \gg R_0/\dot{R}_0$), tenemos $R_c \propto t^{1/4}$ y $\dot{R}_c \propto t^{-3/4}$.

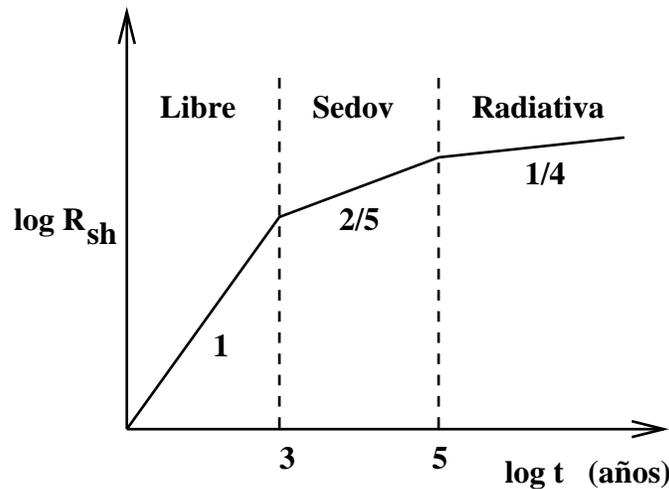


Figura 4.17: Resumen de la expansión de un RSN en sus varias fases.

La cáscara se seguirá expandiendo hasta que la presión interior de la burbuja iguale la presión del MIE, es decir, la velocidad de expansión llega a $V_c \simeq 10 \text{ km s}^{-1}$. Esto ocurre después de unos 3×10^6 años y el remanente ha alcanzado un radio de $\sim 90 \text{ pc}$.

En realidad, los campos magnéticos evitan que el remanente se extienda tanto en el medio interestelar.

Podemos estimar el factor de llenado de los remanentes de supernova para tomar las cifras ya calculadas. Suponiendo una supernova cada 30 años en la galaxia, obtenemos que el volumen ocupado por todos los remanentes es

$$\begin{aligned} \sum \text{Vol}_{\text{rsn}} &= \text{tasa de supernovas} \\ &\quad \times \text{tiempo de vida de un remanente} \\ &\quad \times \text{volumen de un remanente} , \end{aligned}$$

dando así

$$\sum \text{Vol}_{\text{rsn}} = \frac{1}{30 \text{ yr}} \cdot 3 \times 10^6 \text{ yr} \cdot \frac{4}{3} \pi (90 \text{ pc})^3 = 9.72 \pi \times 10^{10} \text{ pc}^3 . \quad (4.12)$$

El volumen de la Galaxia es $\simeq \pi (30 \text{ kpc})^2 \cdot 300 \text{ pc} \simeq 2.7 \pi \times 10^{11} \text{ pc}^3$. Esto implica que el factor de llenado de los remanentes de supernova es un 36 %.

Suponiendo que el gas en el interior del remanente sigue caliente, entonces esta cifra es una buena aproximación para el factor de llenado de la componente Medio Ionizado Caliente del MIE.