

EL HIDROGENO MOLECULAR Y LA RADIACION ULTRAVIOLETA DE LAS SUPERNOVAS

Arcadio Poveda

Introducción.—El estudio de los movimientos estelares perpendiculares al plano de la galaxia⁽¹⁾ ha dado información sobre la densidad media en la vecindad solar; esta densidad es bastante mayor que la resultante de la masa conocida de estrellas y de hidrógeno neutro. ¿Cuál es entonces la naturaleza de esta masa inobservable? Una posibilidad bastante aceptable sería pensar que el déficit apuntado está totalmente —o en su mayor parte— en forma de hidrógeno molecular. Gould⁽²⁾ ha discutido ampliamente las dificultades para observar en el rango óptico la emisión o absorción del H₂. Si todo el déficit de masa fuera explicable por la presencia de hidrógeno molecular, esto implicaría una densidad media de 8×10^{-24} gm/cm³ ó $n \approx 5$ átomos/cm³ en la forma de hidrógeno molecular, más un átomo/cm³ en forma de hidrógeno atómico.

Si tuviéramos algún mecanismo por medio del cual pudiéramos transformar este hidrógeno molecular, en hidrógeno atómico o en hidrógeno ionizado, podríamos entonces estimar la proporción de H₂. Es el propósito del presente trabajo investigar qué se puede afirmar sobre la abundancia media de H₂ bajo ciertas suposiciones plausibles acerca de la energía ultravioleta emitida por la explosión de una supernova. Pensamos que existen 2 fenómenos que podrían dar información sobre esta cuestión. Uno de ellos es el nacimiento de una (o más) estrellas O; la abundante radiación de estas estrellas permite no sólo disociar grandes cantidades de H₂ (la sección recta para disociación es del mismo orden de magnitud que la sección recta para ionizar el hidrógeno atómico) sino también ionizarlo “inmediatamente”, produciendo así una esfera de Strömgren cuya densidad media sería mayor que la densidad media observable del gas interestelar. Desgraciadamente este argumento tiene una objeción insalvable, y ésta es que la densidad en las esferas de Strömgren, que observamos alrededor de las estrellas O, no son típicas del medio interestelar, puesto que el nacimiento de una estrella O requiere la presencia de una mayor densidad de gas, así pues cualquier exceso de densidad en la vecindad de una estrella O, es más natural atribuirlo a la fluctuación en densidad que produjo la estrella O en cuestión.

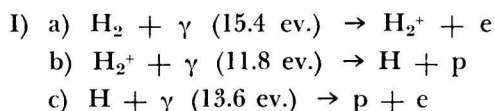
Por otra parte, la conjetura de Gold⁽³⁾ en el sentido de que la radiación ultravioleta de una estrella O produciría alrededor de la esfera de hidrógeno ionizado una segunda esfera de hidrógeno atómico —como resultado de la disociación del H₂— resulta insostenible debido a que la radiación ultravioleta que escapa de la esfera de Strömgren, sólo puede disociar el H₂ por medio de la transición prohibida $1\Sigma_g^+ \rightarrow 3\Sigma_u^+$ pero esta transición, según ha calculado Gould⁽²⁾, tiene una fuerza de oscilador pequeñísima $\approx 10^{-10}$, lo cual conduce a que el hidrógeno molecular exterior a la esfera de Strömgren, prácticamente permanece intacto⁽⁴⁾.

Un segundo proceso que transformaría el H₂ a una forma observable ópticamente, es la explosión de una supernova. Al igual que en el caso del nacimiento de una estrella O, la explosión de una supernova puede producir suficiente radiación ultravioleta para disociar e ionizar el hidrógeno que hubiera en su vecindad; como por otra parte la explosión de una supernova no tiene porque estar correlacionada con las fluctuaciones de densidad del medio interestelar, entonces los resultados a que lleguemos serán más representativos del medio interestelar.

Como la diferencia en densidad entre el caso en que todo el déficit de masa sea explicable por la presencia de H₂ y el caso en el que no hay H₂ es un factor de 5, y como además el brillo superficial de la hipotética nebulosa es proporcional al cuadrado de la densidad, resulta que tendríamos por lo menos una diferencia de un factor de 36 entre el brillo superficial de los 2 casos extremos. La magnitud de esta diferencia nos da esperanzas de poder decir algo sobre la abundancia del H₂.

La Región H II alrededor de una Supernova.—Existen 2 caminos para transformar la molécula de hidrógeno (supuesto que se encuentra en su nivel más bajo de energía) en 2 protones y 2 electrones.

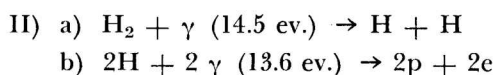
El primer camino lo podemos describir por las reacciones siguientes:



Por este camino la energía mínima requerida es de 40.8 ev. por molécula de H₂ y la longitud de onda máxima posible es $\lambda = 800$ Å. La sección recta para la ionización en el límite ha sido estimada por Gould de los experimentos de Wainfan et al, como $\sigma = 7.5 \times 10^{-18}$ cm²; las reacciones b) y c) tienen secciones rectas muy parecidas entre sí⁽²⁾. Para ionizar el hidrógeno, la sección recta por unidad de frecuencia, en el límite, es bien sabido que es igual a 6.3×10^{-18} cm². La serie de reacciones

comprendidas en I se desarrollarán entonces con velocidades relativas aproximadamente iguales a las abundancias de los fotones necesarios para efectuarlas.

El segundo camino para transformar la molécula de hidrógeno, está dado por las reacciones:



Para esta reacción la energía mínima necesaria es de 41.7 ev. y la longitud de onda máxima posible es $\lambda = 856 \text{ \AA}$. Nuevamente la sección recta para la reacción a) es semejante a la sección recta para ionizar el hidrógeno neutro. Por lo tanto es natural pensar que el 2º camino sea el modo más frecuente de ionizar completamente el medio en la vecindad de una supernova, ya que para las temperaturas que conservadoramente supondremos, hay más fotones ultravioletas usables para el segundo camino que para el primero.

Si suponemos que de la energía radiante producida por la supernova, únicamente aquella con longitud de onda más corta que $856 \text{ \AA}$ podría ser utilizada para disociar e ionizar el hidrógeno, evidentemente estaremos subestimando el tamaño y el brillo de la región HII resultante; mas, como este error no es muy importante, procederemos bajo la suposición de que la ionización del H es producida únicamente por los fotones al ultravioleta de $856 \text{ \AA}$. Por otra parte ninguno de estos fotones podrá escapar de la vecindad de la supernova sin ser absorbido. Como el rafagazo ultravioleta tiene una apreciable duración, todos los átomos resultantes de la disociación del H_2 todavía tienen una buena oportunidad de absorber otro cuanto e ionizarse. Así podemos suponer que toda la energía radiante $E(856)$ producida por la supernova con $\lambda < 856 \text{ \AA}$ será usada para disociar e ionizar el medio interestelar en su vecindad.

Con estas suposiciones el radio R de la esfera HII resultante está dado simplemente por la conservación de la energía:

$$\frac{4}{3} \pi R^3 (13.6 + 21 n) 1.6 \times 10^{-12} = E(856) \quad (1)$$

donde $n/2$ es el número de moléculas de hidrógeno por centímetro cúbico y donde hemos supuesto que la abundancia de hidrógeno atómico es de un átomo/centímetro³; en el paréntesis tenemos la energía para disociar e ionizar todo el hidrógeno existente por centímetro cúbico.

El radio de la esfera ionizada resultante es función de n y de E , y está dado finalmente por:

$$R = \frac{1.71 \times 10^{-15} E^{1/2}(856)}{(13.6 + 21 n)^{1/2}} \quad (2)$$

donde R está dada en parsecs y $E(856)$ en ergs.

En la tabla 1 se dan los valores de R para un grupo de combinaciones posibles de n y de E ; estos mismos valores están representados en la figura 1.

T A B L A 1

Radio de la región HII producida por una supernova de energía $E(856)$, en cuya vecindad la densidad del hidrógeno molecular es $n/2$.

$E \backslash n$	0	1	2	3	4	5
1.55×10^{48}	8.3	6.1	5.2	4.7	4.3	4.0
1.55×10^{49}	17.9	13.1	11.2	10.0	9.3	8.7
3×10^{49}	22.3	16.3	13.9	12.5	11.5	10.8
3×10^{50}	47.9	35.1	30.0	27.0	24.9	23.3

Para predecir la intensidad del brillo superficial observable bajo las diferentes combinaciones probables de n y de $E(856)$, fijaremos nuestra atención en las líneas del espectro de recombinación del hidrógeno.

La energía emitida en $\text{H}\beta$ por centímetro cúbico, por segundo en una nebulosa de densidad electrónica N_e y temperatura electrónica T_e , está dada por ⁽⁵⁾

$$E_{n\beta} = 2.28 \times 10^{-19} \frac{N_e^2}{T_e^{3/2}} b_4 e^{X_4}; \quad X_4 = \frac{1.57 \times 10^{-5}}{n^2 T_e} \quad (3)$$

y donde b_4 es el factor de corrección que nos permite saber la población del nivel $n = 4$ a partir de la fórmula de Boltzmann; según Burgess⁽⁶⁾ $b_4 = 0.2$, para el caso B de Menzel el más adecuado también para el problema presente; si $T_e = 10^4$.

$$E_{n\beta} = 1.24 \times 10^{-25} N_e^2 \quad (4)$$

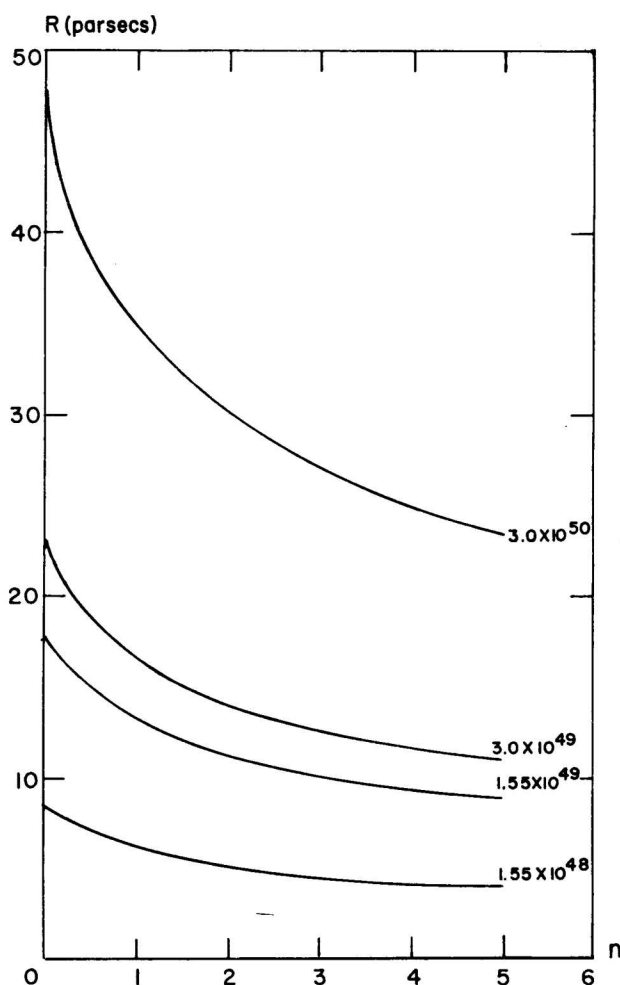


Figura 1

para una nebulosa, por ejemplo cúbica y de profundidad d , la energía recibida en la tierra en ergs por segundo, por cm. cuadrado, por estereoradian será entonces:

$$E_{H\beta}/\text{cm}^2 \text{ seg esterad} = 3 \times 10^{-8} (d N_e^2) = 3 \times 10^{-8} M. E. \text{ ergs} \quad (5)$$

donde d se mide en parsecs, y $M. E.$ es la bien conocida medida de emisión de Strömgren. La intensidad específica en H_α resulta:

$$E_{H\alpha}/\text{cm}^2 \text{ seg esterad} = 7.5 \times 10^{-8} M. E. \text{ ergs} \quad (6)$$

donde se ha usado un decremento de Balmer de 2.5.

Resulta muy conveniente, como lo ha hecho notar Strömgren, medir la intensidad específica en términos de la medida de emisión, ya que la intensidad específica es directamente proporcional a la medida de emisión.

La medida de emisión mínima para observar una nebulosa en H_α .—Es bien sabido que por un elegante sistema espectrográfico Struve y Elvey⁽⁷⁾ descubrieron tenues y extensas nebulosas en emisión (a pesar de ser pequeña la pureza de estos espectrogramas en H_α); naturalmente es deseable conocer la intensidad específica (o la $M. E.$) de estas nebulosas. Con su fotómetro para $H\beta$ Strömgren⁽⁸⁾ hizo las mediciones pertinentes para algunas nebulosas, incluyendo nebulosas brillantes como es el centro de la nebulosa de Orión, y 3 medidas representativas de las regiones intensas intermedias y débiles estudiadas por Struve y Elvey. Según las mediciones de Strömgren la intensidad específica del centro de Orión ($r < 0.65'$) corresponde a una medida de emisión de 8×10^6 y las nebulosas débiles de Struve y Elvey tienen una $M. E. = 400$. Sin embargo G. Münch⁽⁹⁾ ha hecho notar que existe un error en la $M. E.$ que asigna Strömgren al centro de la nebulosa de Orión; en efecto Wurm⁽¹⁰⁾ ha medido nuevamente la intensidad específica de la región central ($r < 0.5'$) y encuentra $E_{H\beta}/\text{cm}^2 \text{ seg esterad} = 10^{-1.5} \text{ ergs}$. De la ecuación (5) tenemos por lo tanto $M. E. = 10^6$, por otra parte el brillo medido por Wurm está de acuerdo con una antigua determinación de Ambartsumian. Naturalmente nos surge la duda

si este error es un factor constante que por alguna equivocación afectó en igual forma las reducciones a todas las medidas de emisión listadas por Strömgren, o únicamente es aplicable al centro de Orión. Es claro que si este factor de corrección vale para toda la serie de medidas de Strömgren, entonces las nebulosas débiles de Struve y Elvey tendrán una $M. E. = 50$!. Afortunadamente este punto se puede aclarar con los resultados de una investigación de H. M. Johnson⁽¹¹⁾ en conexión con la nebulosa ultravioleta alrededor de Spica. Johnson investigó la región alrededor de Spica en busca de emisión en $H\alpha$; esta búsqueda se hizo con fotografía directa (con anchos equivalentes de 326 Å) y espectrográficamente; el resultado de la búsqueda fue negativo, sin embargo de este resultado y de la intensidad de $[O I] \lambda 6300$, que ha sido medida en escala absoluta por Barbier, Johnson encuentra que la intensidad específica en $H\alpha$, de la nebulosa alrededor de Spica, es menor que 3×10^{-6} ergs/cm² seg esterad, este resultado combinado con la ecuación (6), nos da $M. E. < 40$ lo que a su vez concuerda con la suposición de que las medidas de Strömgren están afectadas por un error sistemático, y que para corregirlas es necesario dividir las por un factor de 8.

Finalmente queda por aclarar si una nebulosa que tiene $M. E. = 50$ sería visible en las cartas rojas del "Palomar Sky Survey", puesto que esas nebulosas han sido descubiertas espectroscópicamente. Para resolver esta cuestión nuevamente nos hemos guiado por otra investigación de Hugh Johnson⁽¹²⁾, quien encuentra que la parte débil de la nebulosa alrededor de 10 Lacerta tiene la misma intensidad que las nebulosas a las que Strömgren asignó $M. E. = 400$. Una simple mirada a la carta correspondiente del "Palomar Sky Survey" muestra que toda la nebulosa alrededor de 10 Lacerta es claramente visible, y también lo es la parte con $M. E. = 50$. Este resultado ha sido cotejado con otras nebulosas a las que Johnson⁽¹³⁾ asigna (en la escala de Strömgren) $M. E. = 400$. También en estos casos las nebulosas son más o menos visibles en las cartas de Palomar, dependiendo naturalmente de que tan ennegrecido esté el "fondo".

Por lo tanto se puede afirmar que en las cartas rojas del "Palomar Sky Survey" y donde el fondo no esté muy ennegrecido, toda nebulosa con $M. E. > 50$ es observable, y que si no es observable, entonces $M. E. < 40$. Por otra parte esta afirmación es consistente con la magnitud estelar límite de las placas rojas, el número de cuantos necesarios para activar un grano de emulsión y el número de granos necesarios (sobre el fondo del cielo) para detectar una imagen estelar.

El brillo esperado en la vecindad de una supernova.—Como ya se indicó con anterioridad una forma conveniente de expresar el brillo superficial es a través de la medida de emisión. Conocida ésta, la intensidad específica (en unidades absolutas) se puede dar para cada línea de recombinación; por lo tanto estimaremos el brillo de la nebulosa en términos de la medida de emisión. Evidentemente la medida de emisión para la región H II en la vecindad de la supernova será:

$$M. E. = 2 R \frac{z}{(n+1)} = 2 \frac{z}{(n+1)} \frac{1.71 \times 10^{-15} E_{\%}(856)}{(13.6 + 21 n)^{\frac{1}{2}}} \quad (7)$$

La Energía Ultravioleta liberada por las Supernovas.—Esta es sin duda la parte más incierta en todo el trabajo y acaso debiera ser esta la incógnita por despejar, sino fuera por nuestra ignorancia mayor aún sobre la abundancia del hidrógeno molecular. A pesar de todo, creemos posible dar una estimación aproximada del orden de magnitud de esta energía.

Según Zwicky⁽¹⁴⁾ la magnitud absoluta (visual) de las supernovas en el máximo, se dan en el amplio rango de -11 a -20 ; con una variedad tan grande no es mucho lo que pueda afirmarse en general. Trataremos pues solamente 2 casos interesantes:

- a) Las supernovas más brillantes con $Mv_{\max} \approx -20$.
- b) La supernova de A. D. 1054.

De la evidencia disponible la temperatura del continuo de las supernovas puede ser de unos 40,000° K, para las supernovas de tipo II⁽¹⁵⁾, o bien unos 22,000° K para las supernovas de tipo I según se infiere de su color $(B-V)_0 = -.25$ ⁽¹⁶⁾ y suponiendo que radian como cuerpos negros. Podemos entonces calcular la energía radiante producida en la explosión, aplicando las correcciones bolométricas correspondientes⁽¹⁷⁾, y suponiendo además que la supernova radia como cuerpo negro por unos 10 días con la misma potencia que en el máximo; finalmente con la ayuda de tablas de la función de Planck, se puede calcular la energía total emitida al violeta de $\lambda 856$ Å. De esta manera encontramos:

- a) $Mv = -20$

- I) $T = 2.2 \times 10^4$ °K, $Mbol = -22.8$, $E_{10} = 3.1 \times 10^{50}$ ergs.
- II) $T = 4 \times 10^4$ °K, $Mbol = -23.9$, $E_{10} = 8.5 \times 10^{50}$ ergs.
- I) $E(856) = 1.55 \times 10^{49}$ ergs.
- II) $E(856) = 3 \times 10^{50}$ ergs.

- b) La magnitud visual en el máximo de la supernova de A. D. 1054, es naturalmente incierta; si tomamos el valor⁽¹⁸⁾ $m_v = -6$, una corrección por absorción de 1.6 magnitudes⁽¹⁹⁾ y una distancia

de 1000 parsecs, obtenemos una magnitud visual en el máximo de -17.5 . Esto parece indicar que la supernova que dio origen a la nebulosa del Cangrejo ha sido bastante brillante, pues produjo en el visual 10 veces menos energía que las supernovas más brillantes conocidas.

En cuanto a la temperatura que pudo caracterizar la radiación continua de la supernova de 1054 es naturalmente muy difícil de contestar, sin embargo si tomamos en cuenta que la velocidad radial media de la nebulosa es muy pequeña* tendríamos que concluir que la estrella que dio origen a la supernova era de población I y por lo tanto la supernova debió haber sido de tipo II. Sin embargo también hay razones para pensar que no lo fué, pues las supernovas de tipo II arrojan material con velocidades del orden de 4 a 5 mil kilómetros por segundo y que no corresponden a las velocidades presentes en la nebulosa del Cangrejo.**

En vista de esta incertidumbre consideraremos también en este caso 2 temperaturas:

$$\text{I) } T = 2.2 \times 10^4 \text{ }^\circ\text{K}, \quad E(856) = 1.55 \times 10^{48} \text{ ergs.}$$

$$\text{II) } T = 4 \times 10^4 \text{ }^\circ\text{K}, \quad E(856) = 3 \times 10^{49} \text{ ergs.}$$

Quizás sea interesante recordar que actualmente la energía (energía cinética, más energía magnética y rayos cósmicos) presente en la nebulosa del Cangrejo es del orden de 10^{49} ergs.

Con estas energías podemos predecir las medidas de emisión que podríamos esperar en las regiones H II producidas por la radiación de las supernovas, como función de la abundancia de H_2 .

T A B L A 2

Medida de Emisión en la parte central de la región H II producida por una supernova de energía $E(856)$ y en cuya vecindad la densidad del hidrógeno molecular es $n/2$.

$E \backslash n$	0	1	2	3	4	5
1.55×10^{48}	16.5	48.6	93.3	149.1	214.9	290.0
1.55×10^{49}	35.7	104.7	201.1	321.3	463.1	624.9
3×10^{49}	44.5	130.4	250.6	400.3	577.0	778.6
3×10^{50}	95.9	281.0	539.9	862.5	1243.3	1677.5

En la figura 2 se ilustra la dependencia de $M. E.$ como función de n para cada una de las 4 energías mencionadas, la línea horizontal corresponde al límite de detectabilidad que hemos hecho igual a $M. E. = 130$ tomando en cuenta una corrección por absorción de 1.3 magnitudes en H α en la dirección de la nebulosa del Cangrejo.

Cabe hacer notar que estos brillos calculados valen en el caso en que todo el material en la región H II esté ionizado; con el transcurso del tiempo el hidrógeno ionizado se recombinará y la nebulosa se hará menos brillante, sin embargo es fácil verificar que en el lapso de unos 900 años y para las densidades que nos preocupan el brillo superficial no puede haber disminuido más de un 20 por ciento de su valor máximo. Por otra parte para calcular las medidas de emisión hemos supuesto que la nebulosa es rigurosamente homogénea, siendo que es bien sabido que la densidad local del medio interestelar muestra fuertes desviaciones de la densidad media; en este caso el brillo superficial sería mayor que el predicho por la fórmula (7). Si por ejemplo suponemos que el espacio está ocupado por material según la distribución de Poisson⁽²⁰⁾, entonces el brillo superficial sería el doble del calculado con la fórmula (7).

De los datos de la tabla 2 y figura 2 y del hecho negativo de no haberse detectado nunca una región H II producida por la radiación de una supernova y muy especialmente en la vecindad de la nebulosa del Cangrejo, podemos entonces concluir con gran probabilidad lo siguiente:

1) De haber hidrógeno molecular en la vecindad del Cangrejo, su densidad es menor que una y media moléculas por centímetro cúbico. Ciertamente es muy improbable que exista una abundancia igual al déficit de masa requerido por consideraciones dinámicas.

2) De haber tanto hidrógeno molecular como para explicar el déficit dinámico, y si las condiciones físicas que conducen a tan abundante formación de H_2 no son privativas de nuestra galaxia (no hay ninguna razón para pensar que la vía láctea sea peculiar en este sentido), entonces la radiación ultravioleta ($\lambda < 856 \text{ \AA}$) de cualquier supernova debería ser menos que 2.10^{47} ergs., lo cual implicaría que la temperatura efectiva de las supernovas más brillantes es menor que $15,800^\circ \text{ K}$.

3) Si no hay hidrógeno molecular en cantidades apreciables en el medio interestelar, entonces la energía total emitida por una supernova, al ultravioleta de $\lambda 856 \text{ \AA}$ podría ser tan grande como 10^{51} ergs.

* Mayall, citado por Woltjer¹⁹.

** Aunque aquí podría argüirse que las bajas velocidades observadas son consecuencia de una gran eficacia en la transformación de la energía cinética de la nebulosa en energía magnética y energía de las partículas relativistas (rayos cósmicos).

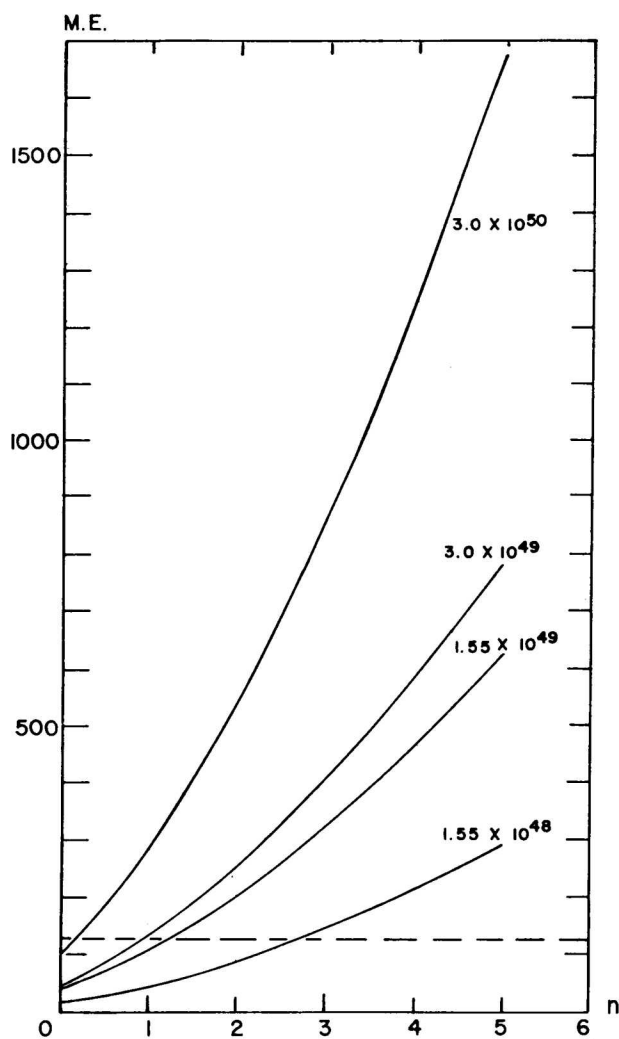


Figura 2

Agradecimientos.—Me es grato reconocer la valiosa información proporcionada por el Dr. G. Münch sobre la medida de emisión en el centro de la nebulosa de Orión; al Dr. F. Zwicky también agradecemos algunas discusiones interesantes sobre supernovas.

México, D. F., 15 Feb. 1963

REFERENCIAS

1. J. H. Oort en NUFFIC International Summer Course in Science, pág. 215; 1960.
2. J. Gould, The interstellar abundance of the hydrogen molecule AFOSR 1401; 1961.
3. T. Gold, Mem. Soc. R. Sci. Liege 4, 476; 1961.
4. M. Peimbert, Esferas de Strömgren. Tesis Profesional; Facultad de Ciencias UNAM; 1962.
5. L. H. Aller, Gaseous Nebulae, pág. 195; 1956.
6. A. Burgess, M. N. 118, 477; 1958.
7. O. Struve and C. Elvey, Ap. J. 89, 119; 1939.
8. B. Strömgren, Problems of Cosmical Aerodynamics, p. 7; 1949.
9. G. Munch, Comunicación personal.
10. K. Wurm, Zeitschrift für Astrophysik 52, 149; 1961.
11. H. M. Johnson, P. A. S. P. 73, 73; 1961.
12. H. M. Johnson, Ap. J. 118, 162; 1953.
13. H. M. Johnson, Ap. J. 118, 370; 1953.
14. F. Zwicky, Comunicación personal.
15. R. Minkowski, P. A. S. P. 53, 224; 1941.
16. D. M. Mihalas, P. A. S. P. 74, 116; 1962.
17. C. W. Allen, Astrophysical Quantities 1955.
18. C. Payne-Gaposchkin, The Galactic Novae, pág. 260; 1957.
19. L. Woltjer, B. A. N. 14, N° 483, p. 39; 1958.
20. H. C. Van de Hulst, Rev. of Modern Physics 30, 913; 1958.