

# OBSERVACIONES RADIOASTRONOMICAS DE GAS IONIZADO

L.F. Rodríguez

Instituto de Astronomía, UNAM.

Apartado Postal 70-264. 04510 - México, D.F.

## RESUMEN

Los objetos cósmicos formados por gas tenue ionizado, tales como las regiones H II, las nebulosas planetarias y los vientos estelares ionizados, emiten radiación continua térmica (bremsstrahlung), así como líneas de recombinación que son producidas durante la cascada que sigue a la recombinación de un electrón con un átomo ionizado. El estudio de estas emisiones en el radio permite determinar parámetros del objeto observado tales como su densidad, temperatura, turbulencia y cinemática, que añadidos a las observaciones en el visible permiten un conocimiento más profundo del fenómeno estudiado. Por supuesto, las observaciones radioastronómicas de gas ionizado adquieren su mayor relevancia cuando se usan para estudiar objetos que se hallan completamente oscurecidos en el visible por el polvo interestelar. En este artículo discutimos tres temas que se han desarrollado en los últimos años: regiones H II embebidas en nubes oscuras, el gradiente en la temperatura electrónica de las regiones H II como función de su distancia al centro de la galaxia y la naturaleza de Sagitario A Oeste, que es la región H II que se encuentra en el núcleo de la galaxia.

## ABSTRACT

The cosmic objects formed by ionized gas, such as H II regions, planetary nebulae and ionized stellar winds, emit thermal radio continuum radiation (bremsstrahlung), as well as recombination lines which are produced during the cascade that follows recombination between an electron and an ionized atom. The study of these radiations allows the determination of nebular parameters such as density, temperature, turbulence and kinematics. When added to optical observations, a better knowledge of the observed object is achieved. Of course, the radio astronomical observations of ionized gas take particular relevance when used to study objects that are heavily obscured by dust in the optical regime. In this paper, we discuss three topics that have developed during the last years: H II regions embedded in molecular clouds, the gradient in H II region electron temperature versus galactocentric distance and the nature of Sagittarius A West, the H II region located in the nucleus of our galaxy.

## I. INTRODUCCION

En el espacio entre las estrellas existe un gas de muy baja densidad, con menos de un átomo de hidrógeno por  $\text{cm}^3$  ( $n \approx 1 \cdot \text{cm}^{-3}$ ). En este medio existen también nubes con densidades mucho mayores que pueden ir de 10 a  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ . Generalmente se acepta que en las nubes de mayor densidad se están formando las nuevas estrellas mediante el colapso gravitacional de fragmentos de dichas nubes. En su estado normal, las nubes densas son muy frías, con temperaturas cinéticas del orden de  $10^\circ\text{K}$  y están constituidas predominantemente por hidrógeno molecular. Sin embargo, si se forma una nueva estrella (o estrellas) su radiación producirá efectos de calentamiento y disociación molecular. Si la estrella tiene una temperatura superficial mayor a los  $35,000^\circ\text{K}$ , habrá abundante emisión de fotones ultravioleta capaces de ionizar al hidrógeno ( $h\nu \geq 13.6\text{eV}$ ) y se formará alrededor de ella una región de gas ionizado, que los astrónomos llaman región H II porque está constituida fundamentalmente por hidrógeno ionizado. El hidrógeno constituye aproximadamente el 90% por número de los átomos del Universo y es el elemento químico de más importancia para el astrónomo. Strömgen<sup>(1)</sup> fue el primero en demostrar que el volumen ionizado se termina en una superficie de transición abrupta más allá de la cual el hidrógeno se halla neutro. Si suponemos que el medio es homogéneo y que las

recombinaciones igualan a las fotoionizaciones, el volumen ionizado será una esfera con radio  $R_s$  dado por

$$\frac{4}{3}\pi R_s^3 n_p n_e \alpha = N_i \quad , \quad (1)$$

donde  $R_s$  es el radio de Strömngren,  $n_p$  y  $n_e$  son las densidades protónica y electrónica respectivamente,  $\alpha$  es el coeficiente efectivo de recombinación entre protones y electrones y  $N_i$  es el número de fotones ionizantes producidos por la estrella por segundo. Para las temperaturas electrónicas típicas de las regiones H II ( $T_e \approx 10^4$  K), se tiene que  $\alpha = 2.6 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  (Osterbrock<sup>(2)</sup>). Suponiendo una nube de hidrógeno puro tenemos que  $n_p = n_e$ , y pasando a unidades más convenientes encontramos que el radio de Strömngren está dado por

$$\left( \frac{R_s}{\text{pc}} \right) = 0.68 \left( \frac{N_i}{10^{49} \text{ s}^{-1}} \right)^{1/3} \left( \frac{n_e}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-2/3} \quad , \quad (2)$$

donde 1 parsec (pc) es  $3.1 \times 10^{18}$  cm. Los valores dados en los paréntesis son típicos y, como es lógico, a mayor cantidad de fotones ionizantes por segundo mayor radio, mientras que a mayor densidad menor radio.

Se puede considerar que el estudio en el visible de las regiones H II se inicia cuando en 1864 Huggins<sup>(3)</sup> establece espectroscópicamente que eran de naturaleza intrínsecamente diferente a la de las estrellas. En la región de radio, el estudio de las regiones H II se inicia con la detección de la radiación térmica continua (también llamada libre-libre o bremsstrahlung) proveniente de la nebulosa de Orión (Hadock, Mayer y Sloanaker<sup>(4)</sup>). En § II discutimos qué parámetros pueden determinarse mediante el estudio de la radiación térmica continua proveniente de las regiones H II, aplicando esto al estudio de las regiones H II compactas, mientras que en § III hacemos lo mismo para las líneas de recombinación de radio aplicando lo discutido al problema del gradiente galactocéntrico de temperatura electrónica y a Sagitario A Oeste. Finalmente en § IV especulamos sobre el futuro del campo.

## II. RADIACION TERMICA CONTINUA

Las regiones H II están formadas por gas casi totalmente ionizado. Cuando un electrón pasa cerca de un protón es acelerado y consecuentemente emite radiación electromagnética. De igual manera, un electrón pasando cerca de un protón está en capacidad de absorber radiación. Oster<sup>(5)</sup> resolvió el problema de manera rigurosa. En la región de radio el espesor óptico del proceso para una región homogénea está dado aproximadamente por (Schraml y Mezger<sup>(6)</sup>)

$$\tau_c = 0.33 \left( \frac{n_p n_e L}{10^6 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}} \right) \left( \frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{-2.1} \left( \frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right)^{1.35} \quad (3)$$

donde L es la profundidad física de la región (véase la Fig. 1),  $\nu$  es la frecuencia de observación y  $T_e$  es la temperatura electrónica del plasma. Si suponemos que la región observada es plano-paralela (Fig. 1), la intensidad de radiación observada es

$$I_\nu = I_\nu(0)e^{-\tau_c} + S_\nu(1 - e^{-\tau_c}). \quad (4)$$

En esta ecuación  $I_\nu(0)$  es la intensidad de la radiación de fondo y  $S_\nu$  es la función fuente. En la región de radio la Ec. (4) se puede expresar de manera equivalente (ver por ejemplo, la discusión de Rybicki y Lightman<sup>(7)</sup>) como

$$T_b = T_f e^{-\tau_c} + T_{ex}(1 - e^{-\tau_c}). \quad (5)$$

En esta ecuación,  $T_b$  es la temperatura de brillo de la nube observada,  $T_f$  es la temperatura de la radiación de fondo y  $T_{ex}$  es la temperatura de excitación del proceso considerado.  $T_b$  es directamente proporcional a la intensidad de la región observada. Generalmente  $T_f$  es simplemente la radiación de fondo que quedó como remanente de la Gran Explosión (Penzias y Wilson<sup>(8)</sup>),  $T_f = 2.8\text{K}$ . En el caso de la radiación térmica continua tenemos condiciones de equilibrio termodinámico local y  $T_{ex} = T_e$ .

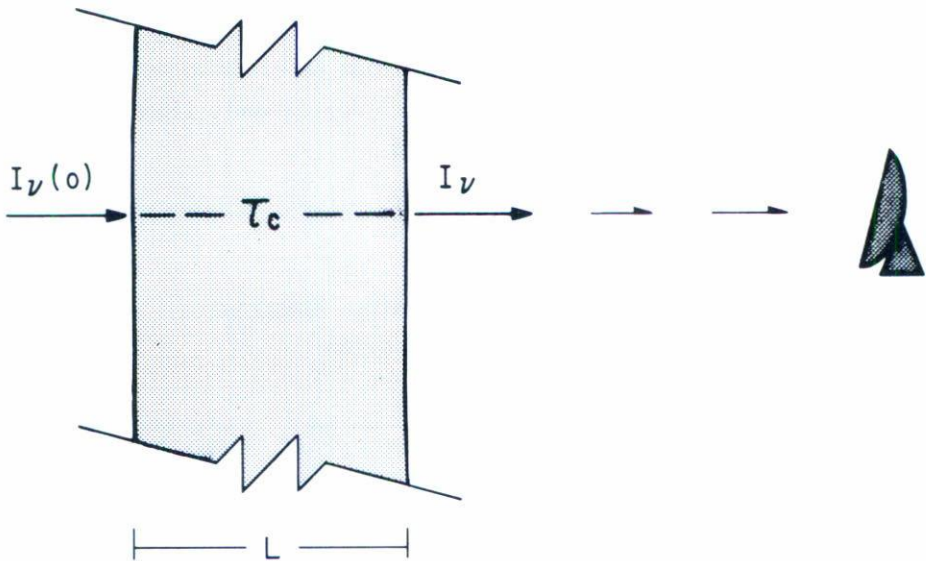


Fig. 1 Esquema de la geometría del transporte de radiación en una región plano-paralela.

En las observaciones de radio se acostumbra substraer la contribución del cielo y del instrumento restando a la observación hecha sobre el objeto una observación de referencia hecha en un punto cercano en el cielo pero que ya no tenga contribución del objeto estudiado. En la posición de referencia tendremos  $T_b = T_f$  y substrayendo esta ecuación de la Ec. (5) obtenemos la temperatura de antena

$$T_a = (T_e - T_f) (1 - e^{-\tau_c}). \quad (6)$$

Como  $T_e \approx 10^4 \text{K}$  y  $T_f = 2.8 \text{K}$ , o sea  $T_e \gg T_f$ , llegamos a la ecuación

$$T_a = T_e (1 - e^{-\tau_c}). \quad (7)$$

Es claro de la Ec. (7) que si observamos una región a una frecuencia lo suficientemente baja para que  $\tau_c \gg 1$ , obtenemos  $T_a \approx T_e$  y por lo tanto una medida directa de la temperatura electrónica de la región H II. Shaver y Goss<sup>(9)</sup> han aplicado este método a varias regiones H II. En la Tabla I listamos sus resultados para la nebulosa de Orión (Fig. 2); quizá la más

estudiada de las regiones H II galácticas. El valor determinado compara muy bien con los valores determinados en el visible por Peimbert y Torres-Peimbert<sup>(10)</sup>, así como con el valor determinado en el radio por Lichten, Rodríguez y Chaisson<sup>(11)</sup> mediante la técnica del cociente línea a continuo; técnica que discutiremos más adelante.

TABLA I

Determinaciones de la Temperatura Electrónica  
en la Nebulosa de Orión

Método	Valor	Referencia
Continuo de Radio	8550 K	Shaver y Goss (1970)
Línea Prohibida ([O III])	8800 K	Peimbert y Torres-Peimbert (1977)
Línea Prohibida ([N II])	8340 K	Peimbert y Torres-Peimbert (1977)
Línea de Recombinación a Continuo	8470 K	Lichten, Rodríguez y Chaisson (1979)

Sin embargo, se obtiene información aun más interesante cuando observamos las regiones H II a frecuencias altas de radio donde  $\tau_c < 1$  podemos aproximar la Ec. (7) como

$$T_a \simeq 3300 \left( \frac{n_e^2 L}{10^6 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}} \right) \left( \frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{-2.1} \left( \frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right)^{-0.35}, \quad (8)$$

donde de nuevo hemos supuesto  $n_p = n_e$ . Si tenemos una determinación de  $T_e$  y podemos estimar  $L$ , es claro de la Ec. (8) que podemos determinar  $n_e^2$ . Teniendo un modelo para la geometría de la región (digamos, una esfera homogénea) podemos determinar la masa de la región. Usando la Ec. (1) podemos encontrar  $N_i$ , el número de fotones ionizantes necesarios para mantener ionizada la región. Finalmente, conociendo  $N_i$  podemos encontrar de manera aproximada el tipo estelar de la estrella ionizante. En la Tabla II damos

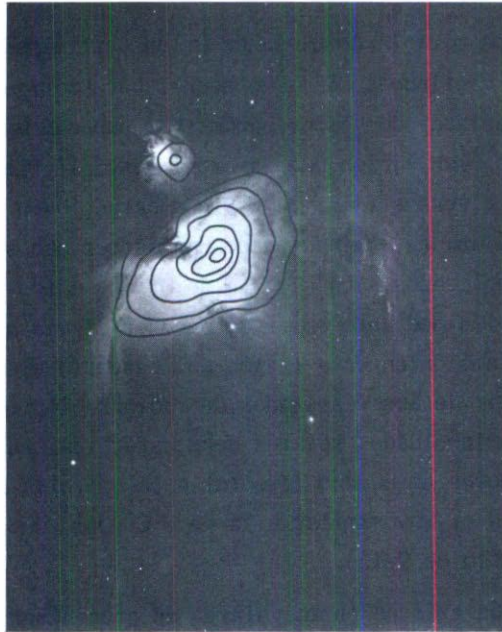


Fig. 2. Fotografía de la región H II en Orión. Los contornos superpuestos son de la radiación continua de radio a 23.4 GHz<sup>(12)</sup>. La región pequeña de la parte superior izquierda lleva el nombre de M43.

TABLA II  
PARAMETROS DE DOS REGIONES H II DETERMINADOS CON  
EL METODO DE CONTINUO DE RADIO

Parámetro	Orión <sup>1</sup>	GGD12-15 <sup>2</sup>
Temperatura Electrónica (K)	8500	~10000
Diámetro (pc)	0.75	0.02
Densidad Electrónica (cm <sup>-3</sup> )	2400	20000
Masa del Gas Ionizado (M <sub>⊙</sub> )	12	0.002
Fotones Ionizantes (s <sup>-1</sup> )	8×10 <sup>48</sup>	1×10 <sup>46</sup>
Luminosidad de la Estrella Ionizadora (L <sub>⊙</sub> )	1×10 <sup>5</sup>	1×10 <sup>4</sup>
¿Observable en el Visible?	Si	No

<sup>1</sup> Rodríguez y Chaisson (1978)<sup>(11)</sup>.

<sup>2</sup> Rodríguez, Moran, Ho y Gottlieb (1980)<sup>(12)</sup>.

estos parámetros para la nebulosa de Orión determinados a partir de las mediciones del continuo a 23.4 GHz hechas por Rodríguez y Chaisson<sup>(12)</sup>

Es importante aclarar que estos parámetros suponen una esfera homogénea, mientras que es bien sabido que las regiones H II tienen gradientes de densidad y formas diversas (Fig. 2). Sin embargo, bajo las suposiciones del modelo se logra una determinación de parámetros que sienta las bases para modelos más complicados. En el caso de Orión, estos parámetros se pueden determinar también mediante observaciones en el visible, puesto que Orión es observable también en esta región del espectro electromagnético. Por ejemplo, a partir de los resultados de radio se implica que una estrella con  $\sim 100,000$  luminosidades solares debe estar ionizando Orión, aun cuando los radioastrónomos no pueden detectar a la estrella sino a la región H II. Esta luminosidad es muy similar a la de  $\theta^{1C}$  Ori, que es la estrella dominante del Trapecio de Orión.

También existen en la galaxia un gran número de regiones H II invisibles en el óptico, ya sea porque están en el interior de una gran nube molecular o porque se hallan en las regiones internas de la galaxia. En ambos casos la no-detectabilidad en el visible de estas regiones H II se debe a la existencia del polvo interestelar que existe mezclado con el gas y que es opaco a los fotones visibles (véase la Fig. 3). Afortunadamente, este polvo es prácticamente transparente a los fotones de radio y podemos estudiar las regiones H II con la misma facilidad con que los astrónomos ópticos estudian Orión. En la Tabla II mostramos los parámetros de GGD12-15, una región H II embebida en una nube molecular (Fig. 4). Esta región H II es mucho más pequeña pero más densa que Orión, y su estrella ionizadora es de menor luminosidad. Debido a que es mucho más caliente que el medio circundante, esta región H II debe estar expandiéndose y quizá en unos miles de años llegue a la superficie de la nube y sea observable también en el visible. Estas regiones H II muy compactas son indicadores de la presencia de una estrella central muy joven. Muchas de las regiones H II parecen tener geometría de "cáscara" (véase la Fig. 5). Aún no está claro porqué tienen esta geometría (ver, por ejemplo, Rodríguez, Cantó y Morán<sup>(13)</sup>), que luego pierden al envejecer. Generalmente, se encuentran en la proximidad de ellas fuentes de emisiones maser que revelan



la presencia de estrellas aún más jóvenes que no han alcanzado temperaturas lo suficientemente elevadas como para crear una región H II a su alrededor (véanse las Figs. 4 y 5).

El estudio de las regiones H II se hace mucho más poderoso cuando añadimos a las observaciones de continuo las de líneas de recombinación. Estas líneas aparecen superpuestas al continuo y nos dan información sobre la velocidad radial y la cinemática de la región H II. En combinación con una medida del continuo, es posible medir de manera sencilla la temperatura electrónica de la región estudiada.

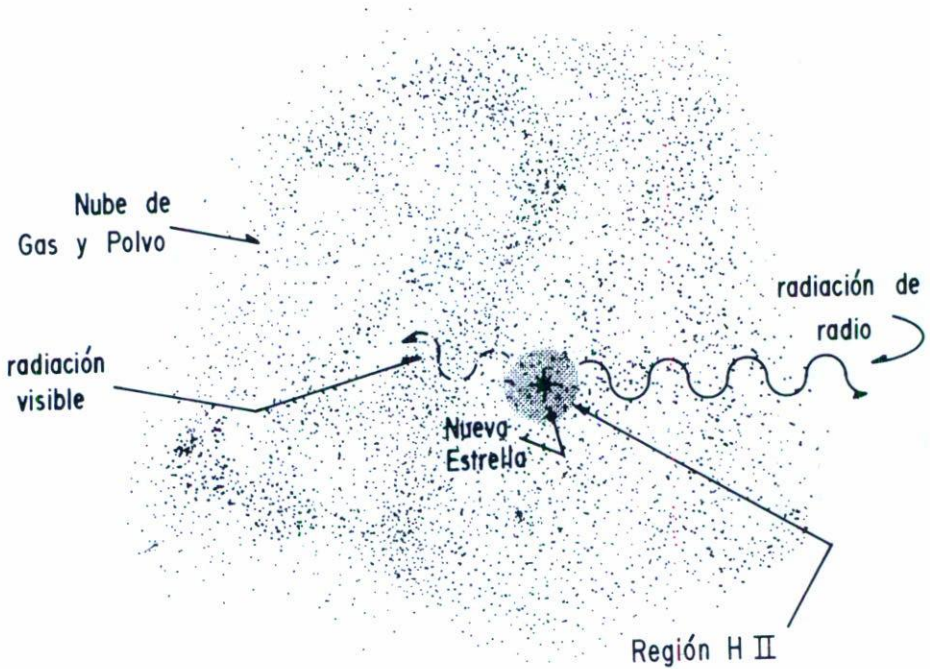


Fig. 3. Cuando en el interior de una nube molecular se forma una estrella caliente, los fotones ionizantes de ésta crean una región H II. La radiación visible emitida por la estrella y la región H II es absorbida por el polvo de la nube y no llega a escapar. En contraste la radiación de radio de la región H II escapa libremente.

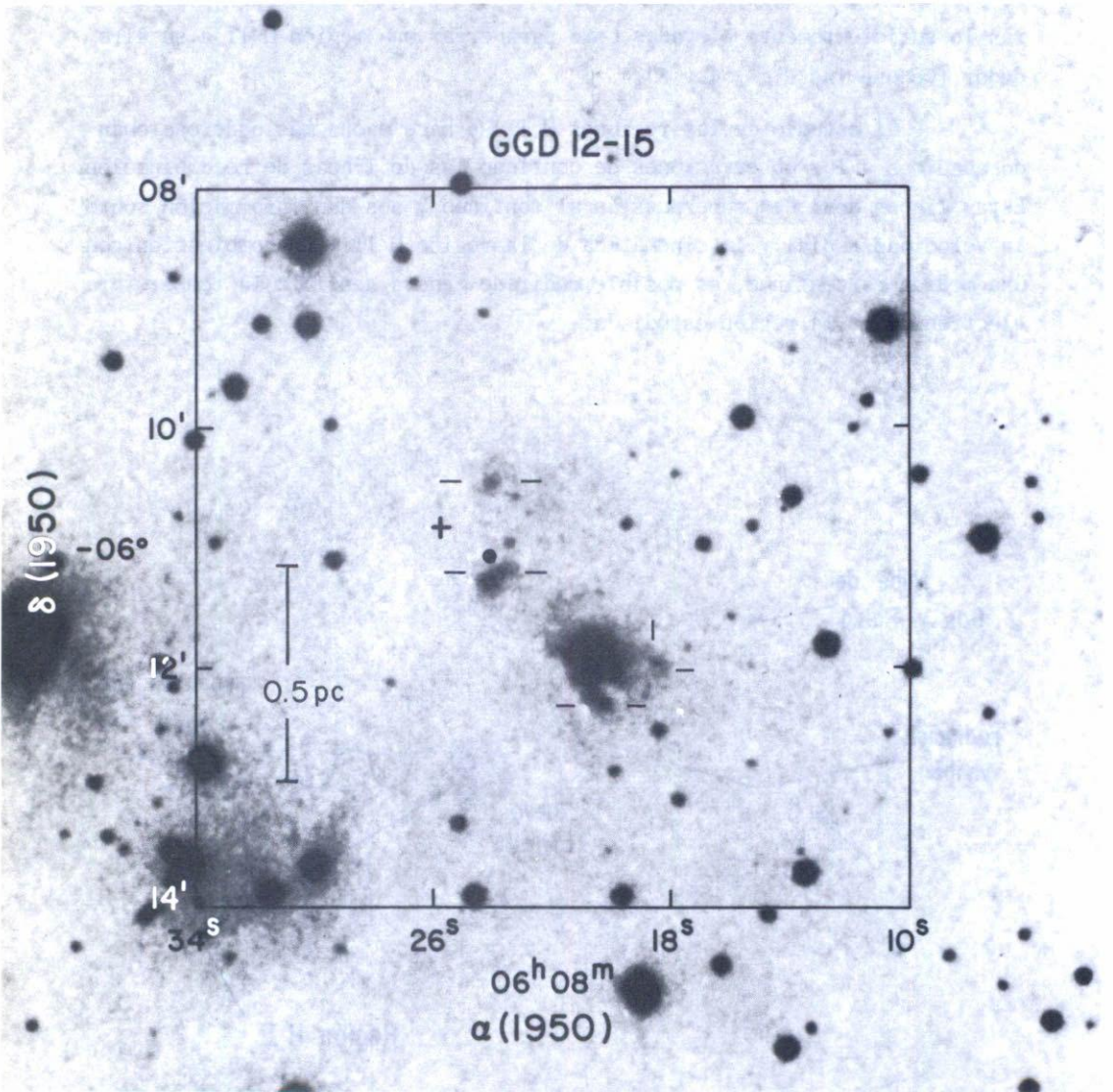


Fig. 4. La posición de la región H II GGD12-15 está marcada con un punto en esta reproducción de las Placas de Palomar. La cruz marca la posición de un maser de vapor de agua.

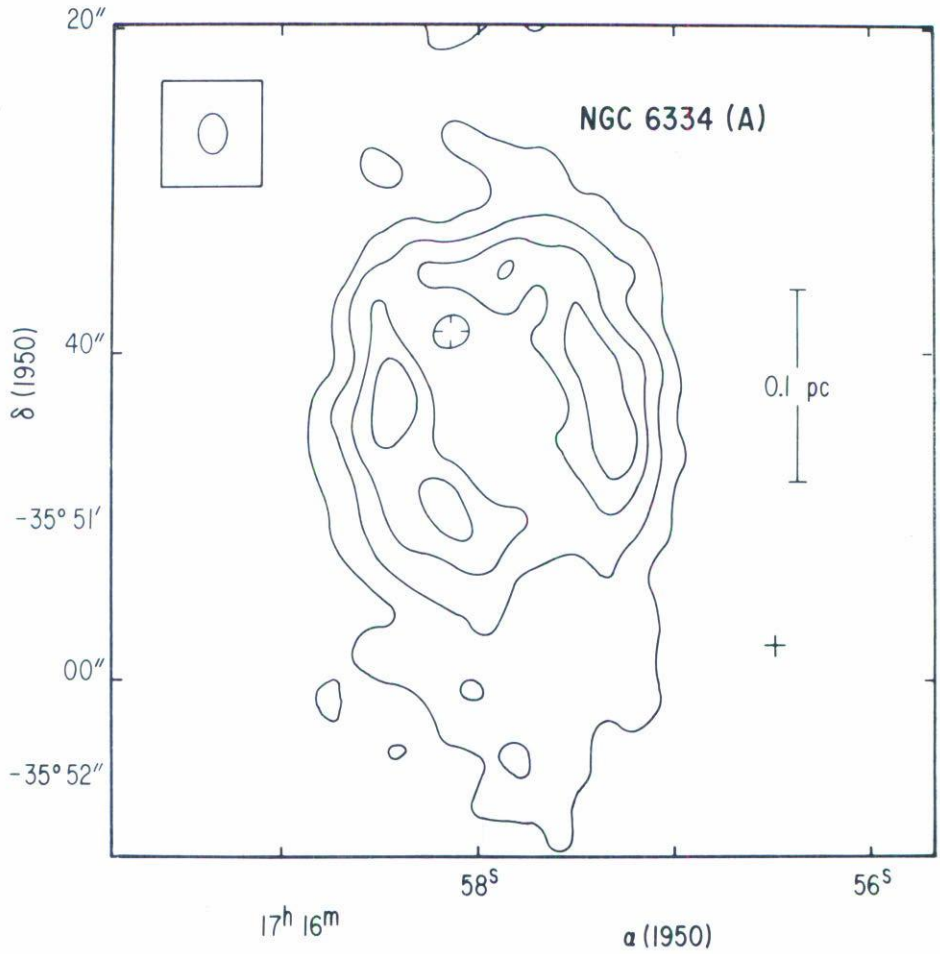


Fig. 5. Un radiomapa a 6 cm de la región H II compacta NGC6334 (A). La estructura de "cáscara" que muestra esta región es común en estas jóvenes regiones. La cruz en el extremo inferior derecho marca la posición de un maser de vapor de agua.

## III. LINEAS DE RECOMBINACION DE HIDROGENO Y HELIO.

A. Física básica

Cuando un electrón se recombina con un protón para formar un átomo de hidrógeno neutro, el electrón puede quedar en un nivel cuántico cualquiera. En las condiciones físicas de una región H II el electrón desciende en cascada hasta llegar al nivel base. Los fotones emitidos al cambiar de nivel cuántico el electrón dan origen a las líneas de recombinación que pueden caer en el radio, infrarrojo, visible o ultravioleta, de acuerdo a la diferencia de energía de los niveles. La frecuencia de las líneas está dada por la fórmula de Rydberg,

$$\left( \frac{\nu}{\text{GHz}} \right) = cRZ^2 \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+\Delta n)^2} \right), \quad (9)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz,  $R$  es la constante de Rydberg del elemento químico considerado,  $Z$  es la carga del átomo antes de la recombinación,  $n$  es el número cuántico principal del nivel inferior de la transición y  $\Delta n$  es el cambio en el número cuántico principal (véase la Fig. 6). A las líneas de recombinación de radio se las acostumbra denotar en el formato  $X\Delta n$ , donde  $X$  es el elemento químico que produce la línea,  $n$  es el nivel inferior de la transición y  $\Delta n$  es el cambio en el número cuántico dado en letras griegas (1= $\alpha$ , 2= $\beta$ , 3= $\delta$ , etc.). Así, una línea producida por el átomo de hidrógeno al pasar el electrón del nivel 87 al 86 será H86 $\alpha$ . Como se puede ver de la Ec. (9), las líneas de radio se producen para  $n$  grande, donde las diferencias de energía entre niveles son muy pequeñas. Para  $n$  grande, las diferencias de energía debidas a otros efectos son sumamente pequeñas y para los propósitos de la radioastronomía podemos considerar que los niveles orbitales, magnéticos y espinoriales de un nivel principal dado están degenerados. Como el hidrógeno es el elemento más abundante ( $\sim 90\%$  por número) seguido del helio ( $\sim 10\%$  por número), son las líneas de estos dos elementos las más intensas y las más estudiadas. De hecho, las líneas de otros elementos mucho menos abundantes, como el carbón y el azufre, son detectadas provenientes de regiones con condiciones físicas anómalas<sup>(14)</sup>. Las frecuencias de las líneas del hidrógeno y helio neutros son

$$\left( \frac{\nu}{\text{GHz}} \right)_{Hn\Delta n} = 3288052 \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+\Delta n)^2} \right),$$

$$\left( \frac{\nu}{\text{GHz}} \right)_{He n\Delta n} = 3289392 \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+\Delta n)^2} \right).$$
(10)

Como se puede ver de las ecuaciones anteriores, para  $n$  y  $\Delta n$  dados, las líneas de H y He aparecen muy cercanas en frecuencia. En la Fig. 7 mostramos el espectro de la región H II en Orión. En el visible se han estudiado líneas de recombinación ( $H2\alpha$  y  $H2\beta$ , por ejemplo) por mucho tiempo. Sin embargo, no fue sino hasta 1959 cuando Kardashev<sup>(15)</sup> predijo que también serían detectables en el radio. Después de algunos años, esta predicción fue confirmada cuando Dravskikh y Dravskikh<sup>(16)</sup> y Hoglund y Mezger<sup>(17)</sup> detectaron las líneas  $H104\alpha$  y  $H109\beta$ , respectivamente, en varias regiones H II galácticas.

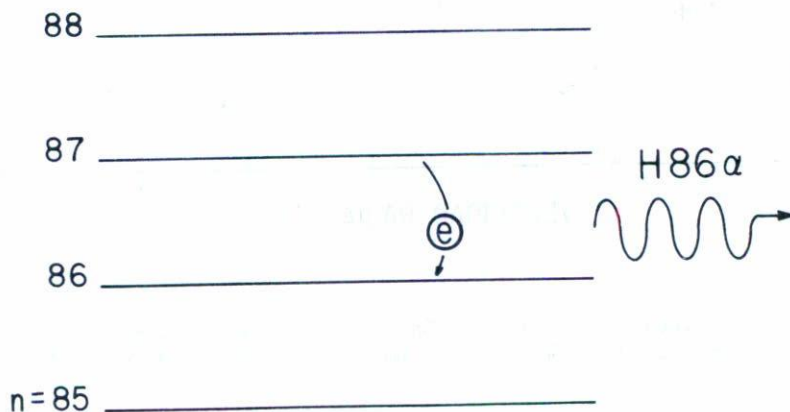


Fig. 6. Esquema de la formación de un fotón  $H86\alpha$ . Los niveles cuánticos de alta  $n$  se hallan separados por poca energía y las transiciones caen en la región de radio.

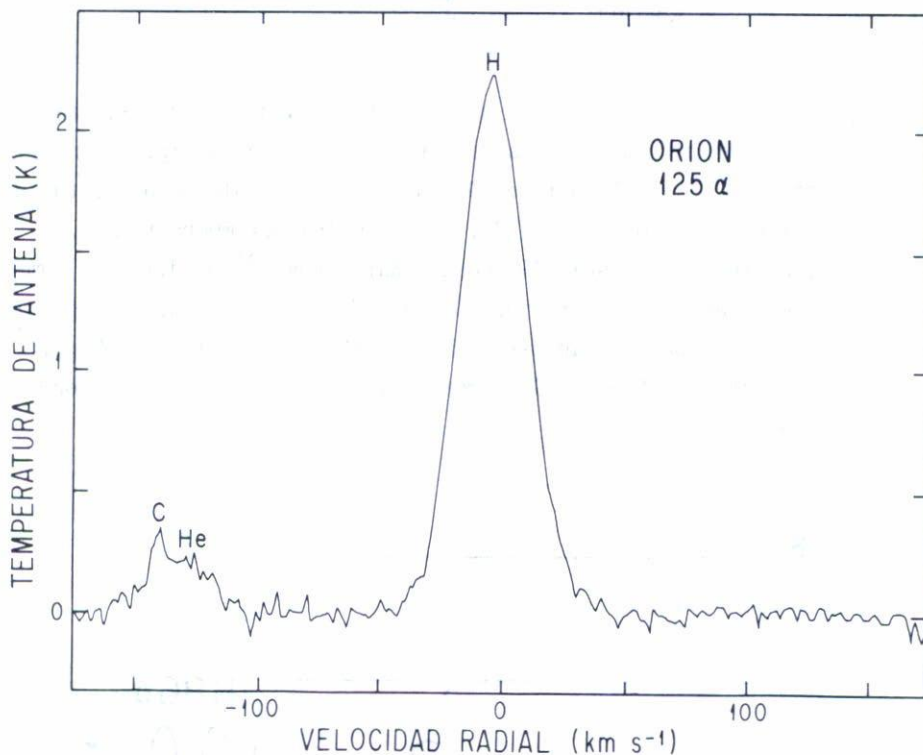


Fig. 7. Las líneas de recombinación H125 $\alpha$ , He125 $\alpha$  y C125 $\alpha$  provenientes de la nebulosa Orión. El eje horizontal está centrado a la frecuencia de la línea H125 $\alpha$ .

B. Determinación de temperaturas electrónicas mediante el cociente de línea a continuo.

A una frecuencia dada, las líneas más intensas son las  $\alpha$ . El espesor óptico en el centro de una línea Hn $\alpha$  está dado por<sup>(18)</sup>

$$\tau_L = 5.9 \times 10^{-3} \left( \frac{n_e n_p L}{10^6 \text{cm}^{-6} \text{pc}} \right) \left( \frac{\nu}{\text{CHz}} \right)^{-1} \left( \frac{T_e}{10^4 \text{K}} \right)^{-2.5} \left( \frac{\Delta \nu}{10 \text{km s}^{-1}} \right)^{-1} \quad (11)$$

En esta ecuación se ha supuesto equilibrio termodinámico local, aproximación que es válida para regiones H II típicas<sup>(19)</sup>.  $\Delta v$  es el ancho de la línea a media intensidad. Típicamente,  $\Delta v \simeq 25 \text{ km s}^{-1}$ , y los perfiles de las líneas son gaussianos. En la región de radio se tiene generalmente que  $\tau_L < \tau_C$ . En el centro de la línea la ecuación de la temperatura de antena es (ver Ec. (7))

$$T_a = T_e(1 - e^{-\tau_C - \tau_L}). \quad (12)$$

La temperatura de la línea es el exceso de temperatura en el centro de la línea respecto al continuo (ver Fig. 7) y está dada por

$$T_L = T_a(L+C) - T_a(C). \quad (13)$$

Para el caso ópticamente delgado obtenemos que

$$T_L = T_e \tau_L, \quad (14)$$

mientras que la temperatura del continuo será

$$T_C = T_e \tau_C. \quad (15)$$

Dividiendo la Ec. (14) entre la (15) obtenemos

$$\frac{T_L}{T_C} = 1.8 \times 10^{-2} \left( \frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{1.1} \left( \frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right)^{-1.15} \left( \frac{\Delta v}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-1}. \quad (16)$$

En una región H II típica el gas está constituido fundamentalmente de hidrógeno ionizado y helio una vez ionizado. Como los átomos de helio una vez ionizados contribuyen al continuo, la Ec. (16) se debe dividir entre  $(1+y^+)$ , donde  $y^+$  es el cociente de átomos ionizados de helio a átomos ionizados de hidrógeno, típicamente  $y^+ = 0.06-0.10$ . Rearreglando términos en la Ec. (16) encontramos que la temperatura electrónica de la región H II está dada por

$$\left( \frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right) = 3.0 \times 10^{-2} \left\{ \left( \frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{1.1} \frac{T_C}{T_L} \left( \frac{\Delta v}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-1} \left( 1+y^+ \right)^{-1} \right\}^{0.87}. \quad (17)$$

Todos los parámetros del lado derecho son determinables observacionalmente y podemos entonces encontrar  $T_e$ . Este método es muy importante, puesto

que el método de continuo descrito en § II es muy difícil de aplicar en la práctica.

C. La temperatura electrónica versus distancia galactocéntrica.

La existencia de diferencias sistemáticas en las características de regiones H II a distintas distancias galactocéntricas en otras galaxias es un fenómeno observado por primera vez en 1942 por Aller<sup>(20)</sup> y estudiado en gran detalle a través de los años por Burbidge y Burbidge<sup>(21)</sup>, Peimbert<sup>(22)</sup> y Searle<sup>(23)</sup>, entre otros. Curiosamente, el descubrimiento de diferencias entre las regiones H II de nuestra galaxia es relativamente reciente. Este retraso se debe a que el polvo interestelar hace muy difícil estudiar en el visible a las regiones internas de nuestra galaxia. En contraste, existen muchas galaxias externas que están a ángulos convenientes.

Usando el cociente de línea a continuo en el radio, Churchwell y Walmsley<sup>(24)</sup> (1975) y Viner, Clarke y Hughes<sup>(25)</sup> (1976) reportaron detecciones marginales de un gradiente en la temperatura electrónica de las regiones H II con distancia galactocéntrica. Este gradiente es en el sentido de que las regiones internas son más frías que las externas. Finalmente, en 1978 Churchwell *et al.*<sup>(26)</sup> midieron este gradiente más allá de toda duda. A este estudio han seguido otros realizados a distintas radiofrecuencias (27, 28, 29, 30). En la Fig. 8 mostramos los resultados obtenidos con la línea H125 $\alpha$ <sup>(30)</sup>. En el visible, Peimbert, Torres-Peimbert y Rayo (1978)<sup>(31)</sup> también encontraron un gradiente en la temperatura electrónica en el mismo sentido que el encontrado en el radio.

¿A qué se debe este gradiente? Aun cuando existe todavía considerable controversia sobre la importancia de otros efectos, lo más probable es que las regiones de la parte interna de la galaxia se enfrían más eficientemente que las de la parte externa. A su vez, esto se debe a que las regiones internas de la galaxia tienen, proporcionalmente al hidrógeno, más abundancia de elementos pesados como oxígeno y nitrógeno que son los que enfrían a las regiones H II emitiendo copiosas cantidades de radiación visible en sus líneas prohibidas. Este enriquecimiento de elementos pesados



es directamente observable en el visible<sup>(31)</sup>.

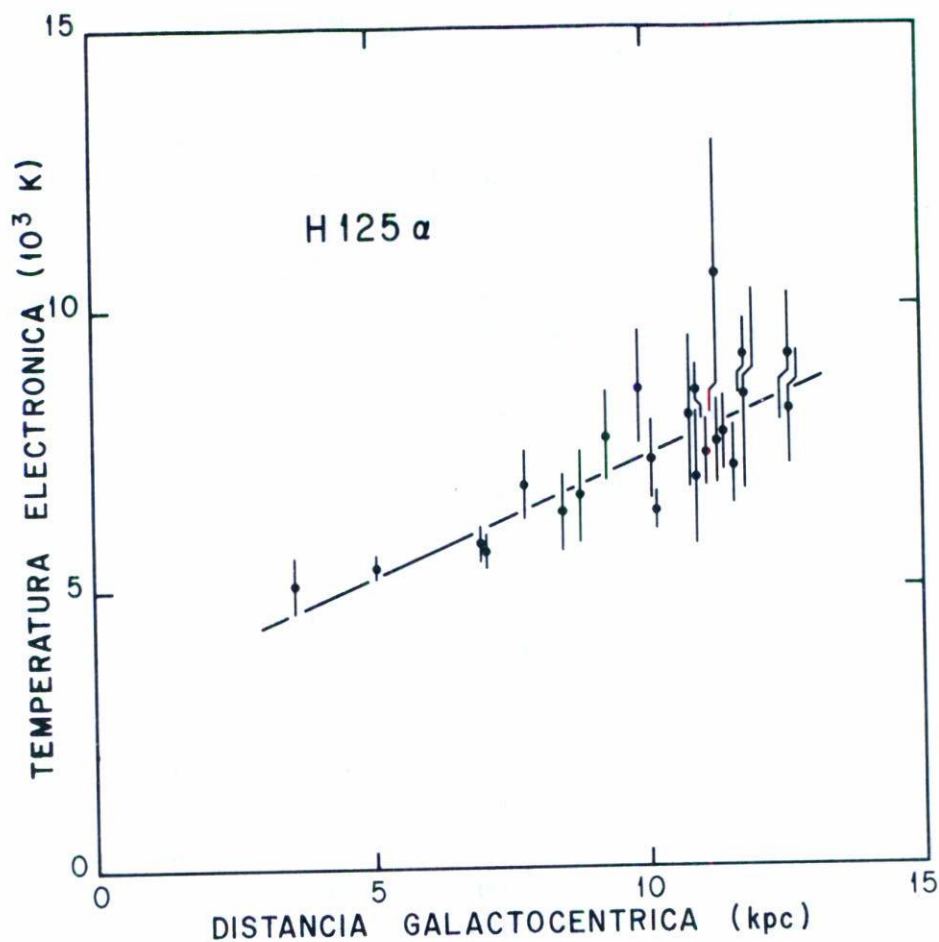


Fig. 8. Temperaturas electrónicas versus distancia galactocéntrica para las regiones H II estudiadas por Garay y Rodríguez<sup>(30)</sup>.

Los cinco estudios hechos en el radio dan gradientes de temperatura electrónica de  $300$  a  $400^\circ\text{K kpc}^{-1}$  para nuestra galaxia. Estos valores son muy similares al de  $295^\circ\text{K kpc}^{-1}$  determinado por Rayo, Peimbert y Torres-Peimbert<sup>(32)</sup> para la galaxia M101.

Finalmente, nos podemos preguntar porqué las regiones internas

de la galaxia son más ricas en elementos pesados. En las galaxias espirales, la formación de estrellas es estimulada por la onda de choque espiral. El patrón de la onda espiral rota como cuerpo rígido, mientras que el gas y las estrellas rotan keplerianamente. Esto hace que las regiones internas de la galaxia alcancen y pasen a través de la onda de choque espiral más frecuentemente que el gas de las regiones externas. O sea que la tasa de formación de estrellas ha sido mayor en las regiones internas que en las externas. Las estrellas al final de su vida devuelven material procesado y enriquecido en elementos pesados al medio interestelar y esto ha ocurrido más intensamente conforme más cerca del centro de la galaxia se esté. La cantidad precisa de enriquecimiento como función de la distancia galactocéntrica no es conocida aún y para determinarla se requerirá mucho trabajo observacional y teórico.

#### D. Determinación del cociente de helio a hidrógeno.

El helio es uno de los pocos elementos químicos que se formó durante la Gran Explosión. La medición de su abundancia respecto al hidrógeno es sumamente importante puesto que su valor es una de las predicciones del modelo estándar de la Gran Explosión. Desafortunadamente, en el radio sólo se mide la abundancia de helio ionizado a hidrógeno ionizado,  $y^+$ . Como dentro de las regiones H II puede también haber helio neutro,  $y^+$  es sólo una cota inferior a la abundancia real,  $y$ . Los valores típicos obtenidos,  $y^+ \approx 0.06-0.10$ , son consistentes con las predicciones teóricas pero no permiten poner a prueba de manera poderosa los modelos cosmológicos o bien determinar si hay enriquecimiento de helio<sup>(31,32)</sup> junto con el de los elementos pesados.

#### E. Sagitario A Oeste, una región H II en el núcleo de nuestra galaxia.

Entre el núcleo de la galaxia y el Sol existe tanto polvo interestelar que un fotón visible emitido en el núcleo de la galaxia sólo tiene una oportunidad en  $10^{12}$  de no ser absorbido en el camino. Debido a esto, el núcleo de nuestra galaxia sólo ha podido ser estudiado en el infrarrojo, donde la absorción es mucho menor, y en el radio, donde la absorción es despreciable.

En 1968 Becklin y Neugebauer<sup>(33)</sup> detectaron en el infrarrojo ( $2.2 \mu\text{m}$ ) el núcleo estelar de la galaxia, concluyendo que había del orden de 5 millones de masas solares en un volumen esférico con 1 pc de radio. La densidad estelar en este volumen es  $\sim 10^7$  veces mayor que la que hay en la vecindad solar<sup>(34)</sup>. Downes y Martin<sup>(35)</sup> encontraron en 1971 que coincidiendo con el núcleo estelar de la galaxia había una región H II. Esta conclusión estaba basada en el espectro térmico (el flujo varía como  $v^{-0.1}$ ) de radio de la región H II, lo cual permite diferenciarlas de las supernovas que tienen espectro no-térmico (el flujo varía como  $v^{-0.7}$ ). Esta región H II recibió el nombre de Sagitario A Oeste. La identificación como región H II quedó confirmada cuando Pauls, Mezger y Churchwell<sup>(36)</sup> detectaron la línea de recombinación H109 $\alpha$  proveniente de Sgr A Oeste. Posteriormente, Rodríguez y Chaisson<sup>(37)</sup> realizaron un detallado estudio en las líneas H65 $\alpha$ , H84 $\alpha$  y H94 $\alpha$ . Las líneas provenientes de Sgr A Oeste son drámicamente diferentes en su ancho respecto a las líneas de una región H II galáctica típica. En la Fig. 9 comparamos las líneas H84 $\alpha$  provenientes de Sgr A Oeste con las provenientes de W51A, una región H II normal. Mientras W51A tiene un ancho a intensidad media de  $\sim 25 \text{ km s}^{-1}$ , Sgr A Oeste tiene un anchodiez veces mayor,  $\sim 250 \text{ km s}^{-1}$ . ¿A qué se debía esta diferencia tan notable? Mientras tanto, Wollman et al.<sup>(38,39)</sup> y Lacy et al.<sup>(40)</sup> estudiaron la línea de estructura fina del neón una vez ionizado a  $12.8 \mu\text{m}$  proveniente de Sgr A Oeste, encontrando anchos aún mayores,  $\Delta v \sim 400 \text{ km s}^{-1}$ . Rodríguez y Chaisson<sup>(37)</sup> propusieron un modelo en el que Sgr A Oeste tenía una estructura de una condensación rodeada de un halo de menor densidad, condensación y halo rotando rápidamente alrededor del núcleo de la galaxia. En este modelo, las líneas infrarrojas provienen predominantemente de la condensación mientras que las de radio provienen predominantemente del halo. Esto permitió construir una curva de rotación del gas en el núcleo de la galaxia que se muestra en la Fig. 10. Para explicar el aumento en velocidad de rotación conforme nos acercamos al centro se requiere de masa adicional (aproximadamente otros cinco millones de masas solares), masa que no se detecta en forma de estrellas. Varios autores<sup>(39,37,41)</sup> han sugerido que esta masa se halla en un hoyo negro supermasivo que ocupa el centro preciso de la galaxia. Esta sugerencia está apoyada por la existencia de una fuente de radio supercompacta de características peculiares en Sgr A Oeste<sup>(42,43)</sup>.

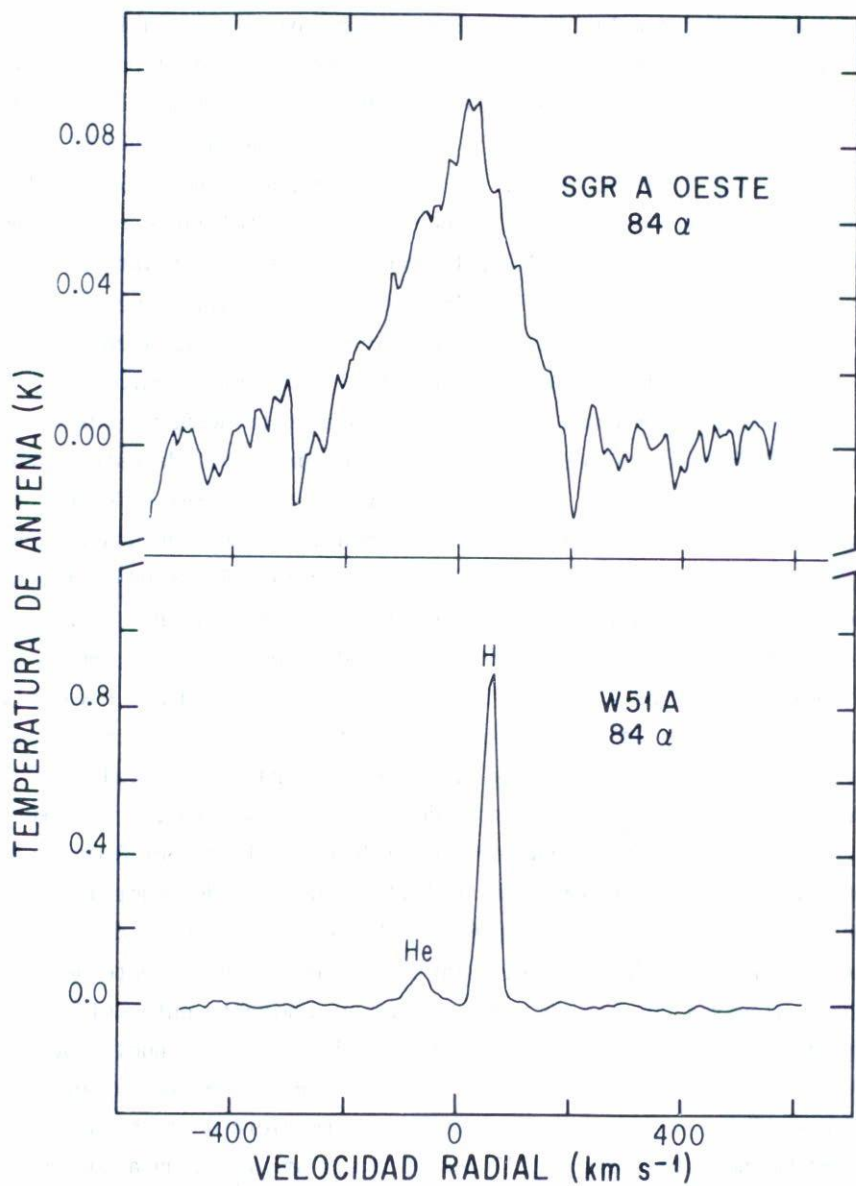


Fig. 9 Espectros de la línea H84 $\alpha$  proveniente de Sgr A Oeste y de W51A. El ancho de la línea de Sgr A Oeste es diez veces mayor que el de las regiones H II galácticas normales.

Observaciones infrarrojas recientes<sup>(40,44)</sup> indican que Sgr A Oeste es probablemente aún más compleja, con el gas en forma de grumos. Un estudio con alta resolución angular de las líneas de recombinación sería muy útil. Esto se realizará en el futuro cercano por algún grupo utilizando el conjunto Muy Grande de Radiotelescopios (VLA = Very Large Array), una vez que su capacidad espectroscópica esté bien desarrollada. Otra característica interesante de Sgr A Oeste es su alto contenido de elementos pesados, como lo sugiere su baja temperatura electrónica<sup>(37)</sup> y las mediciones de la línea infrarroja de argón a  $6.99\mu\text{m}$ <sup>(45)</sup>.

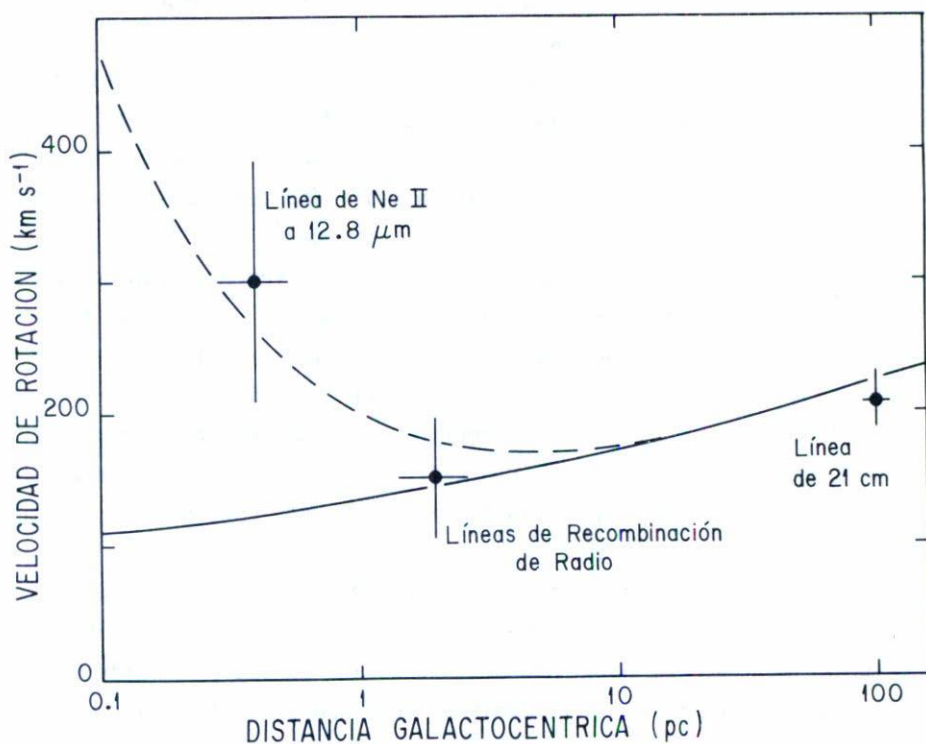


Fig. 10 La curva de rotación del gas en el núcleo de la galaxia. Los tres puntos observacionales provienen de Wollman *et al.*<sup>(38)</sup>, Rodríguez Chaisson<sup>(37)</sup> y Sanders y Wrixon<sup>(60)</sup>. La línea sólida es la predicha por un modelo que toma en cuenta a la población estelar normal. La línea quebrada toma en cuenta la población estelar normal más un objeto central con masa de 5 millones de masas solares.

#### IV. ESPECULACIONES SOBRE EL FUTURO DE LAS OBSERVACIONES RADIOASTRONOMICAS DE GAS IONIZADO.

Aun cuando sin lugar a dudas se seguirá observando continuo y líneas de recombinación provenientes de regiones H II galácticas, en esta última sección quisiéramos enfatizar los campos donde se esperan contribuciones novedosas. En general, esperamos resultados más interesantes en el estudio de objetos más débiles, como los vientos estelares ionizados y las nebulosas planetarias. Desde el punto de vista instrumental, el Conjunto Muy Grande de Radiotelescopios deberá jugar un papel preponderante en la realización de las observaciones.

El estudio del continuo proveniente de los vientos estelares ionizados permite la determinación del cociente  $\dot{M}/v_\infty$ , donde  $\dot{M}$  es la tasa de pérdida de masa en el viento y  $v_\infty$  es la velocidad del viento lejos de la superficie de la estrella, es decir la velocidad terminal del viento. Esto fue demostrado teóricamente por varios grupos<sup>(46,47,48)</sup> en 1975. Este método se ha usado para estudiar un grupo relativamente reducido de estrellas<sup>(49)</sup>. Desafortunadamente, el parámetro que se determina,  $\dot{M}/v_\infty$ , es compuesto. Se puede demostrar<sup>(50)</sup> que si se midiera el ancho de las líneas de recombinación proveniente de los vientos estelares ionizados, sería posible determinar  $v_\infty$  y  $\dot{M}$  separadamente. Aun cuando estas líneas son muy débiles y anchas existe al menos una estrella detectable<sup>(51)</sup>. Siendo  $\dot{M}$  y  $v_\infty$  los parámetros básicos que caracterizan un viento estelar, su determinación exacta es muy importante.

Las nebulosas planetarias tienen densidades electrónicas de 10 a 100 veces mayores que las regiones H II. Esto las hace objetos idóneos para estudiar el fenómeno de ensanchamiento en las líneas de recombinación por presión electrónica. En regiones de densidad alta, las órbitas electrónicas se ven perturbadas por los electrones libres cercanos. Esto ensancha las líneas a valores dados por<sup>(52)</sup>

$$\Delta v_{\text{TOTAL}} = \Delta v_{\text{DOPPLER}} \left\{ 1 + \left[ 0.12 \left( \frac{n}{100} \right)^{7.4} \left( \frac{n_e}{10^4} \right) \right]^2 \right\}^{1/2}. \quad (18)$$

Este efecto sólo ha sido estudiado en detalle por Chaisson y Malkan<sup>(53)</sup> en

la nebulosa planetaria NGC7027 y debería de medirse en varias otras planetarias.

Hace algunos años, varios grupos de radioastronomía reportaron la detección de líneas de recombinación provenientes de un objeto extragaláctico, la galaxia M82<sup>(54,55,56)</sup>. Por un tiempo se pensó que la medición de líneas de recombinación extragalácticas podría permitir la medición de la velocidad de recesión de objetos como cuasares y radiogalaxias. Desafortunadamente, pronto quedó claro que las líneas de recombinación de M82 se hallaban estimuladas debido a un efecto maser anómalo<sup>(57,58,59)</sup>. Hasta ahora, la búsqueda de líneas de recombinación provenientes de objetos extragalácticos ha dado resultados negativos, excepto para M82 y NGC253<sup>(58)</sup>.

En resumen, pensamos que debe haber un cambio en los objetos de estudio de este campo, con un énfasis cada vez mayor en el estudio de nebulosas planetarias y vientos estelares ionizados, así como de objetos peculiares como Sagitario A Oeste. Sin embargo, lo más probable es que se continúe encontrando objetos y fenómenos inesperados que involucren gas ionizado y sea en estos casos en los que el campo de continuo y líneas de recombinación haga sus contribuciones futuras más importantes.

#### REFERENCIAS.

1. Strömberg, B., *Astrophys. J.*, 89 (1939) 525.
2. Osterbrock, D.E., *Astrophysics of Gaseous Nebulae* (W.H. Freeman, San Francisco, 1974).
3. Huggins, W., *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 154 (1864) 437,
4. Haddock, F.T., Mayer, C.H. y Sloanaker, R.M., *Astrophys. J.* 119 (1954) 456.
5. Oster, L., *Rev. Mod. Phys.* 33 (1961) 525.
6. Schraml, J. y Mezger, P.G., *Astrophys. J.* 156 (1969) 269.
7. Rybicki, G.B. y Lightman, A.P., *Radiative Processes in Astrophysics* (Wiley-Interscience, New York, 1979).
8. Penzias, A.A. y Wilson, R.W., *Astrophys. J.* 142 (1965) 419.
9. Shaver, P.A. y Goss, W.M. *Australian J. Phys. Astrophys. Suppl.* 14 (1970) 77.
10. Peimbert, M. y Torres-Peimbert, S., *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 179 (1977) 217.
11. Lichten, S.M., Rodríguez, L.F. y Chaisson, E.J., *Astrophys. J.* 229 (1979) 524.
12. Rodríguez, L.F. y Chaisson, E.J., *Astrophys. J.* 221 (1978) 816.
13. Rodríguez, L.F., Cantó, J. y Moran, J.M., aparecerá en *Astrophys. J.*, Abril 1, 1982.

14. Brown, R.L., Lockman, F.J. y Knapp, G.R., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 15 (1978) 445.
15. Kárdashev, N.S. *Astron. Zh.*, 36 (1959) 838.
16. Dravskikh, Z.V. y Dravskikh, A.F., *Astron. Tsirk.* 282 (1964) 2.
17. Hoglund, B. y Mezger, P.G. *Science*, 150 (1965) 339.
18. Dupree, A.K. y Goldberg, L., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 8 (1970) 231.
19. Shaver, P.A., *Astron. Astrophys.* 90 (1980) 34.
20. Aller, L.H., *Astrophys. J.* 95 (1942) 52.
21. Burbidge, E.M. y Burbidge, G.R., *Astrophys. J.* 142 (1965) 634.
22. Peimbert, M., *Astrophys. J.* 220 (1968) 33.
23. Searle, L., *Astrophys. J.* 168 (1971) 327.
24. Churchwell, E. y Walmsley, C.M. *Astron. Astrophys.* 38 (1975) 451.
25. Viner, M.R., Clarke, J.N. y Hughes, V.A., *Astron. J.* 81 (1976) 512.
26. Churchwell, E., Smith, L.F., Mathis, J., Mezger, P.G. y Huchtmeier, W. *Astron. Astrophys.* 70 (1978) 719.
27. Lichten, S.M., Rodríguez, L.F., y Chaisson, E.J., *Astrophys. J.* 229 (1979) 524.
28. Wilson, T.L., Pauls, T.A., y Ziurys, L.M., *Astron. Astrophys.* 77 (1979) L3.
29. McGee, R.X. y Newton, L.M. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 196 (1981) 889.
30. Garay, G. y Rodríguez, L.F., en preparación (1982).
31. Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., y Rayo, J.F., *Astrophys. J.* 220 (1978) 516.
32. Rayo, J.F., Peimbert, M., y Torres-Peimbert, S., aparecerá en *Astrophys. J.* (1982).
33. Becklin, E.E., y Neugebauer, G., *Astrophys. J.* 151 (1968) 145.
34. Allen, C.W., *Astrophysical Quantities* (The Athlone Press, University of London).
35. Downes, D., y Martin, A.H.M., *Nature* 233 (1971) 112.
36. Pauls, T., Mezger, P.G., y Churchwell, E., *Astron. Astrophys.* 34 (1974) 327.
37. Rodríguez, L.F., y Chaisson, E.J. *Astrophys. J.* 228 (1979) 734.
38. Wollman, E.R., Geballe, T.R., Lacy, J.H., Townes, C.H. y Rank, D.M., *Astrophys. J. (Letters)* 205 (1976) L5.
39. Wollman, E.R., Geballe, T.R., Lacy, J.H., Townes, C.H., y Rank, D.M., *Astrophys. J. (Letters)* 218 (1977) L103.
40. Lacy, J.H., Townes, C.H., Geballe, T.R., y Hollenbach, D.J., *Astrophys. J.* 241 (1980) 132.
41. Oort, J.H., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 15 (1977) 295.
42. Kellermann, K.I., Shaffer, D.B., Clark, B.G., y Geldzahler, B.J., *Astrophys. J. (Letters)* 214 (1977) L61.
43. Brown, R.L., Johnston, K.J., y Lo, K.Y., remitido a *Astrophys. J.* (1981).
44. Lester, D.F., Werner, M.W., Storey, J.W.V., Watson, D.M., y Townes, C.H., *Astrophys. J. (Letters)* 248 (1981) L109.
45. Lester, D.F., Bregman, J.D., Witterborn, F.C., Rank, D.M., y Dinerstein, H.L., *Astrophys. J.* 248 (1981) 524.
46. Panagia, N. y Felli, M., *Astron. Astrophys.* 39 (1975) 1.
47. Wright, A.E. y Barlow, M.J., *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 170 (1975) 41.



48. Olton, F.M., *Astron. Astrophys.* 39 (1975) 217.
49. Abbott, D.C., Dieging, J.H., Churchwell, E., y Cassinelli, J.P., *Astrophys. J.* 238 (1980) 196.
50. Rodríguez, L.F., remitido a *Rev. Mexicana Astron. Astrof.* (1981).
51. Altenhoff, W.J., Strittmatter, P.A., y Wendker, H.J., *Astron. Astrophys.* 93 (1981) 48.
52. Brocklehurst, M. y Seaton, M.J., *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 157 (1972) 179.
53. Chaisson, E.J. y Malkan, M.A., *Astrophys. J.* 210 (1976) 108.
54. Shaver, P.A., Churchwell, E., y Rots, A.H., *Astron. Astrophys.* 55 (1977) 435.
55. Bell, M.B., y Seaquist, E.R., *Astron. Astrophys.* 56 (1977) 461.
56. Chaisson, E.J. y Rodríguez, L.F., *Astrophys. J. (Letters)* 214 (1977) L111.
57. Shaver, P.A., Churchwell, E., y Walmsley, C.M., *Astron. Astrophys.* 64 (1978) 1.
58. Bell, M.B., y Seaquist, E.R., *Astrophys. J.* 223 (1978) 378.
59. Rodríguez, L.F. y Chaisson, E.J., *Astrophys. J.* 238 (1980) 41.
60. Sanders, R.H. y Wrixon, G.T., *Astron. Astrophys.*, 26 (1973) 365.