

00323

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

39



DETERMINACIÓN DE LA MASA ESTELAR
Y GASEOSA DE REGIONES H II
GIGANTES EXTRAGALÁCTICAS

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE

F Í S I C A

P R E S E N T A

LUISA GUADALUPE JAIME GONZÁLEZ



FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR



DIRECTOR DE TESIS: DR. MANUEL PEIMBERT SIERRA

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

A

2 0 0 3



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



ACADEMIA NACIONAL
DE CIENCIAS
EXACTAS

DRA. MARÍA DE LOURDES ESTEVA PERALTA
Jefa de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:
"Determinación de la masa estelar y gaseosa de regiones H II gigantes extragalácticas"

realizado por Jaime González Luisa Guadalupe
con número de cuenta 9550445-8 , quién cubrió los créditos de la carrera de Física.
Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
Propietario *M. Peimbert*
Dr. Manuel Peimbert Sierra
Propietario *Dario Nuñez*
Dr. Darío Nuñez Zuñiga
Propietario *Shahen Hagyan*
Dr. Shahen Hagyan Salieryan
Suplente *Margarita*
Dr. Margarita *del Socorro Rosado Solis*
Suplente *Alipio*
Dr. Alipio Gustavo Calles Martínez

Consejo Departamental de Física

Patricia Goldstein Menache
DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE
Coordinadora de Licenciatura

Agradecimientos.

Quiero agradecer en primer lugar a mis padres: Darita y Gregorio, por sus enseñanzas, su amor, su comprensión, por darnos a las tres la oportunidad de estudiar y por respetar y apoyar cada una de las decisiones tomadas por nosotras.

A mis maravillosas hermanas Adriana y Cecilia, por su tiempo, por su cariño, su apoyo, por estar conmigo, por sus platicas... por su amistad.

Gracias, también, a Gustavo por tantas, tantas cosas, y todavía, por tomarse la molestia de leer todas las páginas de esta tesis, en sus diferentes etapas, y corregir mi pésimo estilo del que sin duda quedarán aún residuos.

A Hernando, por los cafés compartidos, por su ayuda, su tiempo y por el diseño de la portada de esta tesis.

A Toño, por nuestra linda amistad, su tiempo con sus platicas, lentas e interesantes (la mayoría). A Héctor por permitirme su presencia, por su ayuda y porque a pesar de todo somos amigos. A Roberto de quien estimo mucho su amistad. A Carlitos por lindo. A Lalo, por hacer más agradable la estancia en el instituto.

Quiero agradecer especialmente al Dr. Manuel Peimbert Sierra por aceptar dirigir esta tesis de licenciatura, por su paciencia y su tiempo. A los sinodales que se tomaron el tiempo de leer esta tesis y darme sus comentarios.

A todos los amigos y compañeros que hicieron de la estancia en la Facultad un tiempo maravilloso, no quisiera mencionar en este espacio a nadie, dejarlo mas bien así, en general, no quiero omitir a nadie. A la mayoría de los maestros que tuve en la Facultad por darse el tiempo de compartir sus conocimientos.

A la Facultad de Ciencias, a la Universidad Nacional Autónoma de México, porque gracias a ellas y a sus formas me fue posible estudiar esta licenciatura.

Por último, agradezco a todos (espero que al menos uno) los lectores de esta tesis.

Índice General

Introducción.	1
Capítulo 1	
1.1 Procesos radiativos.	4
1.2 Átomo de dos niveles.	4
1.3 Átomo de tres niveles.	8
1.4 Niveles de energía del átomo de hidrógeno.	10
La línea de transición de 21 cm.	12
Gas molecular.	13
Capítulo 2.	
2.1 Nebulosas ionizadas de hidrógeno puro.	15
2.2 Nebulosas ionizadas de hidrógeno y helio.	19
2.3 Efecto de los elementos pesados.	21
2.4 Determinación de temperatura y densidad a partir de líneas prohibidas.	22
Temperatura electrónica.	22
Densidad electrónica.	24
Capítulo 3. Determinación de la masa estelar y gaseosa de NGC 346.	
3.1 Función de masa inicial (FMI).	28
3.2 Determinación de la masa estelar.	28
3.2.1 Función de Masa Inicial de Relaño et al.	29
3.2.2 Aportación en esta tesis a la FMI.	33
3.2.3 Función de Masa Inicial de Salpeter.	36
3.3 Masa para diferentes intervalos.	38
3.4 Masa gaseosa de NGC 346.	39
3.4.1 Masa ionizada.	39
3.4.2 Masa neutra.	40
Capítulo 4. Determinación de la masa gaseosa de NGC 5461 y NGC 5471.	
4.1 Determinación de la masa de gas ionizado.	43
4.2 Determinación de la masa de hidrógeno neutro.	48
4.3 Determinación de la masa de gas molecular.	50

Capítulo 5. Determinación de la masa estelar para NGC 5461 y NGC 5471.	
5.1 Consideraciones generales: Utilización de $H\alpha$ para la estelar en regiones H II	55
5.2 Masa estelar de NGC 5461 (Q_{O^*} (25 a 64 masa solares)).	56
5.2.1 FMI de Relaño et al.	56
5.2.2 FMI de esta tesis.	58
5.2.3 FMI de Salpeter.	60
5.3 Masa estelar de NGC 5471 (Q_{O^*} (25 a 64 masa solares)).	62
5.3.1 FMI de Relaño et al.	62
5.3.2 FMI de esta tesis.	63
5.3.3 FMI de Salpeter.	63
5.4 Masa estelar de NGC 5461 (Q_{O^*} (9 a 64 masa solares))	65
5.5 Masa estelar de NGC 5471 (Q_{O^*} (9 a 64 masa solares))	67
Capítulo 6	
6.1 Masa estelar de NGC 346 a partir de $H\alpha$.	70
6.2 Masa estelar de NGC 346 con (Q_{O^*} (25 a 64 masa solares)).	71
6.3 Masa estelar de NGC 346 con (Q_{O^*} (9 a 64 masa solares)).	73
6.4 Comparaciones.	75
Conclusiones.	78
Bibliografía.	82

INTRODUCCIÓN.

Las primeras observaciones de nebulosas celestes fueron hechas hace aproximadamente doscientos años por los astrónomos, quienes además de las estrellas y los planetas, observaron unos objetos de apariencia borrosa, cual si fueran nubes, de ahí el nombre de nebulosas. La primera fotografía de estos nuevos objetos fue de la nebulosa de Orión, en 1880, por el astrónomo Henry Draper.

La formación de estrellas es un punto culminante de un proceso que se lleva a cabo, precisamente, en estos objetos; comenzando con estructuras de gas tenue de grandes dimensiones. Éstas son frías y a medida que se va acumulando el gas, se van formando nubes de gas opaco y aún frío, éstas son las denominadas nubes moleculares. Por último estas nubes se fragmentan, estos segmentos son de una densidad mayor y continúan contrayéndose debido a la gravedad hasta que se forman los núcleos de las protoestrellas. Sin embargo, los detalles de todo este proceso involucran muchos parámetros como lo son la masa, la densidad de los fragmentos, grado de ionización, la intensidad del campo magnético, momento angular, etcétera.

La conversión del gas en estrellas durante la evolución de una galaxia es uno de los problemas fundamentales de la astrofísica. Este problema, a su vez, está relacionado con muchos otros que en este momento se investigan vigorosamente:

- a) La formación de los distintos tipos de galaxias.
- b) El papel de la materia oscura en la formación y evolución de las galaxias.
- c) La captura y pérdida de gas hacia el medio intergaláctico de los distintos tipos de galaxias.
- d) La eficiencia con la cual el gas se convierte en estrellas en los procesos de formación estelar.

La eficiencia de la conversión de gas en estrellas, además de la función de masa inicial, también depende de los procesos hidrodinámicos responsables de la formación estelar y de la subsecuente distribución del gas que no se incorpora a éstas.

Todos estos problemas y otros más relacionados con la conversión del gas en estrellas no se

analizan en esta tesis. Lo que se analiza es un eslabón de esta cadena de conversión de gas en estrellas, eslabón que consiste en determinar cuál es la fracción del gas que se convierte en estrellas cuando ocurre un brote de formación estelar, lo que da origen a un cúmulo estelar con una masa del orden de millones de veces la masa del sol.

Este eslabón consiste en una serie de relaciones plausibles entre los parámetros físicos y no llegan a ser un modelo de este proceso, esto es precisamente por la gran cantidad de variables que intervienen en la conversión de gas en estrellas. Sin embargo estas relaciones resultan de gran utilidad en el estudio de la evolución de las galaxias.

Los brotes de formación estelar son fáciles de detectar, sobre todo cuando son jóvenes, gracias a la presencia de un gran número de estrellas en un volumen relativamente pequeño. Las estrellas producen fotones ultravioleta que ocasionan la ionización del gas circundante y esto, a su vez, origina la aparición de líneas de emisión en el visible. Un ejemplo de que estos brotes son fácilmente detectables son precisamente dos de las regiones H II que se estudian en esta tesis, NGC 5461 y NGC 5471, que se encuentran en una galaxia espiral muy brillante, M 101, que se encuentra fuera del Grupo Local.

La construcción de la tesis es con la intención de que un estudiante interesado en el medio interestelar encuentre en ésta, elementos básicos para adentrarse al tema; así en los primeros dos capítulos se desarrollan los fundamentos teóricos, mientras que en los capítulos 3, 4, 5 y 6 se abordan los temas centrales de esta tesis.

En el Capítulo 1 se presenta un breve desarrollo teórico de procesos radiativos, simplificaciones de átomos (átomo de dos y tres niveles), el átomo de hidrógeno y su detección, ya sea neutro ó molecular, a través de la línea de 21 cm y líneas de *CO* respectivamente.

El Capítulo 2 tiene como intención aplicar los elementos del capítulo 1 a el medio interestelar. Así, se presenta un tratamiento simplificado de las nebulosas comenzando con nebulosas de hidrógeno puro, más adelante se introduce el helio para estudiar nebulosas formadas ahora de hidrógeno y helio, después el efecto de los elementos pesados y finalmente se hace una breve introducción para lo que será la determinación de temperatura y densidad de regiones H II. Estos no serán todos los elementos teóricos necesarios para el desarrollo de la tesis, los otros temas se tratarán en el transcurso de los siguientes capítulos.

En el Capítulo 3 se presentan los fundamentos de la función de masa inicial y se estudia la región H II NGC 346, que se encuentra en la Nube Menor de Magallanes. El campo de estudio abarcado en esta tesis, como se ha mencionado en esta introducción, se reduce a calcular la masa gaseosa y estelar de las regiones H II. Así el capítulo 3 presenta la determinación de la masa estelar de NGC 346 a partir de diferentes funciones de masa inicial y con observaciones de estrellas contenidas en esta región, finalmente se hace la determinación de la masa gaseosa a partir de observaciones reportadas por diferentes autores.

Los Capítulos 4 y 5 tratan de las regiones H II NGC 5461 y NGC 5471 que se encuentran en la galaxia M 101. En el Capítulo 4 se hace la determinación de la masa gaseosa a través de diferentes líneas de emisión reportadas por diferentes autores. En el Capítulo 5 se presentan las consideraciones generales de la utilización de la emisión H_α para la estimación de la masa estelar en regiones H II, y se utilizan las funciones de masa inicial ya abordadas en el capítulo 3.

Finalmente el capítulo 6 presenta la obtención de la masa estelar de NGC 346 a través de su emisión en H_α , este tratamiento de NGC 346 se ha dejado para el último capítulo, pues no se había estudiado lo referente a H_α . Al final de este capítulo se presentan las correcciones con respecto a las masas estelares obtenidas en el capítulo 3.

CAPÍTULO 1

1.1 Procesos radiativos

La materia puede interactuar con la radiación de tres maneras diferentes: emisión, absorción y dispersión. En el proceso de emisión la materia libera cierta cantidad de energía que se encuentra contenida en ésta transformandola así en radiación electromagnética (i.e. se emite un fotón). En el proceso de absorción ocurre lo contrario, la materia absorbe uno o más fotones. Por último, en el proceso de dispersión la materia absorbe una cierta cantidad de momento lineal del fotón.

Los procesos de emisión y absorción se pueden llevar a cabo de tres diferentes maneras, de acuerdo a los estados inicial y final de la materia: libre-libre, ligado-ligado y libre-ligado (ó viceversa). El primero es cuando la radiación interactúa con una partícula libre (generalmente un electrón). En el proceso ligado-ligado la interacción de la radiación con la materia no produce un cambio en el número de electrones de esta, si la transición es libre-ligada estaremos hablando de que la materia absorbe uno o varios electrones emitiendo uno o varios fotones, mientras que si la materia emite uno o varios electrones absorbiendo uno o varios fotones será una transición ligada-libre.

Para estos procesos se tiene una probabilidad asociada para que el átomo emita un fotón espontáneamente, es decir que decaiga un electrón de un nivel m a un nivel n (con $m > n$) o bien que absorba un fotón produciendo así que el electrón pase de un nivel n a uno m . Para estas probabilidades tenemos los llamados coeficientes de Einstein para la emisión espontánea, la absorción y la emisión inducida, A_{21} , A_{12} y B_{21} , respectivamente; estos coeficientes no son independientes. Las relaciones entre ellos se pueden obtener en el caso de equilibrio termodinámico, pues en este caso el número de excitaciones y desexcitaciones es el mismo.

1.1 Átomo de dos niveles.

Se considera primero, por simplicidad, un modelo para un átomo que sólo tendrá dos niveles discretos 1, 2, de tal manera que la energía del nivel 1 sea menor que la del nivel 2, y sumergido en un campo electromagnético generado por una radiación, la interacción con el campo provocará transiciones entre los estados 1 y 2. Cada uno de los átomos se encontrará en alguno de estos dos estados estacionarios.

Suponiendo que el sistema se encuentra en equilibrio termodinámico, en el cual existen N_1 y N_2 átomos en los estados 1 y 2, respectivamente, la diferencia de energía entre el 1 y el 2 es de $\Delta E = h\nu_0$.

Hay cinco mecanismos diferentes para que se produzca una transición de nivel:

- 1o. Emisión espontánea de un fotón con energía $h\nu_0$ al descender del nivel 2 al 1.
- 2o. Absorción de un fotón con energía $h\nu_0$ para ascender del nivel 1 al 2.
- 3o. Emisión estimulada de un fotón con energía $h\nu_0$ provocada por el paso de otro fotón con la misma energía, dando lugar a una transición del nivel 2 al 1.
- 4o. Excitación colisional con otra partícula, la cual cede energía para que el sistema pase del nivel 1 al 2.
- 5o. Desexcitación colisional con otra partícula la cual absorbe energía, produciéndose de esta manera una transición del nivel 2 al 1.

El número total de partículas es $N = N_1 + N_2$. Como el sistema se encuentra en equilibrio termodinámico el número de transiciones del nivel 2 al 1 (N_{21}) deberá ser el mismo que el de las transiciones del nivel 1 al 2 (N_{12}).

Para llevar a cabo las transiciones del nivel 2 al 1 (N_{21}) sirven tres de los mecanismos citados (1o, 3o y 5o), mientras que para N_{12} se tienen dos mecanismos (2o y 4o). Escribimos entonces:

$$N_{21} = N_2(n_c\gamma_{21}^e + A_{21} + 4\pi JB_{21}), \quad (1.1)$$

$$N_{12} = N_1(n_c\gamma_{12}^e + 4\pi JB_{12}), \quad (1.2)$$

donde:

n_c es el número de partículas colisionantes por unidad de volumen.

γ_{21}^e y γ_{12}^e son tasas colisionales que dependen de la temperatura.

J es la intensidad media del campo de radiación.

A_{21} , B_{21} , B_{12} son los coeficientes de Einstein para la transición correspondiente.

En equilibrio térmico (ET), la población para los niveles esta dada por:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-h\nu_0/kT}, \quad (1.3)$$

donde:

g_1, g_2 son los pesos estadísticos de cada uno de los niveles

k es la constante de Boltzmann

T es la temperatura.

Como no existe intercambio entre la materia y la radiación, además de que $N_{12} = N_{21}$, también se han de igualar los términos debidos a la radiación:

$$N_{21} = N_{12} \quad (\text{Total}),$$

$$\Rightarrow N_2 n_c \gamma_{21}^e + N_2 A_{21} + N_2 B_{21} J = N_1 n_c \gamma_{12}^e + N_1 B_{12} J. \quad (1.4)$$

$$N_{21} = N_{12} \quad (\text{Radiación}),$$

$$\Rightarrow N_2 A_{21} + N_2 B_{21} J = N_1 B_{12} J. \quad (1.5)$$

De las ecuaciones anteriores (1.3), (1.4) y (1.5) tenemos:

$$\frac{\gamma_{12}^e}{\gamma_{21}^e} = \frac{g_2}{g_1} e^{-h\nu_0/kT}, \quad (1.6)$$

$$J = \frac{A_{21}/B_{21}}{(N_1/N_2)(B_{12}/B_{21})-1} = \frac{A_{21}/B_{21}}{(g_1/g_2)(B_{12}/B_{21})e^{h\nu_0/kT}-1}. \quad (1.7)$$

De acuerdo con las condiciones planteadas en nuestro análisis, se debe de cumplir la ley de Planck, que utilizaremos bajo la siguiente expresión:

$$J_\nu = B_\nu \equiv \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT}-1}, \quad (1.8)$$

Igualando las ecs. (1.7) y (1.8) tenemos que:

$$\frac{B_{21}}{B_{12}} = \frac{g_1}{g_2}, \quad (1.9)$$

$$A_{21} = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} B_{21}. \quad (1.10)$$

Se debe hacer notar que nuestro análisis fue hecho suponiendo equilibrio térmico, pero esto implica que los gradientes de temperatura son despreciables, lo cual raramente se cumple en condiciones astrofísicas. Una suposición más realista es tomar lo que se llama Equilibrio Termodinámico Local (ETL), esto implica que la mayor parte de las transiciones se producen por colisiones, siendo aún válida la ec. (1.3), sin embargo también tendremos aquí un problema cuando la densidad sea pequeña, pues evidentemente no se podrá cumplir que la mayor parte de las transiciones ocurran por procesos colisionales.

Veamos ahora qué es lo que pasa en esta situación y qué efectos tiene en la radiación emitida. Tenemos entonces una materia muy diluida, donde la mayor parte de las colisiones son con electrones y con un campo de radiación muy débil, de tal manera que el único proceso radiativo importante sea la emisión espontánea; entonces un átomo o ión estará en su estado base hasta que choque con un electrón, se excite y permanezca ahí hasta que emita espontáneamente, o hasta que choque con otro electrón; entonces (1.4) se puede expresar como:

$$N_2(n_e \gamma_{21}^e + A_{21}) = N_1 n_e \gamma_{12}^e. \quad (1.11)$$

en esta ecuación se ha tomado $c = e$ pues las partículas colisionantes son electrones. Despejando se tiene:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\gamma_{12}^e}{\gamma_{21}^e + A_{21}/n_e}, \quad (1.12)$$

que es lo equivalente a (1.3). Si se toma el límite cuando la densidad es muy baja, *i.e.* ($n_e \rightarrow 0$), se tiene que:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\gamma_{12}^e n_e}{A_{21}}. \quad (1.13)$$

La transición entre el límite de alta densidad y el de baja densidad ocurre para una densidad electrónica crítica $n_{e,c}$ definida por:

$$n_{e,c} = \frac{A_{21}}{\gamma_{21}^e}. \quad (1.14)$$

Ahora bien, si la emisión estimulada es pequeña, el número de fotones emitidos por unidad de tiempo esta dado por:

$$S_{21} = N_2 A_{21} = \frac{N_1 \gamma_{12}^e A_{21}}{\gamma_{21}^e + A_{21}/n_e} \rightarrow N_1 \frac{g_2}{g_1} e^{-h\nu_0/kT} A_{21}, \quad (\text{alta densidad})$$

$$S_{21} = N_2 A_{21} = \frac{N_1 \gamma_{12}^e A_{21}}{\gamma_{21}^e + A_{21}/n_e} \rightarrow N_1 n_e \gamma_{12}^e. \quad (\text{baja densidad})$$

De este resultado observamos algo importante: a altas densidades, el número de fotones emitidos es proporcional al coeficiente de Einstein A_{21} , mientras que a bajas densidades la emisión es independiente de este coeficiente, esto es lo que nos permite estudiar las llamadas líneas de emisión prohibidas en las regiones H II.

Los coeficientes de Einstein dan la información de cuánto tiempo tarda el átomo en pasar de un estado excitado a su estado base en ausencia de colisiones y de campo de radiación pues su inverso es, precisamente, el tiempo característico para dichas transiciones.

Tenemos dos tipos de transiciones, las permitidas cuyos coeficientes A_{21} tienen valores elevados (entre $10^4 - 10^9 \text{ s}^{-1}$) que se realizan por medio de la interacción dipolar eléctrica y las que no se pueden realizar de esta manera, que son las llamadas transiciones prohibidas, y se llevan a cabo por la interacción dipolar magnética o por la cuadrupolar eléctrica, estas transiciones tienen valores de A_{21} mucho más reducidos ($10^{-4} - 10^0 \text{ s}^{-1}$).

Una región H II se encuentra dentro del límite de baja densidad, y como ya se mencionó, las intensidades de las líneas no dependen de A_{21} y son proporcionales a γ_{12}^e , dado que a temperatura constante γ_{12}^e prácticamente no varía, entonces es posible observar tanto líneas permitidas como prohibidas. Para una región H II, el tiempo característico para que se produzca una excitación colisional visible es del orden de días o años, mientras que para que se produzca una excitación por radiación el tiempo característico es de horas para las prohibidas y de una fracción de segundo para las permitidas. Por lo tanto el átomo o ión pasara casi todo el tiempo en su estado base hasta que sea excitado por una colisión. Entonces el factor determinante para calcular el número de fotones es la facilidad con la que se produce la excitación colisional, lo cual a su vez depende de la densidad electrónica.

1.3 Átomo de tres niveles

Como siguiente aproximación se utilizará un sistema de tres niveles para el cual, como veremos, la mayoría de las conclusiones de la sección anterior siguen siendo válidas, aún para sistemas de más niveles. Se utilizará también el límite de baja densidad donde el sistema permanecerá en su estado base hasta que una colisión lo envíe a su primer o segundo nivel excitado. Si llega al primer nivel se pueden utilizar todos los resultados de la sección anterior, pues el sistema se reduciría a dos niveles. Si el destino es el tercer nivel entonces la desexcitación podrá llevarse a cabo de dos maneras: emitiendo un sólo fotón lo cual implica que el descenso sea directamente al nivel fundamental, o bien si se emiten dos fotones, que quiere decir entonces que se paso por el nivel intermedio para llegar al estado base. La fracción para que el regreso ocurra de la primera forma es: $\frac{A_{31}}{A_{31} + A_{32}}$, mientras que para que ocurran de la segunda manera es $\frac{A_{32}}{A_{31} + A_{32}}$. Los mecanismos para cambiar de nivel son cinco: dos excitaciones colisionales a cada uno de los estados excitados y tres desexcitaciones radiativas. Las excitaciones

dependerán del número de colisiones de la siguiente manera:

$$\gamma_{1j} = \frac{8.63 \cdot 10^{-6} \Omega_{ij}}{g_1 T^{3/2}} e^{-\Delta E_{ij}/kT} \quad [cm^3 s^{-1}], \quad (1.15)$$

donde $j = 2, 3$ y Ω_{ij} es el coeficiente de excitación colisional, del orden de la unidad que tiene una débil dependencia con la temperatura, además $\Omega_{ij} = \Omega_{ji}$ y $E_{ij} = E_{ji}$. La diferencia de energía entre los niveles 2 y 3 es mucho menor que kT , además el número de transiciones del nivel 1 al 3 será similar que el de 1 a 2. Pero si $\Delta E_{13} \gg kT$, el número de transiciones al nivel 3 se reducirá considerablemente.

Utilizando los mismos argumentos que en la sección anterior tenemos que, en el límite de baja densidad:

$$N_3 A_{31} + N_3 A_{32} = N_1 n_e \gamma_{13}^e \quad (1.16)$$

$$N_2 A_{21} = N_1 n_e \gamma_{12}^e + N_3 A_{32}. \quad (1.17)$$

Calculamos ahora el número de fotones emitidos por unidad de tiempo y de volumen:

$$S_{32} = N_3 A_{32} = N_1 n_e \gamma_{13}^e \frac{A_{32}}{A_{31} + A_{32}} \quad (1.18)$$

$$S_{31} = N_3 A_{31} = N_1 n_e \gamma_{13}^e \frac{A_{31}}{A_{31} + A_{32}} = \frac{A_{31}}{A_{32}} S_{32} \quad (1.19)$$

$$S_{21} = N_2 A_{21} = N_1 n_e \left(\gamma_{12}^e + \gamma_{13}^e \frac{A_{32}}{A_{31} + A_{32}} \right) = \left(1 + \frac{\Omega_{12}}{\Omega_{13}} \frac{A_{31} + A_{32}}{A_{32}} e^{-\Delta E_{32}/kT} \right) S_{32}. \quad (1.20)$$

Para el límite de alta densidad hay que añadir dos desexcitaciones colisionales de los dos niveles superiores al nivel fundamental más la excitación/desexcitación entre los dos niveles superiores, como en este caso dominan los procesos colisionales entonces utilizamos la ecuación de Boltzmann, tenemos así:

$$S_{32} = N_3 A_{32} = N_1 \frac{g_3}{g_1} e^{-\Delta E_{13}/kT} A_{32}, \quad (1.21)$$

$$S_{31} = N_3 A_{31} = N_1 \frac{g_3}{g_1} e^{-\Delta E_{13}/kT} A_{31} = \frac{A_{31}}{A_{32}} S_{32}, \quad (1.22)$$

$$S_{21} = N_2 A_{21} = N_1 \frac{g_2}{g_1} e^{-\Delta E_{12}/kT} A_{21} = \frac{A_{21}}{A_{32}} \frac{g_2}{g_3} e^{-\Delta E_{23}/kT} S_{32}. \quad (1.22)$$

1.4 Niveles de energía del átomo de hidrógeno

Suponiendo que el electrón se mueve en una órbita circular alrededor del núcleo tenemos:

$$a = \frac{v^2}{r}, \quad (1.23)$$

$$\Rightarrow F = \frac{mv^2}{r}. \quad (1.22)$$

Donde a es la aceleración, v es la velocidad, r el radio de la órbita, m es la masa del electrón y F es la fuerza centrífuga.

Por otro lado la fuerza electrostática es:

$$F_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (1.23)$$

Por lo tanto para que la órbita sea estable igualamos las fuerzas.

$$\Rightarrow F = F_e, \quad (1.24)$$

$$\therefore v = \frac{e}{\sqrt{4\pi\epsilon_0 m r}}. \quad (1.25)$$

La energía total del electrón es la suma de su energía cinética y potencial:

$$E = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (1.26)$$

$$= \frac{-e^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (1.27)$$

Analizamos ahora el comportamiento ondulatorio de un electrón en órbita alrededor de un núcleo de hidrógeno. La longitud de onda de De Broglie de una partícula es:

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \quad (1.28)$$

$$\Rightarrow \lambda = \frac{h}{e} \sqrt{\frac{4\pi\epsilon_0 r}{m}}. \quad (1.29)$$

Escribimos la condición de estabilidad como:

$$n\lambda = 2\pi r_n, \quad (1.30)$$

$$\Rightarrow r_n = \frac{n^2 h^2 \epsilon_0}{\pi m e^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.31)$$

Como una primera aproximación podemos decir que las diversas órbitas permitidas tienen diferentes energías para el electrón, la cual sólo depende del número cuántico principal. De acuerdo con lo anterior:

$$E_n = \frac{-e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n}, \quad (1.32)$$

$$\Rightarrow E_n = \frac{-me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n^2} \right), \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.33)$$

Lo que nos dará la energía que se lleva la transición de un nivel a otro, la cual será la diferencia entre la energía del nivel inicial y del final:

$$\Rightarrow E_i - E_f = \frac{-me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right). \quad (1.34)$$

Esta relación nos da las diferentes series conocidas: Lyman (nivel final 1), Balmer (nivel final 2), Paschen (3) Brackett (4) y Pfund (5). Tabla 1.1. Ver figura (1.1)

TABLA 1.1 Longitudes de onda de las principales transiciones del hidrógeno (van Hoof 1997)

transición	Ly α	Ly β	Ly γ	Ly δ	B α	B β	B γ	B δ	Pas α	Pas β	Pas γ	Pas δ
λ (Å)	1215.67	1025.72	972.54	949.74	6562.82	4861.36	4340.50	4101.77	18751.01	12818.08	10938.09	10049.37

Ly - Lyman, B - Balmer, Pas - Paschen.

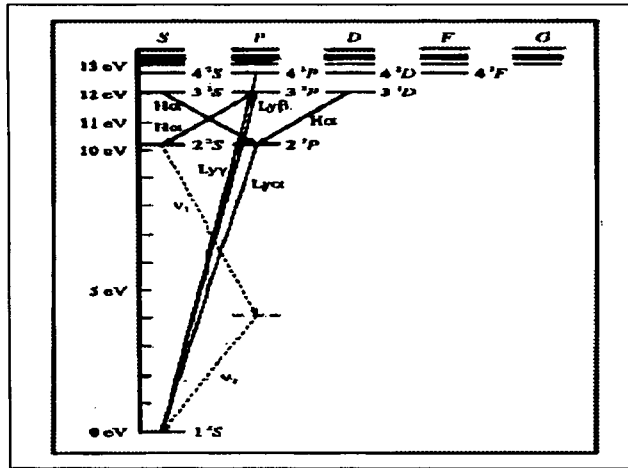


Figura (1.1)

La línea de transición de 21 cm:

La línea de 21 cm permite observar el hidrógeno atómico, fue predicha en 1945 por Van de Hulst a instancias de Oort. Fue la primera línea espectral detectada en radioastronomía y su observación permitió detectar por primera vez el hidrógeno neutro interestelar en forma atómica y estudiar la estructura global de la Galaxia.

El hidrógeno neutro presenta una transición hiperfina debida al desdoblamiento del estado fundamental de este átomo causado por el acoplamiento de los espines del protón y del electrón, ver figura (1.2). La transición del espín del electrón de paralelo ($F = 1$) a antiparalelo ($F = 0$) va acompañada de la emisión de un fotón cuya frecuencia corresponde a una longitud de onda aproximada de 21 cm.

El coeficiente de emisión espontánea de dicha transición es extremadamente pequeño, $A_{10} = 2.87 \times 10^{-15} s^{-1}$, lo que corresponde a una transición radiativa espontánea cada aproximadamente 10^7 años. En cambio para las densidades típicas de las regiones H I se produce una transición colisional cada 10^2 años.

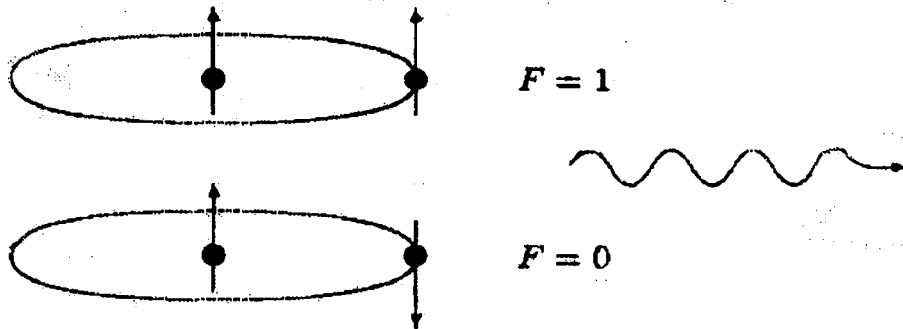


Figura (1.2): Transición hiperfina del átomo de Hidrógeno

En la aproximación de Rayleigh-Jeans se tiene que, si la profundidad óptica en el centro de la línea es τ_0 y la anchura equivalente de la línea es $\Delta\nu$ entonces:

$$\tau_0 \Delta\nu = \frac{hc^3}{8\pi\nu_{10}kT} A_{10} N_1, \quad (1.35)$$

donde N_1 es la densidad columnar de átomos en el nivel 1. La relación de poblaciones de átomos en los niveles 1 y 0 viene dada por la ley de Boltzmann:

$$\frac{N_1}{N_0} = \frac{g_1}{g_0} e^{-h\nu_{10}/kT}, \quad (1.36)$$

donde g_1 y g_0 son los pesos estadísticos de los niveles $g_1 = 3$, $g_0 = 1$. Como la diferencia de energía entre los dos niveles es mucho menor que la energía cinética de las colisiones los niveles de energía estarán igualmente poblados, salvo la degeneración de los niveles, y entonces el cociente $n_1/n_0 = 3$. Por lo tanto la densidad total de átomos de hidrógeno será:

$$N(\text{H I}) = N_0 + N_1 = N_1 \left(\frac{N_0}{N_1} + 1 \right) = \frac{4}{3} N_1. \quad (1.37)$$

Gas molecular.

La formación de moléculas en el medio interestelar es posible cuando la densidad es elevada, pues así las colisiones entre las átomos son mayores, sin embargo las moléculas pueden ser disociadas por fotones UV. Lo que favorece la presencia de moléculas en una región es la densidad elevada además

de la presencia de polvo en la región. La molécula de H_2 es un componente fundamental del medio interestelar en particular de las regiones H II, sin embargo al no presentar transiciones fácilmente excitables resulta poco apropiada para su estudio directo. Así que, de varias moléculas detectadas en el medio interestelar, la más adecuada es la de CO; las características que presenta esta molécula que ayudan al estudio del medio interestelar son:

- Es la molécula más abundante después del H_2 ($H_2/CO \approx 5.6 \times 10^3$), y presenta transiciones rotacionales.

- Es una molécula resistente. Su energía de disociación es de unos 11.2 eV.

- La temperatura característica $T = hv/k$ de sus transiciones rotacionales de bajo número cuántico es del orden de la temperatura cinética típica de las nubes moleculares, $T_k \approx 10$ K. Por ejemplo:

$$\begin{array}{ll} CO(J = 1 \rightarrow 0) & T = 5.532 \text{ K} \\ CO(J = 2 \rightarrow 1) & T = 11.065 \text{ K} \end{array}$$

Por lo tanto, la energía cinética disponible en las colisiones es suficiente para poblar eficientemente los niveles rotacionales bajos de la molécula de CO.

- Su momento dipolar eléctrico es pequeño, $\mu = 1.12 \times 10^{-19}$ (cgs). Esto hace que el coeficiente de emisión espontánea de las transiciones rotacionales también sea pequeño. Por ejemplo el coeficiente para la transición $J = 1 \rightarrow 0$, es $A_{10} = 7.4 \times 10^{-8} s$. Así, como el coeficiente de emisión espontánea es pequeño, la población de los niveles estará gobernada por las colisiones con las moléculas de H_2 y no por las transiciones radiativas.

- La molécula tiene variantes isotópicas con transiciones observables, generalmente ópticamente delgadas y por lo tanto muy útiles para la determinación de los parámetros físicos de las nubes moleculares.

CAPÍTULO 2

2.1 Nebulosas ionizadas de hidrógeno puro

El hidrógeno es el elemento más abundante en el medio interestelar. En una nube de gas de composición solar, la fracción por masa es del 70.13% mientras que la fracción por número es de 90.8%, por lo tanto, resultará una buena primera aproximación trabajar con una nebulosa compuesta solamente de hidrógeno, además, también se supondrá que tiene solamente una estrella. La ecuación de equilibrio de ionización para este sistema es:

$$N_{H^0} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(H^0) d\nu = N_e N_p \alpha(H^0, T), \quad (2.1)$$

Con:

J_{ν} – Intensidad de radiación de energía por unidad de área por unidad de ángulo sólido por unidad de frecuencia.

$\frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu}$ – Número de fotones incidentes por unidad de área por unidad de tiempo por unidad de frecuencia.

$a_{\nu}(H^0)$ – Coeficiente de ionización para el H por fotones con energía $h\nu$, (cm^2)

$\alpha(H^0, T)$ – Coeficiente de recombinación, ($cm^6 s^{-1}$).

N_e, N_p – Número de electrones y protones respectivamente.

La integral representa el número de fotoionizaciones de átomos de H por unidad de tiempo.

Los fotones viajando a un punto r a un tiempo t tienen, cada uno de estos, diferente dirección κ y diferente frecuencia ν . Definimos la intensidad específica I_{ν} en términos de sus variables físicas. El cambio de I_{ν} resulta de la interacción con la materia, y esta dado por la ecuación de transporte radiativo que se deriva considerando el flujo de energía dentro y fuera de un cilindro de longitud ds , utilizando los coeficientes de emisión y absorción, entonces la ecuación de transporte radiativo tomando $\nu \geq \nu_0$ la podemos escribir como:

$$\frac{dI_{\nu}}{ds} = -N_{H^0} a_{\nu} I_{\nu} + j_{\nu}, \quad (2.2)$$

con:

I_ν – Intensidad específica de radiación.

j_ν – Coeficiente de emisión local para la radiación ionizante. (energía por unidad de volumen por unidad de tiempo por unidad de ángulo sólido por unidad de frecuencia).

Lo que haremos ahora será dividir la radiación que tenemos en dos partes, la estelar y la difusa, la primera obviamente se refiere a la radiación proveniente de la estrella, la segunda se refiere a la radiación resultante de la emisión del gas ionizado. Escribimos entonces:

$$I_\nu = I_{\nu e} + I_{\nu d}. \quad (2.3)$$

Tenemos que la radiación estelar decrece debido a la dilución geométrica y también por la absorción de esta por el medio, es decir dependerá del flujo de radiación de la estrella y de la profundidad óptica, bajo la siguiente relación:

$$4\pi J_{\nu e} = \pi F_{\nu e}(r) = \pi F_{\nu e}(R) \frac{R^2 e^{-\tau_\nu}}{r^2}, \quad (2.4)$$

donde R es el radio de la estrella y r es la distancia a la estrella.

La profundidad óptica es:

$$\tau_\nu(r) = \int_0^r N_{H^0}(r') a_\nu dr' \quad \text{o bien} \quad \tau_\nu(r) = \frac{a_\nu}{a_{\nu 0}} \tau_0(r). \quad (2.5)$$

Por otro lado tenemos la componente de radiación difusa que escribiremos como:

$$\frac{dI_{\nu d}}{ds} = -N_{H^0} a_\nu I_{\nu d} + j_\nu. \quad (2.6)$$

Para $kT \ll h\nu_0$ la única fuente que tendremos para ionizar serán las recombinaciones del continuo al nivel 1^2s . Así:

$$j_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\frac{h^2}{2\pi m kT} \right)^{\frac{3}{2}} a_\nu e^{-h(\nu-\nu_0)/kT} N_p N_e. \quad (2.7)$$

El número total de fotones generados por recombinación a el nivel base esta dado por el coeficiente de recombinación:

$$4\pi \int_0^{\infty} \frac{j_{\nu}}{h\nu} d\nu = N_p N_e \alpha_1(H^0, T). \quad (2.8)$$

Para una nebulosa ópticamente delgada una buena aproximación sería pensar que $j_{\nu d} \approx 0$. Por otro lado para una nebulosa ópticamente gruesa, una buena aproximación es pensar que los fotones no ionizantes escapan, y que todos los fotones generados en la nebulosa son absorbidos siempre y cuando:

$$4\pi \int \frac{j_{\nu}}{h\nu} dV = 4\pi \int N_{H^0} \frac{\alpha_{\nu} j_{\nu d}}{h\nu} dV. \quad (2.9)$$

Utilizando ahora las ecuaciones (2.4) y (2.8), la ecuación de fotoionización (2.1) queda como:

$$\frac{N_{H^0} R^2}{r^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}(R)}{h\nu} \alpha_{\nu} e^{-\tau_{\nu}} d\nu = N_p N_e \alpha_B(H^0, T). \quad (2.10)$$

con:

$$\alpha_B(H^0, T) = \alpha_A(H^0, T) - \alpha_1(H^0, T). \quad (2.11)$$

Es decir, se tiene un equilibrio entre las ionizaciones causadas por la radiación estelar y las recombinaciones a los niveles excitados del H, mientras las recombinaciones al nivel principal producen fotones ionizantes que son absorbidos por la nebulosa sin tener ningún efecto neto sobre el balance de la ionización

La integral del lado izquierdo en (2.10) queda en términos de τ_0 pues α_{ν} y τ_{ν} son funciones conocidas de ν , entonces para cualquier distribución de densidad tenemos que:

$$N_H(r) = N_{H^0}(r) + N_p(r). \quad (2.12)$$

y una distribución de temperatura T en función de r

Podemos ahora calcular el radio de la región en la que el hidrógeno se encontrará totalmente ionizado, esto es a lo que usualmente se le llama esfera de Strömgren; para esto utilizamos (2.5) y (2.10):

$$\Rightarrow \frac{d\tau_\nu}{dr} = N_{H_0} a_\nu. \quad (2.13)$$

Integrando sobre r:

$$\begin{aligned} R^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_\nu(R)}{h\nu} d\nu \int_0^{\infty} d(-e^{-\tau_\nu}) &= \int_0^{\infty} N_p N_e a_B r^2 dr \quad (2.14) \\ &= R^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_\nu(R)}{h\nu} d\nu. \end{aligned}$$

Utilizando el hecho de que la ionización es casi completa ($N_p = N_e \approx N_H$) dentro de r_1 y además ($N_p = N_e \approx 0$) fuera de r_1 entonces:

$$4\pi R^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_\nu}{h\nu} d\nu = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu \quad (2.15)$$

$$\Rightarrow Q(H^0) = \frac{4\pi}{3} r_1^3 N_H^2 a_B, \quad (2.16)$$

donde L_ν es la luminosidad de la estrella a frecuencia ν que está dada por: $4\pi R^2 \pi F_\nu(R)$

Esto es que el número de fotones ionizantes emitidos por la estrella balancea el número total de recombinaciones a niveles excitados dentro del volumen ionizado.

Se observa entonces que los fotones emitidos en la serie de Balmer y superiores no serán atrapados por el medio, pues sus energías no son suficientes para ionizar el H ya que prácticamente todos los niveles excitados del átomo están despoblados, entonces la región H II es ópticamente delgada para estos fotones, sin embargo para los fotones del continuo de Lyman la nebulosa será ópticamente gruesa pues estos si poseen energía suficiente para ionizar el H en su estado base por lo que serán absorbidos para ser emitidos posteriormente por recombinación. Los fotones Lyman α pueden escapar de la región H II por medio de una transición no permitida (del estado 2^2s) que da origen a dos fotones cuya suma nos da la energía de un fotón Ly α . El espectro que resulta del proceso de recombinación es una serie de líneas de emisión (debido a los procesos ligado-ligado) mas un débil continuo (debido a los procesos libre-ligado y a la emisión del estado 2^2s).

2.2 Nebulosas de Hidrógeno y Helio

El helio es el segundo elemento más abundante en el universo. En una nube de composición solar la fracción por masa de este elemento es 0.2787, mientras que por número el valor es de 9.1%. La energía de ionización para el He^0 es de 24.6 eV que es casi el doble que para el H; el potencial de ionización para el He^+ es 54.4 eV, pero incluso las estrellas más calientes prácticamente no emiten fotones con energías mayores a esta, por lo tanto no se encontrará He^{++} en una región H II común. Sin embargo existen regiones H II extragalácticas en las que sí se observan líneas de recombinación de He II, $\lambda 4686$ (Paschen α), es decir, sí existe He III. La mayor parte de los fotones que son capaces de ionizar el H no serán capaces de ionizar el He neutro por lo tanto solamente la región más cercana a la estrella tendrá el helio ionizado; así mismo tendremos una región de He III dentro de la región de He II. La recombinación del helio se puede producir a un estado de singulete (espín total 0) o a un estado de triplete (espín total 1), con probabilidades de 1 a 3. Una vez realizada la recombinación se produce una cascada de fotones que llevan al electrón a su estado base.

En analogía con la ecuación (2.16) tenemos entonces que para el helio:

$$\int_{\nu_2}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} = Q(\text{He}^0) = \frac{4\pi}{3} r_2^3 N_{\text{He}^+} + N_e \alpha_B(\text{He}^0), \quad (2.17)$$

donde r_2 es el radio de la región de helio ionizado una sola vez, y ν_2 es tal que $h\nu_2 = 24.6\text{eV}$. Tenemos, además, que la fracción p generadora de fotones ionizantes para el H y para el He es $p = 0.96 \approx 1$. Por lo tanto podemos aproximar (2.16) a:

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} = Q(\text{H}^0) = \frac{4\pi}{3} r_1^3 N_{\text{H}^+} + N_e \alpha_B(\text{H}^0). \quad (2.18)$$

Si suponemos que la zona de He II es mucho más pequeña que la de H II, tenemos entonces que la mayor parte de los electrones pasando por la zona de H^+ provienen, precisamente, de la ionización del H, mientras que para la zona de He^+ provienen de la ionización de ambos elementos (H y He). Haciendo esta simplificación podemos sacar la razón de los radios de cada una de estas zonas:

$$\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^3 = \frac{Q(\text{H}^0)}{Q(\text{He}^0)} \frac{N_{\text{He}}}{N_{\text{H}}} \left(1 + \frac{N_{\text{He}}}{N_{\text{H}}}\right) \frac{\alpha_B(\text{H}^0)}{\alpha_B(\text{He}^0)}, \quad \text{si } r_1 > r_2 \quad (2.19)$$

La gráfica del cociente de r_1 y r_2 de acuerdo con la relación anterior para $\frac{N_{\text{He}}}{N_{\text{H}}} = 0.15$ para dos estrellas con diferente temperatura se presenta en la figura (2.1).

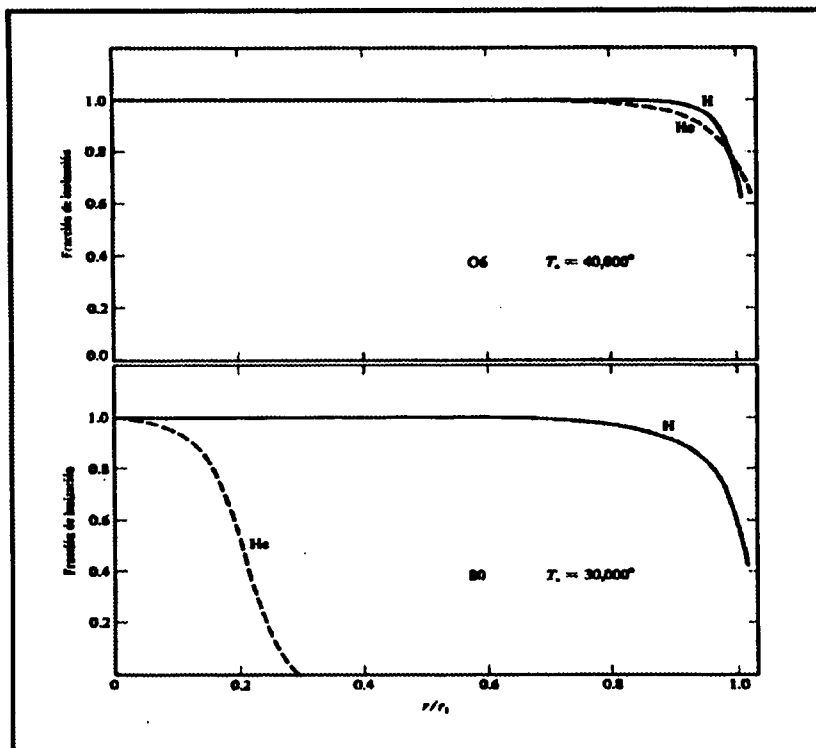
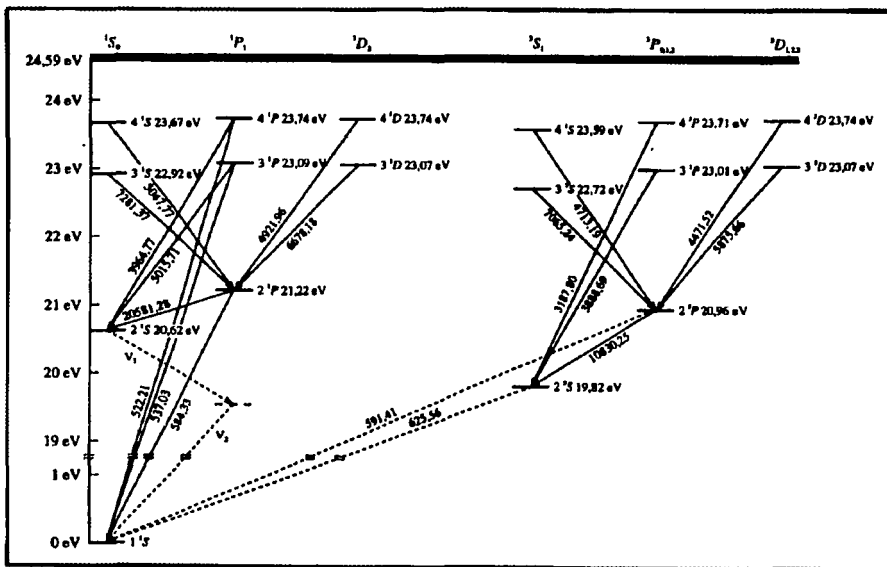


Fig. (2.1): Estructura de ionización en función de la posición para dos regiones H II homogéneas compuestas de H y de He, correspondientes a una estrella O6 con $T_* = 40,000\text{ K}$ y a una estrella B0 con $T_* = 30,000\text{ K}$. La distancia a la estrella aparece normalizada a r_1 que es el radio de la región H II.

Ahora bien, para el He III tenemos algo similar a lo que ocurre con el H y con el He I para el equilibrio de ionización:

$$\int_{4\nu_0}^{\infty} \frac{L\nu}{h\nu} = \frac{4\pi}{3} r_3^3 N_{\text{He}^{3+}} + N_e \alpha_B(\text{He}^+, T). \quad (2.20)$$



Fig(2.2): Niveles de energía del He I. En la parte izquierda aparecen los estados singlete y en la derecha los estados triplete; solo están representados los niveles con $n \leq 4$ y $L \leq 2$ y las transiciones en las que el nivel inferior tiene $n \leq 2$. Las longitudes de onda están en Å. Figura adaptada de Gabriel (1972) y Aller (1987).

2.3 Efecto de los elementos pesados

Con elementos pesados nos referimos a los elementos con $Z > 2$; estos elementos constituyen una fracción muy pequeña en el medio interestelar. En una nube de composición solar su fracción por masa es de 0.02 mientras que por número es de tan solo del 0.1%. El "elemento pesado" más abundante es el oxígeno cuya fracción por masa es de 0.0091.

Los elementos pesados, a pesar de su poca abundancia, juegan un papel fundamental en el equilibrio térmico de la región H II, ya que llevan consigo (principalmente el oxígeno) el proceso más importante de enfriamiento; esto se ve calculando la temperatura electrónica, pues esta tiene que ver directamente con Z.

El mecanismo principal de enfriamiento es la emisión de radiación producida tras la excitación colisional. El oxígeno, de manera similar al He, tendrá una zona de O III dentro de una zona de O II, por las mismas razones que dimos en el apartado anterior.

El equilibrio de fotoionización para cualesquiera dos estados sucesivos de ionización i y $i + 1$ de cualquier elemento X esta dado de la siguiente manera:

$$N(X^{+i}) \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(X^{+i}) d\nu = N(X^{+(i+1)}) N_e \alpha_G(X^{+i}, T), \quad (2.21)$$

donde:

$N(X^{+i})$ y $N(X^{+(i+1)})$ son las densidades de dos estados sucesivos de ionización
 $a_{\nu}(X^{+i})$ es el coeficiente de ionización por fotones de frecuencia ν .
 $\alpha_G(X^{+i}, T)$ es el coeficiente de recombinación.

2.4 Determinación de temperatura y densidad a partir de líneas prohibidas.

Temperatura electrónica.

Los mejores ejemplos para la determinación de la temperatura electrónica son las líneas de emisión de los iones [O III] y [N II], pues tienen una estructura de niveles de energía que resultan en emisión de dos diferentes niveles con una diferencia de energía considerable en la región observable del espectro. De la figura (2.3) podemos observar que para [O III] $\lambda 4363$ proviene del nivel 1S , mientras que $\lambda 4959$ y $\lambda 5007$ vienen del nivel intermedio 1D . La razón de estas dos líneas depende fuertemente de la temperatura, así que esta relación se puede utilizar para medir la temperatura electrónica; tenemos entonces la siguiente relación:

$$\frac{I_{\lambda 4959} + I_{\lambda 5007}}{I_{\lambda 4363}} = \frac{\Omega(^3P, ^1D)}{\Omega(^3P, ^1S)} \left[\frac{A_{1S, ^1D} + A_{1S, ^3P}}{A_{1S, ^1D}} \right] \frac{\nu(^3P, ^1D)}{\nu(^1D, ^1S)} e^{\Delta E/kT}, \quad (2.22)$$

donde:

$$v(^3P, ^1D) = \frac{A_{1D_2,^3P_2} v(\lambda 5007) + A_{1D_2,^3P_1} v(\lambda 4959)}{A_{1D_2,^3P_2} + A_{1D_2,^3P_1}}, \quad (2.23)$$

y ΔE es la diferencia de energía entre los niveles 1D_2 y 1S_0 . Estas ecuaciones son válidas para bajas densidades, del orden de $N_e \approx 10^3 \text{ cm}^{-3}$. Tomando en cuenta los valores numéricos para las colisiones y las probabilidades de las transiciones tenemos:

$$\frac{j_{\lambda 4959} + j_{\lambda 5007}}{j_{\lambda 4363}} = \frac{7.73 \exp[(3.29 \times 10^4)/T]}{1 + 4.5 \times 10^{-4} (N_e/T^{1/2})}. \quad (2.24)$$

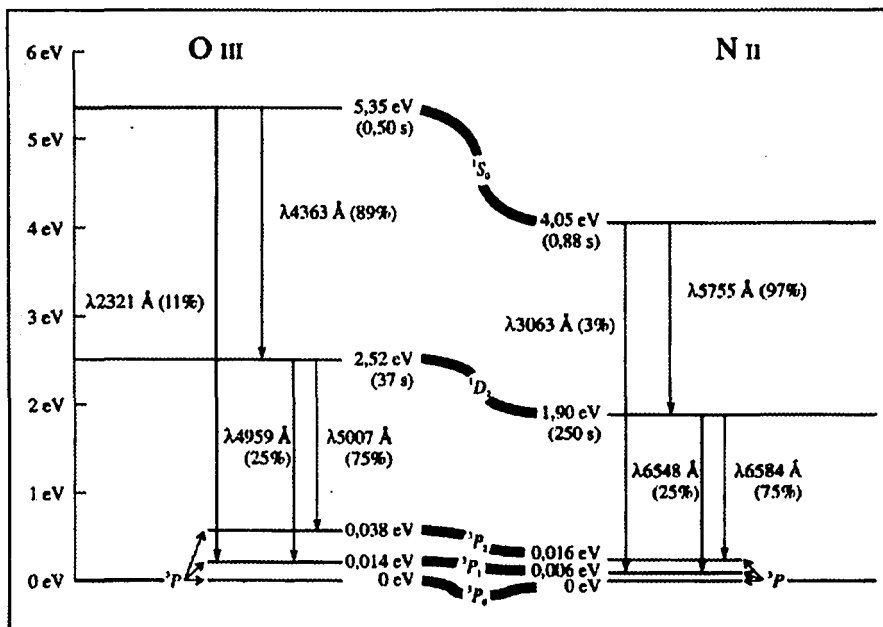


Fig. (2.3): Niveles de energía inferiores del O III y N II. Figura adaptada de Aller (1987). Los datos de los tiempos característicos están tomados de Osterbrock (1989) y las energías de van Hoof y de Osterbrock (1989).

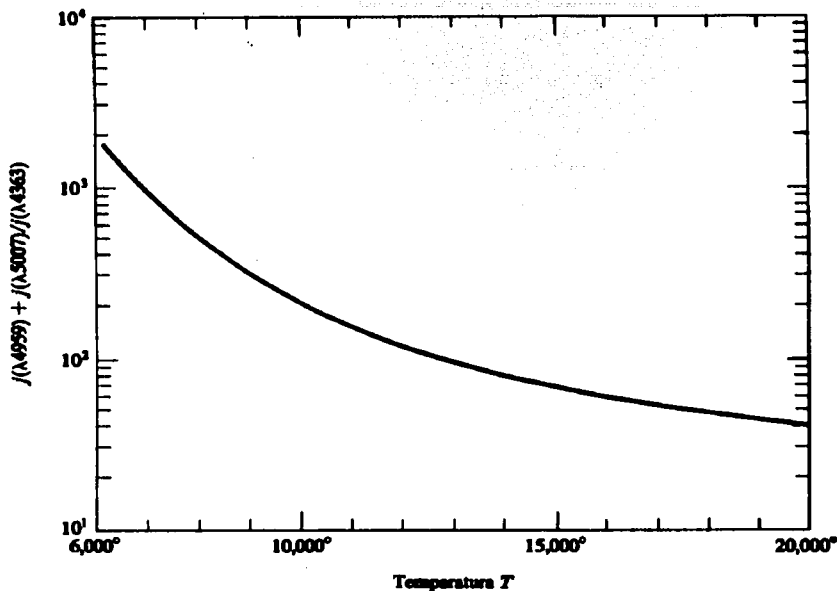


Fig. (2.4) Razón de Intensidades contra temperatura en una región H II. Figura de Osterbrock (1989)

Análogamente para [N II]

$$\frac{I_{\lambda 6548} + I_{\lambda 6583}}{I_{\lambda 755}} = \frac{6.91 \exp[(2.50 \times 10^4)/T]}{1 + 2.5 \times 10^{-3} (N_e/T^{1/2})}$$

Estas dos ecuaciones son la base para la determinación de la temperatura electrónica de las nebulosas gaseosas.

Densidad electrónica

La densidad electrónica media en una nebulosa puede ser medida observando los efectos de la desexcitación colisional. Esto se hace comparando las intensidades de dos líneas de emisión del mismo ión que se originan en diferentes niveles con una diferencia de energía pequeña así la razón solo dependerá de los efectos colisionales. Si los niveles tienen diferente probabilidad de transición o

diferentes razones colisionales la población de los dos niveles dependerá de la densidad. Los mejores ejemplos de líneas que se utilizan son [O II] $\lambda 3729/\lambda 3726$, y [S II] $\lambda 6716/\lambda 6731$. Sus niveles de energía se muestran en la figura (2.5).

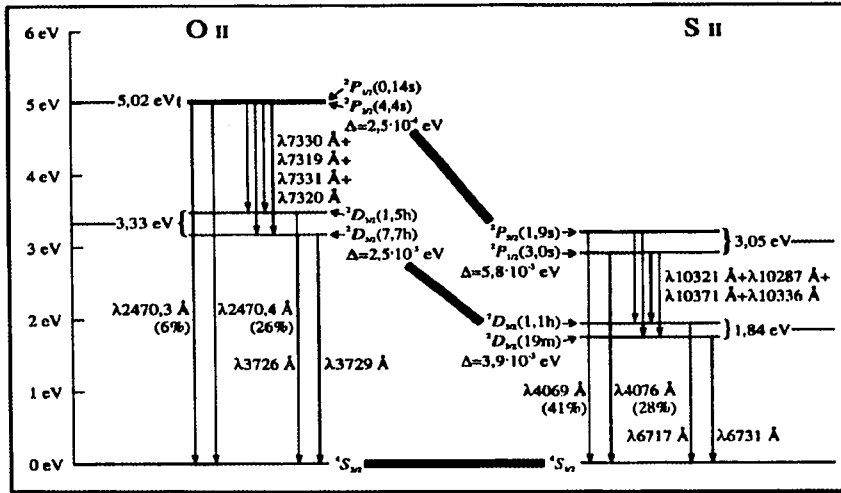


Fig.(2.5): Niveles de energía inferiores del O II y S II. Figura adaptada de Aller (1987). Los datos de los tiempos característicos están tomados de Osterbrock (1989) y las energías de van Hoof y de Osterbrock (1989).

Consideramos las líneas de [O II] en el límite de baja densidad $N_e \rightarrow 0$, en el cual cada excitación colisional es seguida por la emisión de un fotón. Ya que la razón de la excitación relativa de los niveles $^2D_{5/2}$ y $^2D_{3/2}$ es proporcional al cociente de sus pesos estadísticos, entonces la razón es simplemente $j_{\lambda 3729}/j_{\lambda 3726} = 1.5$. Por otro lado, en el límite de alta densidad $N_e \rightarrow \infty$, las excitaciones y desexcitaciones colisionales son las que dominan y tendrán una relación de población de Boltzmann, entonces las razones de intensidad relativa para baja y alta densidad serán, para el caso de las líneas de [O II]:

$$\frac{j_{\lambda 3729}}{j_{\lambda 3726}} = \frac{N_{2D_{5/2}}}{N_{2D_{3/2}}} = 1.5 \quad \text{Baja densidad}$$

$$\frac{j_{\lambda 3729}}{j_{\lambda 3726}} = \frac{N_{2D_{5/2}}}{N_{2D_{3/2}}} \frac{A_{\lambda 3729}}{A_{\lambda 3726}} = \frac{3}{2} \frac{3.6 \times 10^{-5}}{1.8 \times 10^{-4}} = 0.30 \quad \text{Alta densidad}$$

La transición entre los límites de baja y alta densidad está en la vecindad de la densidad crítica. La solución de las ecuaciones de equilibrio, que toma en cuenta todas las transiciones, nos da en detalle la variación de la razón de intensidades con la densidad, fig. (2.6). Observamos que la dependencia con la temperatura va como $N_e/T^{3/2}$ para cuando la densidad electrónica es alta.

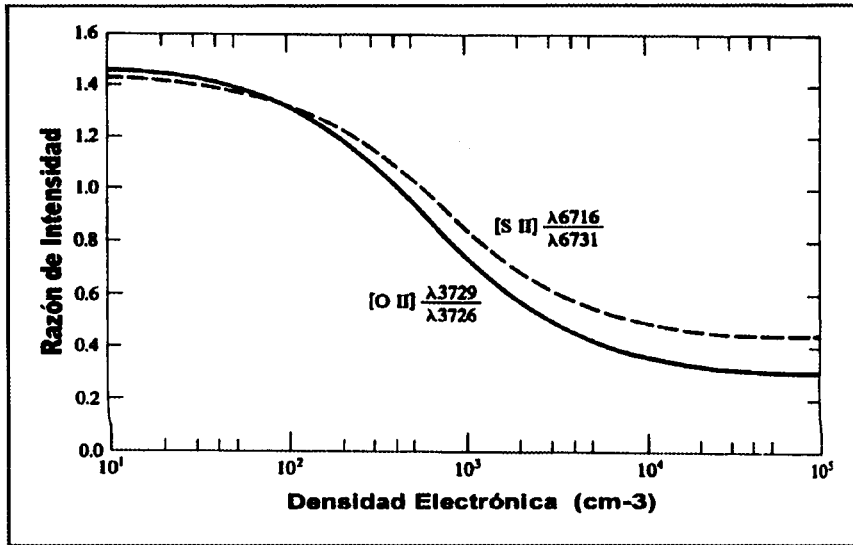


Figura (2.6): Razón de intensidades contra densidad electrónica. Osterbrock (1989).

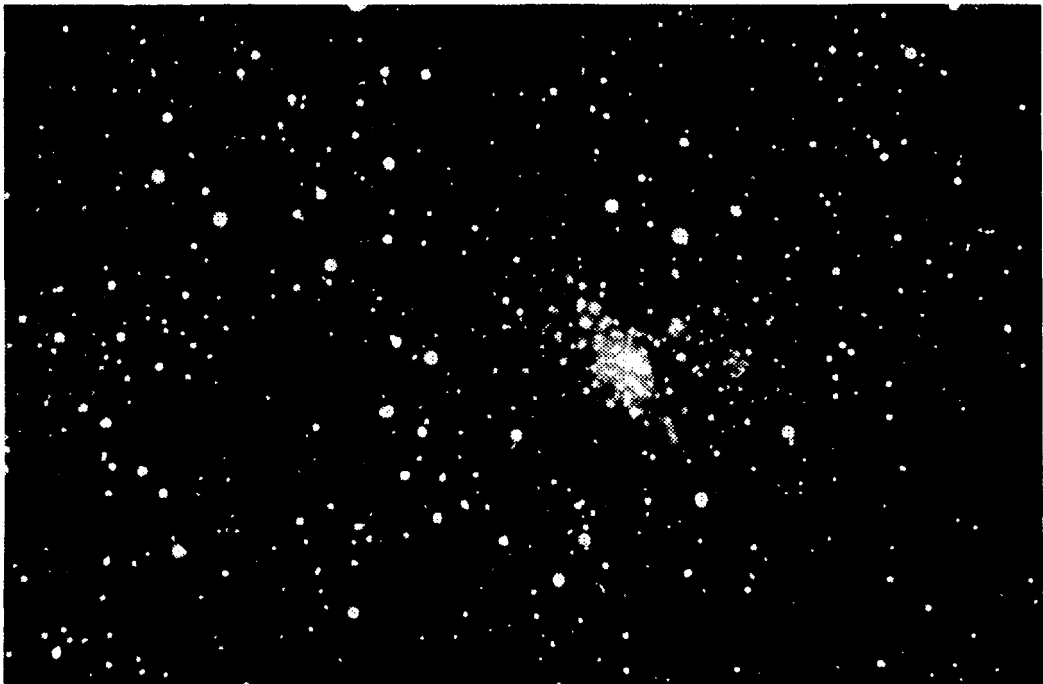
Un tratamiento similar al seguido con las líneas de [O II] se sigue para las de [S II] el cálculo de la razón $\frac{I_{\lambda 6716}}{I_{\lambda 6731}}$ se muestra en la figura (2.6).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

CAPÍTULO 3

DETERMINACIÓN DE LA MASA ESTELAR Y GASEOSA DE NGC 346

La Nube Menor de Magallanes es una galaxia irregular del Grupo Local de galaxias, situada a aproximadamente 64 kpc de distancia de nosotros, en esta galaxia se encuentra NGC 346 que es la región H II más brillante de ésta.



3.1 FUNCIÓN DE MASA INICIAL (FMI)

El estudio de la distribución inicial de la masa en una región H II es de suma importancia para conocer su evolución. Dar una función de masa no es sencillo, lo que usualmente se hace es aproximar esta función por una ley de potencias sobre el rango de masas. El número de estrellas está ligado fuertemente con sus masas, es decir, hay más estrellas de masa baja que de masa alta. La FMI en la vecindad solar puede ser derivada de la cantidad de estrellas usando los principios originalmente derivados por Salpeter (1955) y generalizando para permitir una dependencia temporal.

Las estrellas serán contadas como una función de la magnitud absoluta la cual debe ser reducida a la cantidad de estrellas presentes en la secuencia principal, donde $n(m)$, y $n(m)dm$ será el número de estrellas en el intervalo de masa $(m, m + dm)$.

Decimos entonces que la función de nacimiento estelar, $B(m, t)$, depende de la razón de formación estelar (RFE), $\psi(t)$, y de la función de masa inicial (FMI), $\phi(m)$, de la siguiente manera:

$$B(m, t)dm dt = \phi(m)\psi(t)dm dt,$$

donde m es la masa y t es el tiempo. $B(m, t)$, representa el número de estrellas formadas por unidad de volumen con masas entre m y $m + dm$ durante el intervalo de tiempo t y $t + dt$.

Lo que en general se hace, con base en las observaciones, es aproximar la función de masa inicial por una ley de potencias:

$$\phi(m) = \frac{dN}{dm} = Cm^{-(1+x)},$$

donde x puede tomar diferentes valores para diferentes rangos de masa y C es una constante de normalización.

3.2 DETERMINACIÓN DE LA MASA ESTELAR.

La determinación de la masa estelar de NGC 346 se hará bajo tres diferentes funciones de masa inicial, pues los estudios sobre esta región son abundantes, aquí hemos tomado el análisis de Relaño et al. (2001), que dan una FMI para el intervalo de 25 - 60 M_{\odot} , con un exponente de -3.5, después basados en las observaciones de Vacca et al. (1989), nosotros hemos obtenido una FMI para el intervalo de 9 - 25 M_{\odot} , con un exponente de -1.8 para dicho intervalo. La función de masa inicial para

el intervalo $0.01 - 9$ o $25 M_{\odot}$ es la de Kroupa, Tout y Gilmore (1993) con exponentes de -1.3 , -2.2 y -2.7 para los intervalos $0.01 \leq m \leq 0.5$, $0.5 \leq m \leq 1$ y $1 \leq m \leq 25$ respectivamente.

Por último se hace una comparación con los resultados obtenidos con la FMI de Salpeter, que como mencionamos anteriormente, se obtiene con observaciones de la vecindad solar; como se verá la diferencia de las estimaciones es considerable.

3.2.1 FUNCIÓN DE MASA INICIAL DE RELAÑO et al. (2002)

Mónica Relaño, Manuel Peimbert y John Beckman utilizan una función de masa inicial basada en las observaciones que hacen de NGC 346. Estos autores encuentran 58 estrellas azules que están dentro de la región ionizada de NGC 346. De las 58 estrellas consideradas 33 ya tenían un tipo espectral determinado y 25 no, a estas últimas se les asignaron tipos espectrales basados en sus magnitudes tipo V y suponiendo que están en la secuencia principal (ver Tabla 3.1).

Tabla 3.1

Tipo Espectral	Masa (M_{\odot})	Numero de estrellas
O3V	51.3	1
O4V	44.2	1
O5.5V	35.5	4
O6V	33.1	4
O6.5V	30.8	3
O7V	28.8	5
O7.5V	26.9	4
O8V	25.1	13
O8.5V	23.6	12
O9V	22.1	2
O9.5V	20.8	5
O5.5I	45.4	1
O7I	37.4	1
WN4(5980A)	18.0	1
O7Ia(5980B)	37.4	1
TOTAL	...	58

De acuerdo con la tabla anterior se hace una gráfica de $\log m$ vs $\log\left[\frac{N}{\Delta \log m}\right]$, para así obtener el exponente adecuado para este intervalo de masa; así que el exponente para este intervalo de la función de masa inicial tiene un exponente de -3.5 .

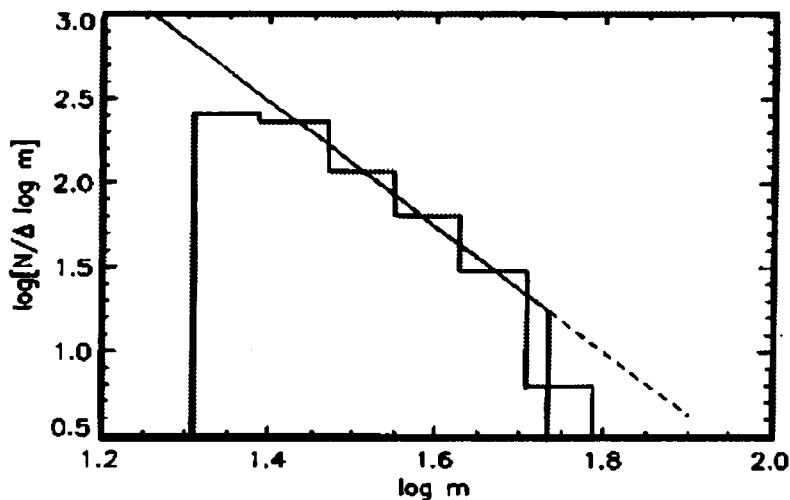


Figura 3.1: Obtención del exponente para la FMI de Relaño et al. (2002).

De esta manera la función de masa inicial de Relaño et al. tomando los valores para las masas mas pequeñas con la función de masa inicial de Kroupa, Tout y Gilmore, es:

$$\Psi(m) = \begin{cases} Am^{-1.3} & 0.01 \leq m < 0.5, \\ Bm^{-2.2} & 0.5 \leq m < 1, \\ Cm^{-2.7} & 1 \leq m < 25, \\ Dm^{-3.5} & 25 \leq m \leq 60. \end{cases} \quad (3.1)$$

Los valores de las constantes A, B, C y D serán obtenidos por medio de una normalización de la FMI, tomando para el último intervalo de masa las observaciones listadas en la tabla 3.1.

De acuerdo a lo mencionado en el apartado anterior la FMI $\Psi(m)$, nos da el número de estrellas por intervalo de masa, así que para obtener la masa total de un intervalo lo que hacemos es calcular la

siguiente integral:

$$\int_{m_i}^{m_s} m^4 \Psi(m) dm, \quad (3.2)$$

y la igualamos a uno para normalizarla, tomando como límites de integración $0.01 M_{\odot}$ y $60 M_{\odot}$.

Entonces

$$\int m^4 \Psi(m) dm = 1. \quad (3.3)$$

donde la integral por resolver toma la forma:

$$\int_{0.01}^{0.5} A m^{-0.3} dm + \int_{0.5}^1 B m^{-1.2} dm + \int_1^{25} C m^{-1.7} dm + \int_{25}^{60} D m^{-2.5} dm = 1. \quad (3.4)$$

de lo anterior:

$$\int_{0.01}^{0.5} A m^{-0.3} dm = 0.82A,$$

$$\int_{0.5}^1 B m^{-1.2} dm = 0.74B,$$

$$\int_1^{25} C m^{-1.7} dm = 1.27C,$$

$$\int_{25}^{60} D m^{-2.5} dm = 3.89 \times 10^{-3}D.$$

Sumando ahora los resultados anteriores e igualando a 1:

$$0.82A + 0.74B + 1.27C + 3.89 \times 10^{-3}D = 1, \quad (3.5)$$

aplicando ahora las condiciones a la frontera para la FMI pidiéndole únicamente que ésta sea función sea continua :

$$A(0.5)^{-1.3} = B(0.5)^{-2.2}, \quad (3.6)$$

$$B(1)^{-2.2} = C(1)^{-2.7}, \quad (3.7)$$

$$C(25)^{-2.7} = D(25)^{-3.5}. \quad (3.8)$$

De esta manera tenemos cuatro ecuaciones con cuatro incógnitas, (3.5), (3.6), (3.7) y (3.8), de las que obtenemos los valores para A , B , C y D ; con lo que la función de masa inicial de Relaño et al. nos queda como sigue:

$$\Psi(m) = \begin{cases} 0.519m^{-1.3} & 0.01 \leq m < 0.5, \\ 0.278m^{-2.2} & 0.5 \leq m < 1, \\ 0.278m^{-2.7} & 1 \leq m < 25, \\ 3.651m^{-3.5} & 25 \leq m \leq 60. \end{cases} \quad (3.9)$$

La figura (3.2) muestra la gráfica de la función de masa inicial (3.9)

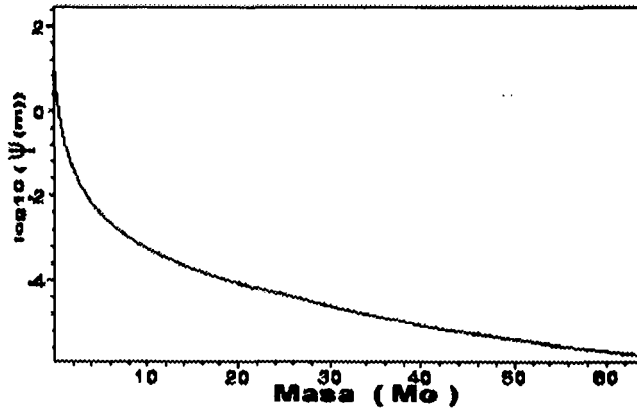


Figura 3.2: Gráfica de la FMI de Relaño et al. (2002).

De acuerdo con lo anterior, la fracción de masa para cada intervalo es:

0.426	$0.01 \leq m < 0.5,$
0.206	$0.5 \leq m < 1,$
0.353	$1 \leq m < 25,$
0.014	$25 \leq m \leq 60.$

Tomando en cuenta lo listado en la Tabla (3.1), tenemos que la masa en el intervalo $25M_{\odot}$ a $60M_{\odot}$ es de $1160.4M_{\odot}$, por lo tanto la masa total en estrellas de NGC 346, según esta FMI es de:

$$M_{total} = 8.29 \times 10^4 M_{\odot}.$$

3.2.2 APORTACIÓN EN ESTA TESIS A LA FUNCION DE MASA INICIAL PARA EL INTERVALO 9 - 25 M_{\odot} .

Tomaremos ahora las observaciones hechas por Massey et al. (1989), en las que además de las estrellas de la tabla (3.1), se cuentan 112 estrellas con masas entre 9 y $15M_{\odot}$ y 39 entre 15 y $25M_{\odot}$, si tomamos el valor medio para cada rango de masas y graficando $\log(m)$ vs $\log\left(\frac{N}{\Delta \log m}\right)$, obtenemos que la pendiente para esta recta es de -1.8 , y éste será el valor del exponente para la FMI en este intervalo.

Añadiendo esta corrección al apartado anterior la FMI nos queda de la siguiente manera:

$$\Psi(m) = \begin{cases} Am^{-1.3} & 0.01 \leq m < 0.5, \\ Bm^{-2.2} & 0.5 \leq m < 1, \\ Cm^{-2.7} & 1 \leq m < 9, \\ Dm^{-1.8} & 9 \leq m < 25, \\ Em^{-3.5} & 25 \leq m \leq 60. \end{cases} \quad (3.10)$$

Entonces la masa total estará dada por:

$$\int_{0.01}^{0.5} Am^{-0.3} dm + \int_{0.5}^1 Bm^{-1.2} dm + \int_1^9 Cm^{-1.7} dm + \int_9^{25} Dm^{-0.8} dm + \int_{25}^{60} Em^{-2.5} dm = 1. \quad (3.11)$$

Evaluando cada una de las integrales anteriores tenemos:

$$\int_{0.01}^{0.5} Am^{-0.3} dm = 0.82A,$$

$$\int_{0.5}^1 Bm^{-1.2} dm = 0.74B,$$

$$\int_1^9 Cm^{-1.7} dm = 1.12C,$$

$$\int_9^{25} Dm^{-0.8} dm = 1.75D,$$

$$\int_{25}^{60} Em^{-2.5} dm = 3.89 \times 10^{-3}E.$$

Análogamente a la ecuación (3.5):

$$0.82A + 0.74B + 1.12C + 1.75D + 3.89 \times 10^{-3}E = 1. \quad (3.12)$$

Tomando en cuenta las condiciones de frontera de forma análoga al apartado anterior:

$$A(0.5)^{-1.3} = B(0.5)^{-2.2}, \quad (3.13)$$

$$B(1)^{-2.2} = C(1)^{-2.7}, \quad (3.14)$$

$$C(9)^{-2.7} = D(9)^{-1.8}, \quad (3.15)$$

$$D(25)^{-1.8} = E(25)^{-3.5}. \quad (3.16)$$

Resolviendo el sistema de ecuaciones formado por (3.12) – (3.16) obtenemos los valores de las constantes; así la función de masa inicial es:

$$\Psi(m) = \begin{cases} 0.496m^{-1.3} & 0.01 \leq m < 0.5, \\ 0.266m^{-2.2} & 0.5 \leq m < 1, \\ 0.266m^{-2.7} & 1 \leq m < 9, \\ 0.037m^{-1.8} & 9 \leq m < 25, \\ 8.735m^{-3.5} & 25 \leq m \leq 60. \end{cases} \quad (3.17)$$

La fracción de masa para cada intervalo es:

0.407	$0.01 \leq m < 0.5,$
0.197	$0.5 \leq m < 1,$
0.298	$1 \leq m < 9,$
0.065	$9 \leq m < 25,$
0.034	$25 \leq m \leq 60.$

La figura (3.3) muestra la gráfica de la función de masa inicial obtenida en esta tesis

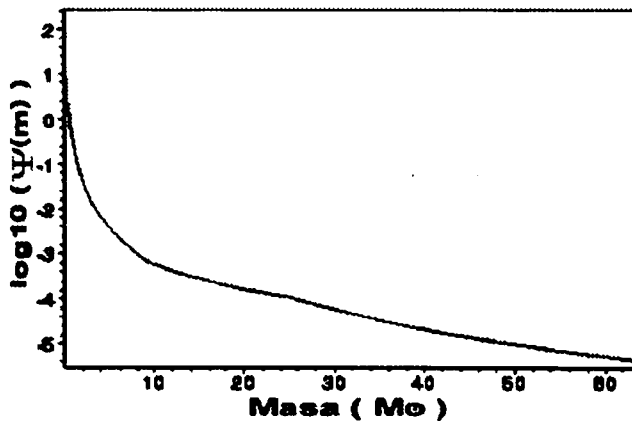


Figura 3.3: Gráfica de la FMI de esta tesis.

Ahora tenemos que tomar en cuenta la suma de las masa de la Tabla (3.1) con la masa observada por Massey et al.(1989) en el rango de 9 a $25 M_{\odot}$ para calcular la masa total de estrellas. Como la suma de estas masas es de $2124M_{\odot}$ y de 25 a $64M_{\odot}$ es de $1160.4M_{\odot}$, tomando en cuenta estos dos valores tenemos que la masa total de estrellas es:

$$M_{total} = 3.32 \times 10^4 M_{\odot}.$$

3.2.3 FUNCIÓN DE MASA INICIAL DE SALPETER

La función de masa inicial de Salpeter se obtiene en 1955 con observaciones para la vecindad solar, esta es muy utilizada por los astrónomos, y sirve para dar una estimación de la masa estelar, el exponente de esta FMI es -2.35.

Lo siguiente será utilizar esta FMI para el intervalo no observado ni por Relaño et al. (2002) ni por Massey et al. (1989).

$$\Psi(m) = \begin{cases} Am^{-2.35} & 0.01 \leq m < 9, \\ Bm^{-1.8} & 9 \leq m < 25, \\ Cm^{-3.5} & 25 \leq m \leq 60. \end{cases} \quad (3.18)$$

Realizamos ahora el procedimiento de los apartados anteriores:

$$\int_{0.01}^9 Am^{-1.35} dm = 12.99A,$$

$$\int_9^{25} Bm^{-0.8} dm = 1.76B,$$

$$\int_{25}^{60} Cm^{-2.5} dm = 3.89 \times 10^{-3}C.$$

Normalizando:

$$12.99A + 1.76B + 3.89 \times 10^{-3}C = 1. \quad (3.19)$$

Poniendo condiciones de frontera:

$$A(9)^{-2.35} = B(9)^{-1.8}, \quad (3.20)$$

$$B(25)^{-1.8} = C(25)^{-3.5}. \quad (3.21)$$

Así obtenemos la siguiente función de masa inicial:

$$\Psi(m) = \begin{cases} 0.074m^{-2.35} & 0.01 \leq m < 9, \\ 0.022m^{-1.8} & 9 \leq m < 25, \\ 5.235m^{-3.5} & 25 \leq m \leq 60. \end{cases} \quad (3.22)$$

Las fracciones de masa para cada intervalo son:

$$0.961 \quad 0.01 \leq m < 9,$$

$$0.039 \quad 9 \leq m < 25,$$

$$0.02 \quad 25 \leq m \leq 60.$$

La figura (3.4) muestra la grafica de la función de masa inicial considerando Salpeter.

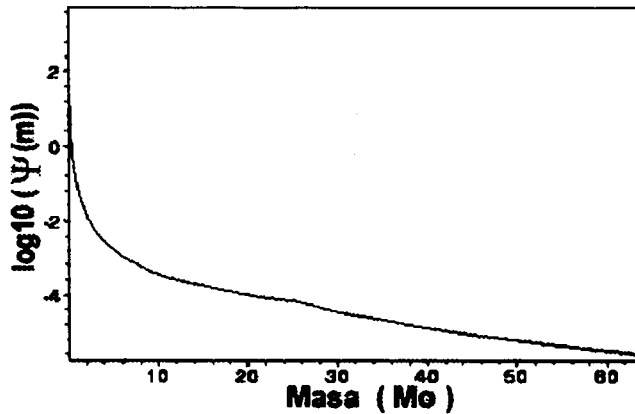


Figura 3.4: Gráfica de la FMI de Salpeter (1955).

Obtenemos con esto la masa total de estrellas, basados en la masa observada de los últimos dos intervalos:

$$M_{total} = 5.57 \times 10^4 M_{\odot}$$

3.3 MASA PARA DIFERENTES INTERVALOS

Los resultados encontrados con las diferentes funciones de masa inicial son diferentes, a continuación listamos la fracción de masa obtenida con cada FMI para diferentes intervalos (Tabla 3.2):

TABLA 3.2

Intervalo (M_{\odot})	FMI de Salpeter	FMI de Relaño et al.	FMI de esta tesis
0.01-0.08	0.548	9.702×10^{-2}	0.093
0.08-0.5	0.242	0.329	0.315
0.5-1	0.058	0.207	0.198
1-9	0.113	0.312	0.298
9-25	3.869×10^{-2}	4.358×10^{-2}	6.508×10^{-2}
25-60	2.041×10^{-2}	1.423×10^{-2}	3.521×10^{-2}

Con lo que la masa para cada intervalo con diferente FMI es (tabla 3.3):

TABLA (3.3)

Intervalo (M_{\odot})	FMI de Salpeter	FMI de Relaño et al.	FMI de esta tesis
0.01-0.08	3.05×10^4	8.04×10^3	3.09×10^3
0.08-0.5	1.35×10^4	2.73×10^4	1.05×10^4
0.5-1	3.23×10^3	1.72×10^4	6.58×10^3
1-9	6.30×10^3	2.59×10^4	9.90×10^3
9-25	2.15×10^3	3.61×10^3	2.12×10^3
25-60	1.14×10^3	1.18×10^3	1.16×10^3

3.4 MASA GASEOSA DE NGC 346

3.4.1 MASA IONIZADA

La determinación de la masa ionizada se ha hecho, tomando una simetría esférica. Se han considerado los modelos de Relaño et al. (2002), éstos consisten en asignar diferentes densidades electrónicas medias y locales así como distintos factores de llenado de la región H II NGC 346, por otro lado hemos considerado una abundancia de 91% de hidrógeno y 9% de helio, para los primeros modelos A1 - A6 se ha considerado una densidad electrónica local (N_e local), (excepto para el primero que se ha considerado una densidad electrónica media (rms)) y tomamos diferentes factores de llenado (ϵ), el último modelo A7 es considerando una disminución en la densidad electrónica en función del radio que va como:

$$N(r) = N_o \left(\frac{r}{r_o}\right)^{-\alpha}, \quad (3.23)$$

donde N_o es la densidad electrónica en el radio interno (r_o), el factor α se ha tomado como $\alpha = 0.315$, $N_o = 180 \text{ cm}^{-3}$, $r_o = 1 \times 10^{19} \text{ cm}$ y $N_e = 70 \text{ cm}^{-3}$ para la frontera de la región H II a $2 \times 10^{20} \text{ cm}$ y $\epsilon = 0.013$.

Así pues para el modelo A1 se ha considerado un factor de llenado igual a 1 con lo que el cálculo será:

$$M = N_e(\text{rms}) \frac{4\pi}{3} r^3 m_H (1.27)^*. \quad (3.24)$$

Para los modelos A2 a A6:

$$M = \epsilon N_e(\text{local}) \frac{4\pi}{3} r^3 m_H (1.27)^*. \quad (3.25)$$

Por último, para el modelo A7 el cálculo será el siguiente:

$$M = \left[\int_{r_o}^R N(r) dv \right] m_H (1.27)^*. \quad (3.26)$$

* El valor 1.27 se debe a la consideración de las abundancias por masa de hidrógeno (91%) y de helio (9%)

La masa de gas ionizado para NGC 346 está listada en la Tabla (3.4)

TABLA (3.4)

Cálculo de la masa de gas ionizado de NGC 346 (91% Hidrógeno, 9% Helio)

Modelo	$N_e(rms)$	$N_e(local)$	ϵ	R (radio)	M (masa)	M (masa)
	cm^{-3}	cm^{-3}	factor de llenado	$\times 10^{20} cm$	$\times 10^{37} g$	$\times 10^4 M_{\odot}$
A1	9.00	9.00	1	2.00	64.1	32.22
A2	9.00	100	0.0081	2.01	4.61	2.32
A3	9.00	130	0.0050	2.01	3.70	1.86
A4	9.00	80	0.0127	2.01	5.78	2.75
A5	9.00	80	0.0127	2.00	5.69	2.86
A6	9.00	80	0.0127	2.04	6.04	3.04
A7	9.00	...	0.0130	2.02	7.44	3.74

De los modelos anteriores el mas confiable es el modelo A7, pues es en el que consideramos una distribución mas real de la densidad electrónica; así pues tenemos que el valor estimado para la masa gaseosa de la región HII es:

$$M_{ionizada} = 3.74 \times 10^4 M_{\odot}.$$

3.4.2 DETERMINACIÓN DE LA MASA DE HIDRÓGENO NEUTRO

El hidrógeno neutro es un constituyente importante del medio interestelar frio, este ha sido estudiado en galaxias de diferentes morfologías.

Nosotros hemos basado la estimación del hidrógeno neutro en observaciones de Stanimirovic et al. (1999), estas observaciones no son en particular de NGC 346, sino de la Nube Menor de Magallanes completa. Estos autores dividen a la nube menor en tres partes principales en forma de elipse, y en una de estas partes se encuentra nuestra nebulosa. Así para cada una de estas elipses da la densidad de hidrógeno neutro y de ahí haremos una estimación de la masa suponiendo densidad uniforme en toda la elipse.

Los datos que tenemos para la celda que contiene a NGC 346 son los siguientes:

semi-eje mayor	910 pc,
semi-eje menor	470 pc,
densidad columnar	$21.1 M_{\odot} pc^{-2}$,
masa de HI	$5.7 \times 10^7 M_{\odot}$.

El radio que utilizaremos como tamaño de NGC 346 será el mismo que el utilizado para el cálculo de la masa ionizada $R = 2.02 \times 10^{20} cm$, así, tomando densidad constante tenemos que la masa de HI en NGC 346 es:

$$M_{HI} = 5.68 \times 10^5 M_{\odot}.$$

Pero esto es considerando que tenemos solamente hidrógeno en nuestra región pero considerando que la fracción por masa es:

$$\frac{M(He)}{M(H)} = 0.32, \quad (3.27)$$

tenemos entonces que la masa gaseosa neutra es:

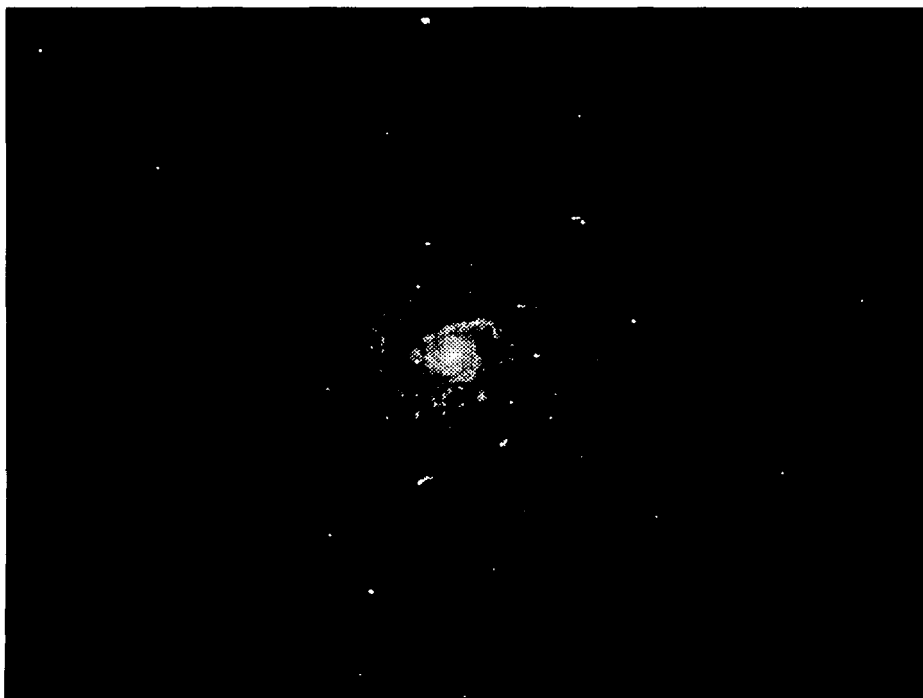
$$M_{Neutra} = 7.50 \times 10^5 M_{\odot}$$

CAPÍTULO 4

DETERMINACIÓN DE LA MASA GASEOSA DE LAS REGIONES H II NGC 5461 Y 5471 EN M 101

M101 es una galaxia espiral gigante de tipo Scd I que se encuentra fuera del Grupo Local; en esta galaxia se encuentran NGC 5461 y NGC 5471 que son regiones H II gigantes, estas dos regiones serán el objeto de estudio de el presente capitulo así como del siguiente.

Galaxia M 101



4.1 DETERMINACIÓN DE LA MASA DE GAS IONIZADO

En el caso de NGC 5461, el estudio de la masa ionizada lo hago bajo diferentes tratamientos de acuerdo con distintos autores. En el caso de NGC 5471 solamente utilizo dos autores.

Comenzaré utilizando el tratamiento de Israel et al. (1975), ellos observan y determinan distintos valores para cada una de las regiones H II en M101 que estudian. Para NGC 5461, se tiene, de acuerdo a sus observaciones, un diámetro de $d = 575pc$, una densidad electrónica media $N_e(rms) = 7.9 cm^{-3}$ y una masa total ionizada de $30 \times 10^6 M_\odot$, este cálculo lo realiza con base en la ecuación de Mezger et al. (1967).

Mientras que para NGC 5471 tenemos $d = 255pc$, una densidad electrónica media $N_e(rms) = 21.3 cm^{-3}$, y una masa total de gas ionizado de $7 \times 10^6 M_\odot$.

El segundo tratamiento será el de Kennicutt (1984). El modelo que da para la masa es simple, utiliza una simetría esférica para derivar una aproximación a la densidad electrónica con la emisión, utilizando la siguiente ecuación:

$$ME(x) = 2 \int_x^R \frac{0.92rN_e^2(r)}{(r^2-x^2)^{1/2}} dr, \quad (4.1)$$

donde ME es la medida de emisión, x es la proyección radial de la coordenada en el plano del cielo, r es la coordenada radial completa que contiene a la región H II de radio R , la constante 0.92 es la corrección por la contribución del helio al número de iones y de electrones, de esta relación se obtiene la densidad electrónica rms.

Para calcular el factor de llenado ϵ lo que se hace es simplificar, dividiendo en dos partes la región, una de mayor densidad ocupando una fracción ϵ del volumen total y una parte de baja densidad ocupando el resto del volumen, se asume también que esta fracción no contribuye de manera importante a la masa total.

Para NGC 5461 Kennicutt (1984) obtiene, considerando un diámetro de $d = 1000pc$, una densidad electrónica rms $N_e(rms) = 3.5cm^{-3}$ (media) y para el pico de densidad $N_e(rms) = 30cm^{-3}$, el factor de llenado es de $\epsilon = 0.02$, a partir de los valores de ϵ y $N_e(rms)$ obtiene una masa total de hidrógeno ionizado, $M_{H^+}(rms)$, igual a $6 \times 10^6 M_\odot$.

En el caso de NGC 5471 Kennicutt obtiene, considerando un diámetro de $d = 800pc$, una $N_e(rms) = 4cm^{-3}$, y como densidad máxima $N_e(rms) = 60cm^{-3}$, con un factor de llenado de $\epsilon = 0.09$. A partir de los valores de $N_e(rms)$ y ϵ se obtiene $M_{H^+}(rms) = 9 \times 10^6 M_{\odot}$.

El siguiente tratamiento es el de Castañeda et al. (1992), el cual voy a citar y dar una breve explicación con el fin de presentar una introducción al tratamiento de Luridiana et al. (2001) citado más adelante.

Castañeda et al. (1992) toman como indicador el doblete $[S II] \lambda\lambda 6716.4, 6730.8$. Las líneas de emisión $[S II]$ son producidas por la transición entre los niveles $^2D_{3/2} - ^4S_{3/2}$ (6716.4Å) y $^2D_{3/2} - ^4S_{3/2}$ (6730.8Å). El tratamiento para estas líneas análogo a el de las líneas de $[O II]$, descrito ya en el Capítulo 2. En el caso de densidades intermedias lo que se debe de hacer es resolver el átomo de cinco niveles de la misma forma que hemos resuelto el de tres niveles en la sección (2.1).

Se resuelven las ecuaciones de los niveles atómicos, suponiendo equilibrio estadístico, tomando en cuenta todos los tipos de transiciones mencionadas previamente de $[S II]$ en la configuración de $2P^3$ entre los niveles 2D , 4S , y 2P (Osterbrock 1989). A primer orden la solución analítica de x (donde $x = N_e 10^{-4} t^{1/2}$, y $t = 10^{-4} T_e$) para $t = 1$ esta dada por:

$$R \equiv \frac{I(\lambda 6717)}{I(\lambda 6731)} = 1.45 \frac{(1+4.18x)}{(1+13.42x)}. \quad (4.2)$$

En la figura (4.1), mostramos la comparación entre la solución de Castañeda et al., la solución citada en esta tesis (el átomo de tres niveles) y la solución numérica de el átomo de cinco niveles (DeRobertis et al. 1987). La ecuación (4.2) ha sido utilizada para el modelo de esta región.

Por último, Castañeda et al., encuentran su modelo siguiendo la ley para la densidad electrónica siguiendo una distribución gaussina:

$$N_e = N_0 e^{-(r/r_0)^2}. \quad (4.3)$$

Por lo tanto el número total de electrones libres estará dado por la integral de la ecuación (4.3) sobre el volumen completo de la región, y si multiplicamos por el factor correspondiente a las abundancias de hidrógeno y helio, podemos obtener la masa total de gas ionizado.

$$M_{ion}^{tot} = A \int_V N_0 e^{-(r/r_0)^2} dV, \quad (4.4)$$

donde $A = m_H [4N(He)/N(H) + 1] \{N(H)/[N(H) + N(He)]\}$.

Sin embargo solamente se conocen los flujos observados $\frac{I(\lambda 6717)}{I(\lambda 6731)}$, que se originan en las regiones de bajo grado de ionización. y una ley de densidad electrónica no puede determinarse solamente con estas bases, debe ser también determinada de manera autoconsistente con la estructura de ionización completa.

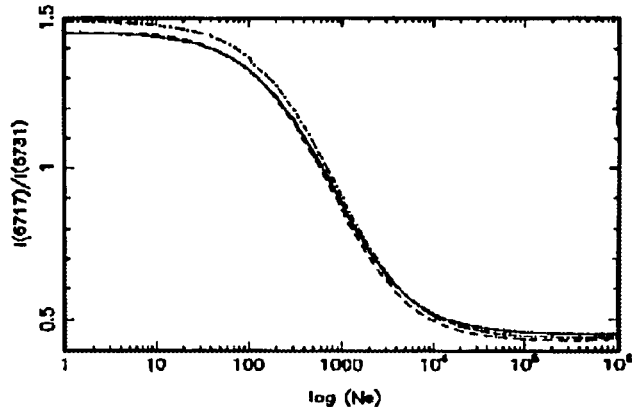


Fig. 4.1. Comparación entre las soluciones de DeRobertis et al 1987 (—), la solución de tres niveles (-•-), y la de Castañeda et al (- - -).

Debido a esta observación el estudio de NGC 5461 de Luridiana et al. (2001) es diferente al de Castañeda et al. (1992). Tomando también en consideración una ley de densidad centralmente simétrica, se obtiene:

$$N_e(r) = \begin{cases} f(r) & \text{para } f(r) > N_e^{\min} \\ N_e^{\min} & \text{para } f(r) \leq N_e^{\min} \end{cases}, \quad (4.5)$$

donde $f(r) = N_0 e^{-[(r-\delta)/r_0]^2}$, $N_e^{\min} = 50 \text{ cm}^{-3}$, $1.0'' \leq \delta \leq 2.0''$ y N_0 se determina a partir de las observaciones. Por otro lado el factor de llenado ϵ puede ser obtenido por medio de la siguiente relación:

$$N_e^2(rms) = \epsilon N_e^2(FL), \quad (4.6)$$

donde $N_e^2(rms)$ es la densidad media, $N_e^2(FL)$ es la densidad electrónica calculada a partir de la razón de las líneas prohibidas. Torres-Peimbert et al. (1989), encuentran una $N(FL) = 234 \text{ cm}^{-3}$ y una densidad rms $N(rms) = 14.8 \text{ cm}^{-3}$, con lo que $\epsilon = 0.004$ mientras que con valores más recientes para los parámetros atómicos se encuentra una densidad mayor a partir de las líneas de [S II] y consecuentemente se obtiene $\epsilon = 0.002$.

La masa total ionizada se obtiene entonces integrando la densidad electrónica local sobre el volumen de la región.

$$M_{ion}^{tot}(N_e(local)) = 1.63 \times 10^6 M_{\odot} \quad (4.7)$$

Observacionalmente esta corresponde a la masa estimada a través de la densidad de líneas prohibidas:

$$M_{ion}^{tot}(FL) = A \int_V \epsilon N_e(FL) dV \quad (4.8)$$

$$= A \int_V \epsilon^{1/2} N_e(rms) dV, \quad (4.9)$$

donde $A = m_H [4N(He)/N(H) + 1] \{N(H)/[N(H) + N(He)]\}$, también podemos obtener otra estimación de la masa ionizada integrando la densidad electrónica rms sobre el volumen total.

$$M_{ion}^{tot}(rms) = A \int_V N_e(rms) dV. \quad (4.10)$$

$$= 3.25 \times 10^7 M_{\odot}.$$

Las ecuaciones (4.7) y (4.8), son los límites inferior y superior para la masa total de la región HII, esto es demostrado por Peimbert (1966).

Tenemos ahora la determinación de la masa ionizada para NGC 5461 de acuerdo con cuatro diferentes autores, los resultados de estos los listamos en la tabla (4.1)

Tabla (4.1)– Determinación de la masa de gas ionizado para NGC 5461, bajo diferentes autores.

Autores	Israel et al. (1975)	Kennicutt (1984)	Luridiana et al. (2001)
<i>radio</i>	287.5 pc	500 pc	500 pc
$N_e(rms)$	7.9 cm^{-3}	3.5(media) 30(max)	14.8 cm^{-3}
$N_e(local)$	—	—	234 cm^{-3}
ϵ	—	0.02	0.002
$M_{ion}^{tot}(rms)$	$2.96 \times 10^7 M_{\odot}$	$6 \times 10^6 M_{\odot}$	$3.25 \times 10^7 M_{\odot}$
$M_{ion}^{tot}(FL)$	—	$8.5 \times 10^5 M_{\odot}$	$1.63 \times 10^6 M_{\odot}$

Para NGC 5471 tenemos listados los resultados en la tabla (4.2)

Tabla (4.2)– Determinación de la masa ionizada para NGC 5471.

Autores	Israel et al (1975)	Kennicutt (1984)
<i>radio</i>	127.5 pc	400 pc
$N_e(rms)$	21.3 cm^{-3}	4(media) 60(max)
$N_e(local)$	—	—
ϵ	—	0.09
$M_{ion}^{tot}(rms)$	$7 \times 10^6 M_{\odot}$	$9 \times 10^6 M_{\odot}$
$M_{ion}^{tot}(FL)$	—	$2.7 \times 10^6 M_{\odot}$

Tomaremos por ultimo los resultados de Viallefond et al. 1981, quienes encuentran, basados en observaciones de varios autores la masa de gas ionizado para ambas regiones tabla (4.3).

Tabla (4.3)– determinación de la masa ionizada según Viallefond et al 1981.

Objeto	Diámetro HII (pc)	Masas (<i>rms</i>) (M_{\odot})	Densidades (cm^{-3})
NGC 5461	770	46.1×10^6	5.1
NGC 5471	360	11.5×10^6	13.1

4.2 DETERMINACIÓN DE LA MASA DE HIDRÓGENO NEUTRO

La determinación de la masa de hidrógeno neutro se hace, como mencionamos anteriormente, con la intensidad de flujo de la transición hiperfina de 21 cm. Esta tesis se basará en el estudio de dos diferentes artículos para las regiones NGC 5461 y NGC 5471.

Como una primera aproximación utilizo el artículo de Allen et al. 1978, ellos observan la galaxia completa y de ahí hacen la determinación de la masa de H I. La relación que utilizan para esto es:

$$\frac{M_H}{M_\odot} = F_H C D^2, \quad (4.11)$$

donde F_H es el flujo total de hidrógeno, C es un factor de corrección debido a la inclinación a la que se observa la galaxia pero en este caso tomaremos esta constante igual a uno pues la inclinación es tan solo de 18° , y por último D es la distancia a la que se encuentra la galaxia en Mpc.

Lo que se hará en esta tesis es tomar esta masa para calcular una densidad media suponiendo que el gas esta distribuido uniformemente dentro de un disco, después, utilizando esta densidad, calcularemos la masa de H I para un cilindro correspondiente al radio de la región y con una altura de 500pc

Los datos que tenemos para esto son:

F_H	$422 \pm 19 \times 10^6 M_\odot \text{Mpc}^{-2}$
Distancia	7Mpc
Diámetro	37kpc
Masa total de HI	$20.7 \times 10^9 M_\odot$

Tomaremos como ancho del disco galactico un valor de 500pc, entonces, utilizando la geometría señalada, se obtiene una densidad de $\rho = 3.8 \times 10^{-2} M_\odot \text{pc}^{-3}$. Suponiendo ahora que la nebulosa tiene una forma cilíndrica con una distribución de masa uniforme tenemos que para NGC 5461, considerando un radio de 500pc, la masa total de hidrogeno neutro es:

$$M_{\odot}^{5461} = 1.49 \times 10^7 M_\odot$$

Por otro lado tomando el radio de NGC 5471 para calcular la masa total de H I de esta región, $r = 800pc$ por lo que encuentro que la masa de H I es:

$$M_{\odot}^{5471} = 3.82 \times 10^7 M_{\odot}$$

Los valores obtenidos con este tratamiento no llegan a ser confiables debido a varios factores:

a) Para asignar un valor al ancho del disco se ha considerado que la galaxia y las regiones H II son cilindros y esto no es cierto en realidad lo que sucede es que la galaxia es mas angosta en el centro y mas ancha hacia los extrmos.

b) No hemos considerado que el hidrógeno neutro se encuentra en mayor abundancia en los brazos espirales de la galaxia,

Por estas razones es un error considerar que ambas nebulosas tienen la misma densidad de H I, sin embargo esto se podría corregir multiplicando por factores de proporcionalidad tanto para corregir por la anchura del disco como para corregir por la distribución de densidad de H I, ambos relacionados con la distancia galactocéntrica.

El siguiente tratamiento es hecho por Viallefond et al. (1981), basandose en los parametros fisicos medidos, y tomando un modelo cilindrico, la masa de H I ha sido medida integrando la distribución total de H I, suponiendo que los efectos por la profundidad óptica son despreciables.

Los resultados de Viallefond et al. (1981) se presentan en la tabla (4.5).

Tabla (4.5) Resultados de Viallefond et al. sobre H I

Objeto	Diámetro HI (pc)	Masa HI ($10^6 M_{\odot}$)	Densidad (cm^{-3})
NGC 5461	890 ± 130	25 ± 5	5.4 ± 0.1
NGC 5471	1640 ± 160	86 ± 14	1.2 ± 0.2

Estos resultados son, por supuesto, más confiables pues provienen de observaciones particulares sobre las regiones consideradas.

4.3 DETERMINACIÓN DE LA MASA DE GAS MOLECULAR

La manera de obtener la masa de hidrógeno molecular se hace de forma indirecta a través de la observación de las líneas de CO, como se ha mencionado en el capítulo 2. En esta sección utilizo el tratamiento de diferentes autores que han trabajado en la estimación de esta fracción de la masa del medio interestelar. De manera similar a las secciones anteriores primero hago una estimación de esta masa partiendo de medidas para la galaxia completa, este es el caso de la investigación de Young et al. 1989, quienes a partir de una observación de 142 galaxias dan una estimación de la masa de H₂ a partir de su tipo morfológico.

Lo que tenemos con base en este artículo es una fracción de masa con respecto a la masa de H I, la galaxia M 101 es una galaxia espiral del tipo Sc lo que corresponde a:

$$\frac{M(H I)}{M(H_2)} = 0.73 \pm 0.13. \quad (4.12)$$

con lo que según la masa de hidrógeno neutro estimada por Viallefond et al. (1981) para NGC 5461, tenemos que:

$$M_{H_2}^{5461} = 3.4 \times 10^7 M_{\odot},$$

mientras que para NGC 5471 tenemos que:

$$M_{H_2}^{5471} = 1.18 \times 10^8 M_{\odot}.$$

Pasemos ahora al siguiente tratamiento que corresponde al de Blitz et al. (1981), quienes no tienen una información acerca de la masa de H₂ de NGC 5471 pero si para NGC 5461, ellos utilizan también como indicador las líneas de CO en sus diferentes transiciones y proponen un límite inferior de $1 \times 10^7 M_{\odot}$ y un límite superior de $1 \times 10^8 M_{\odot}$, en esta tesis se tomara un límite superior de $5 \times 10^7 M_{\odot}$. Lo que los autores hacen en este artículo es una revisión de varias de las formas de estimación de la cantidad de H₂ en el medio interestelar, tomando en cuenta sus incertidumbres debido a las maneras de observación, prácticamente todas son en base a las líneas de CO y una última de las masas obtenidas con el Teorema Virial.

El siguiente tratamiento corresponde a Giannakopoulou et al. (1999). Ellos hacen un tratamiento empírico para NGC 5461, la forma de determinación de la masa de H₂ es a partir de CO considerando que existe un factor de proporcionalidad X entre la densidad de flujo del ¹²CO $J = 1 \rightarrow 0$ y la

densidad de H₂, esta constante de proporcionalidad es definida por:

$$X = \frac{N_{H_2}}{\int T_R^2 dv} \quad (4.13)$$

El rango de la constante de proporcionalidad galáctica varía en la literatura entre 1-12 x 10²⁰ cm⁻² (K km s⁻¹)⁻¹, ellos asumen que el valor $X_{Gal}^{M101} = 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$, aunque el valor de esta constante depende, probablemente, de la metalicidad del gas y de la distancia al centro de la galaxia. Ellos utilizan $X_{5461} = 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$. Así la densidad de H₂ puede ser obtenida de la ec. (4.13), y la masa molecular. En términos de la densidad de flujo S_ν , puede ser escrita como:

$$M_{H_2} = 1.61 \times 10^4 M_\odot \left(\frac{X}{3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}} \right) \left(\frac{d}{\text{Mpc}} \right)^2 \int \frac{S_\nu}{J_\nu} \frac{dv}{\text{kms}^{-1}} \quad (4.14)$$

Utilizando la ecuación (4.14) ellos obtienen las masas de H₂ para cada una de las nubes moleculares gigantes de NGC 5461. Como una prueba de estas masas se hace una comparación con las masas viriales dando como resultado un factor de corrección de 10 ± 4, para el cociente de $\frac{M_{H_2}}{M_{vir}}$, para la región NGC 5461, lo cual indica que el factor de proporcionalidad debe ser de $X = 6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$, mientras que para NGC 5471 debe ser de $X = 1.2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$, debido a su menor metalicidad.

Como siguiente método Giannakopoulou et al. (1999) utilizan las observaciones realizadas con el telescopio de 12 m NRAO, el mapa del flujo integrado de estas observaciones cubre un rango de velocidad de 52 kms⁻¹ para la emisión de ¹²CO, $J = 1 \rightarrow 0$.

Por último realizan un análisis ETL en el cual calculan una profundidad óptica y una densidad columnar basados en la suposición de que la nebulosa se encuentra en un equilibrio termodinámico local (LTD); este método se utiliza frecuentemente para calcular las propiedades físicas del gas molecular. Para el análisis LTD se utilizan las emisiones de ¹²CO y ¹³CO, $J = 2 \rightarrow 1$, estas transiciones tienen frecuencias muy parecidas así que la transparencia del gas entre estas dos líneas de emisión esta aproximadamente dado por:

$$\frac{1 - e^{-12\tau_\nu}}{1 - e^{-13\tau_\nu}} = \frac{k^{12} T_R / h\nu_{12} - e^{-h\nu_{12}/kT_{bg}}}{k^{13} T_R / h\nu_{13} - e^{-h\nu_{13}/kT_{bg}}} \quad (4.15)$$

donde ν es la frecuencia de la transición, τ_ν , es la profundidad óptica, T_R , denota la temperatura de radiación y T_{bg} , es la temperatura de la radiación de fondo correspondiente a 2.73 °K. Si se asume un valor para la razón de abundancias $\Psi = (^{12}\text{CO})/(^{13}\text{CO})$, se puede obtener $^{13}\tau_\nu$.

Ya que hemos asumido el ETL la temperatura cinética T_c es igual a la temperatura de excitación y esta dada por:

$$T_c = \frac{h\nu/k}{\ln((1-e^{-\tau})(kT_R/h\nu - (e^{h\nu/kT_R} - 1)^{-1}) + 1)}. \quad (4.16)$$

Los valores de la temperatura cinética oscilan entre 8 y 25 K. Utilizando los datos de otros artículos en los que se analizan las emisiones de CO, se encuentra que la densidad columnar de ^{13}CO , $N_{^{13}\text{CO}}$ esta dada por:

$$N_{^{13}\text{CO}} = \frac{3k}{8B_r\pi^3\mu^2} \int \frac{e^{hB_r J(J+1)kT_c}}{(J+1)} \frac{T_c + hB_r/3k}{1 - e^{-h\nu/kT_c}} d\nu. \quad (4.17)$$

Esta densidad columnar es usada para obtener la masa molecular local de las regiones. Ya que el hidrógeno molecular es el principal componente del medio interestelar, es importante convertir esta densidad columnar de ^{13}CO , en una densidad columnar de ^{12}CO , pues esta se convertirá en una densidad de hidrógeno molecular y de aquí se puede hacer el cálculo de la masa de H_2 ; esto se hace con la fracción de abundancias Ψ , para la cual Giannacopoulou et al. (1999) toman un valor de $\Psi = 20$, también se necesita obtener el factor de proporcionalidad, para lo cual toman valores de 4×10^4 y 10^5 , para NGC 5461.

La masa de H_2 es encontrada multiplicando la densidad columnar, N_{H_2} , por el area, A , y por la masa de la molécula de hidrógeno, finalmente se realiza una corrección debida a la abundancia del helio (10% por número). Así la masa total de hidrógeno molecular estará dada para NGC 5461 por:

$$M_{mol} = 6.3 \times 10^9 M_{\odot} \left(\frac{N_{^{13}\text{CO}}}{\text{cm}^{-2}} \right) \left(\frac{A}{\text{pc}^2} \right).$$

Para la siguiente estimación Gianakopoulou et al. (1999) suponen que la emisión de CO de una parte de la nube debe estar afectada por el efecto Doppler, por lo que esta emisión cambiará su frecuencia y consecuentemente no será absorbida por el gas en otras partes de la nube. Bajo estas condiciones la radiación emitida deberá ser absorbida solamente por el gas que se encuentra en una vecindad cercana a donde se produce. Para esta estimación utilizan el programa LGV el cual consiste en computar las temperaturas de radiación de varias de las transiciones de CO para diferentes rangos de temperatura cinética, densidad de H_2 , y parámetros de abundancia los cuales estan definidos por $(N_{\text{CO}}/N_{\text{H}_2})(dV/dr)$. Los resultados de este programa dependen de la razón Ψ , definida previamente.

Como sabemos NGC 5461 es una región muy brillante en cuanto a emisión de CO, por lo tanto el análisis que se hace es mas completo, mientras que NGC 5471 tiene una emisión mucho mas débil de

CO, debido a esto solo se tiene una estimación para el límite superior de la masa de H₂ en esta nebulosa, mientras que para NGC 5461 se tienen todos los métodos descritos en los párrafos anteriores, gracias a que tenemos mas información sobre esta. Los resultados obtenidos se presentan en la Tabla (4.6).

Tabla (4.6): Masa de hidrógeno molecular

Región	Masa molecular (M _⊙)
NGC 5461	
Método (ETL)	4 x 10 ⁷
Empírico (NRAO)	1.5 ± 0.3 x 10 ⁷
Empírico (OVRO)	6.0 ± 2.3 x 10 ⁶
NGC 5471	
Empírico (NRAO)	< 6.5 x 10 ⁶

También en el mismo artículo de Giannakopoulou et al. (1999) se hace una estimación de la masa de polvo, partiendo de los flujo de una longitud de onda de 60μm con la ecuación:

$$M_{polvo} = \frac{4ap}{3Q_{em}} \frac{S_v}{B_v(T)}, \quad (4.18)$$

donde a es el radio de los granos de polvo, ρ es la densidad del polvo, Q_{em} , es la eficiencia de emisión, S_v , es la densidad de flujo medida, d , es la distancia al polvo, (7.4 Mpc para las nebulosas en M 101), y B_v , es la función de Planck. El flujo a 60μm, para NGC 5461 es de 9.65 Jy y para NGC 5471 es de 1.81 Jy. Para el cálculo se ha supuesto que $\rho = 3gcm^{-3}$, $Q_{em}/a = 340cm^{-1}$, y $T = 30K$.

Con estos valores se obtiene que la masa de polvo para NGC 5461 es de $5 \times 10^5 M_{\odot}$, mientras que para NGC 5471 es de $9 \times 10^5 M_{\odot}$.

Este cálculo de la masa del polvo nos sirve también para dar una estimación de la masa gaseosa , debido a que los elementos pesados se encuentran en su mayoría en forma de polvo entonces la metalicidad de una nebulosa estará directamente ligada con la masa de polvo, así que si se supone que la metalicidad de NHGC 5461 es de $z \sim 0.02$, entonces la fracción de z en polvo es de 1/5 por lo que:

$$M_{gas} = M_{polvo} \times 50 \times 5$$

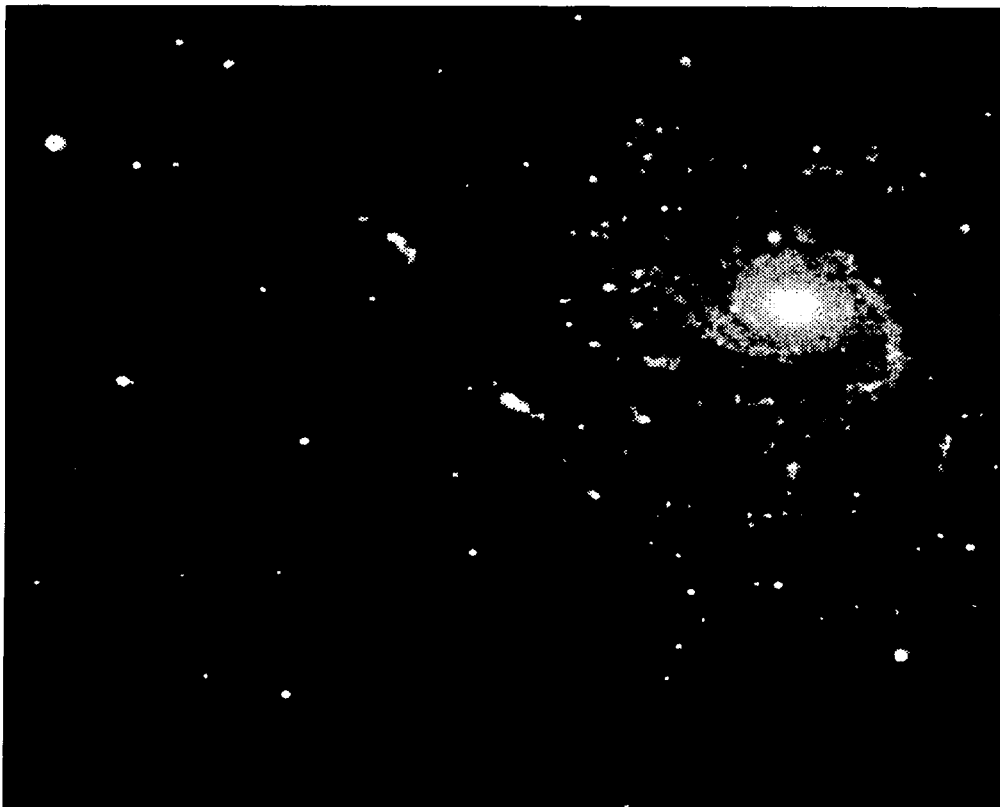
$$M_{gas}^{5461} = 1.25 \times 10^8 M_{\odot}$$

$$M_{gas}^{5471} = 2.25 \times 10^8 M_{\odot}$$

CAPÍTULO 5

DETERMINACIÓN DE LA MASA ESTELAR PARA NGC 5461 Y NGC 5471

Galaxia M 101



5.1 CONSIDERACIONES GENERALES: UTILIZACIÓN DE H α PARA LA ESTIMACIÓN DE LA MASA ESTELAR EN REGIONES H II

NGC 5461 y NGC 5471 se encuentran lejos de nuestra galaxia por lo que la observación de las estrellas que conforman estas regiones no puede realizarse de manera individual como en el caso de NGC 346; por lo tanto es necesario utilizar métodos indirectos para lograr una estimación de la masa estelar. Uno de estos métodos es la observación de la intensidad de ciertas líneas de emisión características de las regiones H II, en particular en esta tesis se realizará la estimación de la masa estelar con base en la emisión de H α de estas nebulosas.

Podemos encontrar una relación entre la luminosidad en H α y la cantidad de fotones ionizantes emitidos por las estrellas. Para esto tenemos que considerar las transiciones a todos los niveles del átomo de hidrógeno, como una primera aproximación, (después se corregirá multiplicando por un factor de proporcionalidad), suponemos también que todos los fotones ionizantes son capturados dentro de la región H II, entonces el número de fotones ionizantes será igual al número de recombinaciones, por lo que:

$$\alpha_B N_e N_{H^+} V = Q_0^*, \quad (5.1)$$

donde α_B ($\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$) es el coeficiente de recombinación efectiva a todos los niveles menos al 1, N_e es la cantidad de electrones libres por unidad de volumen, N_{H^+} es la cantidad de átomos de hidrógeno ionizados, V es el volumen de la nebulosa y Q_0^* es el número de fotones ionizantes producidos por la estrella por unidad de tiempo (s^{-1}). Por otro lado tenemos que la luminosidad de H α esta dada por:

$$L(H\alpha) = N_e N_{H^+} V \alpha(H\alpha) h\nu, \quad (5.2)$$

donde $\alpha(H\alpha)$ es el coeficiente de recombinación efectivo para obtener la emisión en H α , h es la constante de Planck, ν es la frecuencia correspondiente a esta línea y $L(H\alpha)$ es la luminosidad de la región en H α . Así con las ecuaciones (5.1) y (5.2) tenemos que el número total de fotones ionizantes por segundo es:

$$Q_0^* = \frac{\alpha_B(H^0)}{\alpha(H\alpha)} \frac{\lambda}{hc} L(H\alpha). \quad (5.3)$$

Con la ecuación (5.3) podemos calcular el número total de fotones ionizantes por segundo a partir de las observaciones de emisión en H α de las nebulosas. Sin embargo esto no es suficiente aún para encontrar la masa estelar de las regiones, se debe encontrar una relación de Q_0^* en función de la masa de las estrellas ionizantes, en esta tesis se encontrará esta relación con base en las observaciones de

Vacca (1996). Ajustando los puntos de esta gráfica a una función tipo potencial se obtiene la siguiente relación:

$$Q_0^*(m) = 3 \times 10^{43} m^{3.83}. \quad (5.4)$$

Ahora bien, si queremos encontrar la masa necesaria para producir cierta cantidad de fotones ionizantes, lo que necesitamos es asociar la función de masa inicial (FMI, $\Psi(m)$), con la función de fotones ionizantes $Q_0^*(m)$ dada en la ecuación (5.4); la FMI lo que nos proporciona, como se ha mencionado previamente, es el número de estrellas para un cierto intervalo de masa. Contando con esta información se puede obtener una relación entre la FMI y la $Q_0^*(m)$, es decir podemos conocer el número de fotones ionizantes para un intervalo de masa conociendo el número total de estrellas en dicho intervalo, por lo tanto si integramos sobre todo el intervalo de masas se encuentra el número total de fotones ionizantes, así:

$$Q_0^*(\text{total}) = \int_{M_{\text{inf}}}^{M_{\text{sup}}} \Psi(m) Q_0^*(m) dm. \quad (5.5)$$

Con las relaciones (5.3), (5.4), y (5.5), ya es posible hacer una estimación de la masa estelar de una nebulosa. Esta tesis tomará como base para sus cálculos los datos reportados en el artículo de Kennicutt (1984), los cuales son que NGC 5461 tiene una luminosidad en $H\alpha$, $L(H\alpha) = 7 \times 10^{40} \text{ ergs s}^{-1}$, mientras que para NGC 5471 reporta que $L(H\alpha) = 5 \times 10^{40} \text{ ergs s}^{-1}$.

Utilizando la ecuación (5.3), se obtiene el número total de fotones ionizantes para cada una de estas regiones así:

$$Q_0^*(\text{total})_{5461} = 5.313 \times 10^{52} \text{ fotones s}^{-1},$$

$$Q_0^*(\text{total})_{5471} = 3.796 \times 10^{52} \text{ fotones s}^{-1}.$$

5.2 MASA ESTELAR DE NGC 5461 ($Q_0^*(25 - 64M_{\odot})$)

5.2.1 FMI DE RELAÑO ET AL.

La estimación de la masa estelar se realizará bajo las tres diferentes funciones de masa que se han trabajado en esta tesis para NGC 346, encontrando las constantes correspondientes a estas FMI. La primera estimación será con la FMI de Relaño et al. (2002), la cual es:

$$\Psi(m) = \begin{cases} Am^{-1.3} & 0.01 \leq m < 0.5, \\ Bm^{-2.2} & 0.5 \leq m < 1, \\ Cm^{-2.7} & 1 \leq m < 25, \\ Dm^{-3.5} & 25 \leq m \leq 64. \end{cases} \quad (5.6).$$

Sustituyendo esta FMI en la ecuación (5.5), y utilizando la relación obtenida para los fotones ionizantes en la ec. (5.4), suponiendo que todos los fotones ionizantes provienen de las estrellas con masa entre 25 y 64 masas solares, se encuentra para NGC 5461 que:

$$5.313 \times 10^{52} \text{ fotones s}^{-1} = \int_{25}^{64} (Dm^{-3.5})(3 \times 10^{43} m^{3.83}) dm, \quad (5.7)$$

de donde se obtiene que:

$$D = 1.307 \times 10^7.$$

Con el valor de D y la FMI presentada en la ecuación (5.6) se obtienen los valores:

$$A = 1.854 \times 10^6,$$

$$B = 9.933 \times 10^5,$$

$$C = 9.933 \times 10^5.$$

Así la función de masa inicial de Relaño et al. (2002) para NGC 5461 es:

$$\Psi(m) = \begin{cases} 1.854 \times 10^6 m^{-1.3} & 0.01 \leq m < 0.5, \\ 9.933 \times 10^5 m^{-2.2} & 0.5 \leq m < 1, \\ 9.933 \times 10^5 m^{-2.7} & 1 \leq m < 25, \\ 1.307 \times 10^7 m^{-3.5} & 25 \leq m \leq 64. \end{cases} \quad (5.8)$$

Lo siguiente es calcular la masa total resultante de esta FMI, para lo que se realiza el siguiente cálculo:

$$M_{total} = \int m \Psi(m) dm. \quad (5.9)$$

De esta manera se tiene que la masa para los diferentes intervalos es:

$$\begin{aligned}
 1.524 \times 10^6 M_{\odot} & \quad 0.01 \leq m < 0.5, \\
 7.380 \times 10^5 M_{\odot} & \quad 0.5 \leq m < 1, \\
 1.269 \times 10^6 M_{\odot} & \quad 1 \leq m < 25, \\
 5.228 \times 10^4 M_{\odot} & \quad 25 \leq m \leq 64.
 \end{aligned}$$

Con lo que la masa estelar total de NGC 5461 es:

$$\boxed{M_{total}^{5461} = 3.584 \times 10^6 M_{\odot}.}$$

5.2.2 APORTACIÓN EN ESTA TESIS A LA FUNCIÓN DE MASA INICIAL PARA EL INTERVALO 9 - 25 M_{\odot} .

De la misma manera que hemos utilizado esta función de masa inicial se utilizara ahora la FMI en contrada en esta tesis a partir de las observaciones registradas para NGC 346, esta FMI es.

$$\Psi(m) = \begin{cases} Am^{-1.3} & 0.01 \leq m < 0.5, \\ Bm^{-2.2} & 0.5 \leq m < 1, \\ Cm^{-2.7} & 1 \leq m < 9, \\ Dm^{-1.8} & 9 \leq m < 25, \\ Em^{-3.5} & 25 \leq m \leq 64. \end{cases} \quad (5.10)$$

Utilizando ahora esta FMI en la ecuación (5.5), suponiendo también que los fotones ionizantes provienen de las estrellas con masa entre 25 y 64 masas solares se obtiene:

$$5.313 \times 10^{52} \text{ fotones s}^{-1} = \int_{25}^{64} (Em^{-3.5})(3 \times 10^{43} m^{3.83}) dm. \quad (5.11)$$

Por lo tanto el valor de E será el mismo que el de D para la FMI anterior así:

$$E = 1.307 \times 10^7.$$

Aplicando las condiciones de frontera necesarias para que la función sea continua se obtiene:

$$A = 7.048 \times 10^5,$$

$$B = 3.777 \times 10^5,$$

$$C = 3.777 \times 10^5,$$

$$D = 5.228 \times 10^4,$$

$$E = 1.307 \times 10^7.$$

Por lo que la FMI queda como:

$$\Psi(m) = \begin{cases} 7.048 \times 10^5 m^{-1.3} & 0.01 \leq m < 0.5, \\ 3.777 \times 10^5 m^{-2.2} & 0.5 \leq m < 1, \\ 3.777 \times 10^5 m^{-2.7} & 1 \leq m < 9, \\ 5.228 \times 10^4 m^{-1.8} & 9 \leq m < 25, \\ 1.307 \times 10^7 m^{-3.5} & 25 \leq m \leq 64. \end{cases} \quad (5.12)$$

Realizamos ahora el cálculo de la masa estelar total con la integral mencionada en la ecuación (5.11), por lo tanto la masa para cada intervalo de esta FMI es:

$$5.793 \times 10^5 M_{\odot} \quad 0.01 \leq m < 0.5$$

$$2.806 \times 10^5 M_{\odot} \quad 0.5 \leq m < 1$$

$$4.238 \times 10^5 M_{\odot} \quad 1 \leq m < 9$$

$$9.196 \times 10^4 M_{\odot} \quad 9 \leq m < 25$$

$$5.228 \times 10^4 M_{\odot} \quad 25 \leq m \leq 64$$

Por lo tanto la masa estelar total de NGC 5461 de acuerdo a esta FMI es:

$$M_{total}^{5461} = 1.428 \times 10^6 M_{\odot}.$$

5.2.3 FMI DE SALPETER.

La función de masa inicial que se utilizará a continuación es la de Salpeter, para el intervalo de 0.01 a $9M_{\odot}$, que, como se ha mencionado anteriormente en esta tesis, ésta FMI es la principal referencia en la literatura para la estimación de las masas. Esta FMI será corregida para $m > 9M_{\odot}$, como se ha hecho anteriormente, así tenemos la siguiente FMI:

$$\Psi(m) = \begin{cases} Am^{-2.35} & 0.01 \leq m < 9, \\ Bm^{-1.8} & 9 \leq m < 25, \\ Cm^{-3.5} & 25 \leq m \leq 64. \end{cases} \quad (5.13)$$

Para esta FMI también se tomará el último intervalo de masa como las estrellas causantes de los fotones ionizantes, así que de acuerdo a la ecuación (5.5) y poniendo las condiciones de frontera se obtienen los valores de las constantes:

$$A = 1.750 \times 10^5,$$

$$B = 5.228 \times 10^4,$$

$$C = 1.307 \times 10^7.$$

Por lo tanto la función de masa inicial es.

$$\Psi(m) = \begin{cases} 1.750 \times 10^5 m^{-2.35} & 0.01 \leq m < 9, \\ 5.228 \times 10^4 m^{-1.8} & 9 \leq m < 25, \\ 1.307 \times 10^7 m^{-3.5} & 25 \leq m \leq 64. \end{cases} \quad (5.14)$$

Con lo que la masa correspondiente a cada intervalo es:

$$\begin{aligned}
 2.274 \times 10^6 M_{\odot} & \quad 0.01 \leq m < 9, \\
 9.196 \times 10^4 M_{\odot} & \quad 9 \leq m < 25, \\
 5.228 \times 10^4 M_{\odot} & \quad 25 \leq m \leq 64.
 \end{aligned}$$

Por lo que la masa estelar total que resulta de esta FMI para NGC 5461 es:

$$M_{total}^{5461} = 2.748 \times 10^6 M_{\odot}.$$

La Figura (5.1) muestra la gráfica de cada una de las tres funciones de masa inicial que se han obtenido en los párrafos anteriores, suponiendo que los fotones ionizantes provienen únicamente de las estrellas con masa entre 25 y 64 M_{\odot} . La línea semi-punteada representa la función de masa inicial de Relaño et al.(2002), la curva continua pertenece a la FMI de esta tesis, mientras que la línea de puntos es la FMI de Salpeter.

Fotones ionizantes de 25 - 64 M_{\odot}

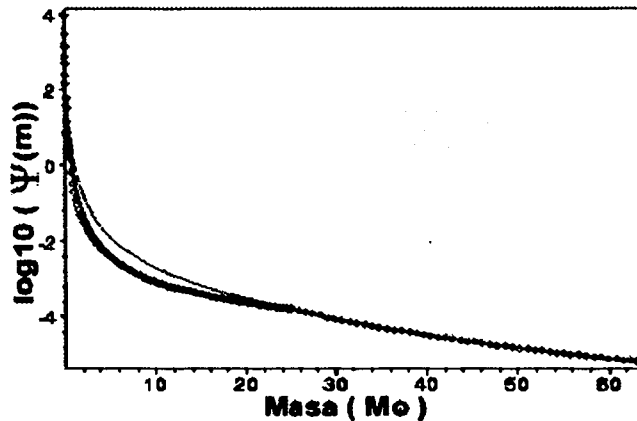


Figura 5.1: Funciones de masa inicial para NGC 5461.

5.3 MASA ESTELAR DE NGC 5471 ($Q_0^*(25 - 64M_\odot)$)

5.3.1 FMI DE RELAÑO ET AL.

De manera análoga se realiza la estimación para la masa estelar de NGC 5471, tomando las mismas funciones de masa inicial y las mismas suposiciones, recordando que el número de fotones ionizantes para esta región es de:

$$Q_0^*(\text{total})_{5471} = 3.796 \times 10^{52} \text{ fotones s}^{-1}.$$

Por lo tanto utilizando la función de masa inicial de Relaño et al. (2002) de la misma manera, esta obtiene la forma siguiente:

$$\Psi(m) = \begin{cases} 1.325 \times 10^6 m^{-1.3} & 0.01 \leq m < 0.5, \\ 7.099 \times 10^5 m^{-2.2} & 0.5 \leq m < 1, \\ 7.099 \times 10^5 m^{-2.7} & 1 \leq m < 25, \\ 9.341 \times 10^6 m^{-3.5} & 25 \leq m \leq 64. \end{cases} \quad (5.15)$$

Así tenemos que la masa para cada uno de los intervalos es de:

$$\begin{aligned} 1.089 \times 10^6 M_\odot & \quad 0.01 \leq m < 0.5, \\ 5.275 \times 10^5 M_\odot & \quad 0.5 \leq m < 1, \\ 9.072 \times 10^5 M_\odot & \quad 1 \leq m < 25, \\ 3.736 \times 10^4 M_\odot & \quad 25 \leq m \leq 64. \end{aligned}$$

Por lo que la masa estelar total es de:

$$\boxed{M_{\text{total}}^{5471} = 2.561 \times 10^6 M_\odot.}$$

5.3.2 APORTACIÓN EN ESTA TESIS A LA FUNCIÓN DE MASA INICIAL PARA EL INTERVALO DE 9 - 25 M_{\odot}

Tomamos ahora la siguiente función de masa inicial, la cual se escribe aquí ya con los valores obtenidos para sus constantes de acuerdo a las condiciones de frontera, a la cantidad de fotones ionizantes de esta nebulosa y con la suposición de que estos fotones son producidos por las estrellas con masa entre 25 y 64 M_{\odot} . Así:

$$\Psi(m) = \begin{cases} 5.291 \times 10^5 m^{-1.3} & 0.01 \leq m < 0.5, \\ 2.836 \times 10^5 m^{-2.2} & 0.5 \leq m < 1, \\ 2.836 \times 10^5 m^{-2.7} & 1 \leq m < 9, \\ 3.925 \times 10^4 m^{-1.8} & 9 \leq m < 25, \\ 9.341 \times 10^6 m^{-3.5} & 25 \leq m \leq 64. \end{cases} \quad (5.16)$$

Por lo que la masa para cada intervalo es:

$$\begin{array}{ll} 4.352 \times 10^5 M_{\odot} & 0.01 \leq m < 0.5, \\ 2.108 \times 10^5 M_{\odot} & 0.5 \leq m < 1, \\ 3.181 \times 10^5 M_{\odot} & 1 \leq m < 9, \\ 6.904 \times 10^4 M_{\odot} & 9 \leq m < 25, \\ 3.764 \times 10^4 M_{\odot} & 25 \leq m \leq 64. \end{array}$$

Se tiene entonces que la masa estelar total de acuerdo a esta función de masa inicial es de:

$$M_{total}^{5471} = 1.071 \times 10^6 M_{\odot}.$$

5.3.3 FMI DE SALPETER .

Por último la función de masa inicial tomando para el intervalo $0.01 \leq m < 9$ la FMI de Salpeter para NGC 5471 es:

$$\Psi(m) = \begin{cases} 1.251 \times 10^5 m^{-2.35} & 0.01 \leq m < 9, \\ 3.736 \times 10^4 m^{-1.8} & 9 \leq m < 25, \\ 9.341 \times 10^6 m^{-3.5} & 25 \leq m \leq 64. \end{cases} \quad (5.17)$$

Entonces la masa para cada intervalo es:

$$\begin{aligned} 1.626 \times 10^6 & \quad 0.01 \leq m < 9, \\ 6.572 \times 10^4 & \quad 9 \leq m < 25, \\ 3.736 \times 10^4 & \quad 25 \leq m \leq 64. \end{aligned}$$

Así la masa estelar total de acuerdo a esta FMI es de:

$$M_{total}^{5471} = 1.729 \times 10^6 M_{\odot}.$$

La Figura (5.2) muestra las funciones de masa inicial de NGC 5471; la línea semi-punteada corresponde a la FMI de Relaño et al. (2002), la curva continua muestra la función de masa inicial obtenida en esta tesis y por último, la línea punteada representa la FMI de Salpeter. Todas estas corresponden a la suposición de que los fotones ionizantes provienen de las estrellas con masa entre 25 y 64 M_{\odot} .

Fotones ionizantes de 25 - 64 M_{\odot}

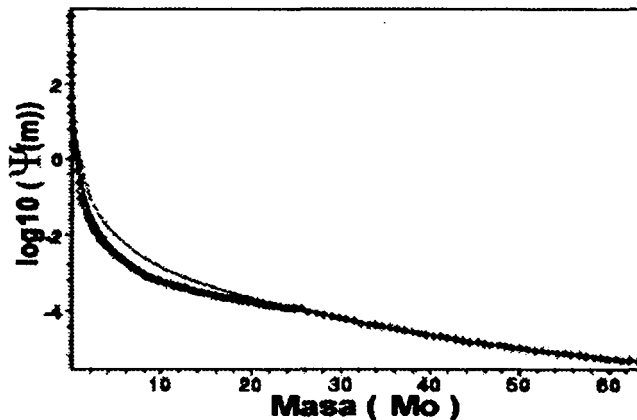


Figura 5.2: Funciones de masa inicial para NGC 5471.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

5.4 MASA ESTELAR DE NGC 5461 ($Q_0^*(9 - 64M_\odot)$)

La siguiente consideración es suponer que los fotones ionizantes provienen de las estrellas con masa entre 9 y 64 masas solares en ambas regiones con lo que la masa por intervalo y por lo tanto la total se modificará. Así para NGC 5461, con la suposición mencionada anteriormente, tenemos que considerar ahora los dos últimos intervalos de la FMI para obtener los valores de las constantes:

$$5.313 \times 10^{52} \text{ fotones s}^{-1} = \int_9^{25} Dm^{-1.8}(3 \times 10^{43} m^{3.83}) dm + \int_{25}^{64} Em^{-3.5}(3 \times 10^{43} m^{3.83}) dm. \quad (5.18)$$

Resolviendo esta ecuación resulta la siguiente relación entre D y E :

$$D = 3.265 \times 10^5 - E(0.022). \quad (5.19)$$

Aplicando las condiciones de frontera y sustituyendo la ecuación anterior, en estas se obtiene:

$$A = 6.772 \times 10^5,$$

$$B = 3.629 \times 10^5,$$

$$C = 3.629 \times 10^5,$$

$$D = 5.023 \times 10^4,$$

$$E = 1.256 \times 10^7.$$

Por lo que la FMI queda como:

$$\Psi(m) = \begin{cases} 6.772 \times 10^5 m^{-1.3} & 0.01 \leq m < 0.5, \\ 3.629 \times 10^5 m^{-2.2} & 0.5 \leq m < 1, \\ 3.629 \times 10^5 m^{-2.7} & 1 \leq m < 9, \\ 5.023 \times 10^4 m^{-1.8} & 9 \leq m < 25, \\ 1.256 \times 10^7 m^{-3.5} & 25 \leq m \leq 64. \end{cases} \quad (5.20)$$

Realizamos ahora el calculo de la masa estelar total con la integral mencionada en la ecuación (5.11), por lo tanto la masa para cada intervalo de esta FMI es:

$$\begin{aligned}
 5.657 \times 10^5 M_{\odot} & \quad 0.01 \leq m < 0.5, \\
 2.696 \times 10^5 M_{\odot} & \quad 0.5 \leq m < 1, \\
 4.072 \times 10^5 M_{\odot} & \quad 1 \leq m < 9, \\
 8.835 \times 10^4 M_{\odot} & \quad 9 \leq m < 25, \\
 5.024 \times 10^4 M_{\odot} & \quad 25 \leq m \leq 64.
 \end{aligned}$$

Por lo tanto la masa estelar total de NGC 5461 de acuerdo a esta FMI es:

$$M_{total}^{5461} = 1.381 \times 10^6 M_{\odot}.$$

Con la misma suposición se tiene que la FMI de Salpeter ($m < 9M_{\odot}$) para NGC 5461 es:

$$\Psi(m) = \begin{cases} 1.682 \times 10^5 m^{-2.35} & 0.01 \leq m < 9, \\ 5.023 \times 10^4 m^{-1.8} & 9 \leq m < 25, \\ 1.256 \times 10^7 m^{-3.5} & 25 \leq m \leq 64. \end{cases} \quad (5.21)$$

Con lo que la masa correspondiente a cada intervalo es:

$$\begin{aligned}
 2.186 \times 10^6 & \quad 0.01 \leq m < 9, \\
 8.835 \times 10^4 & \quad 9 \leq m < 25, \\
 5.024 \times 10^4 & \quad 25 \leq m \leq 64.
 \end{aligned}$$

Por lo que la masa estelar total que resulta de esta FMI para NGC 5461 es:

$$M_{total}^{5461} = 2.325 \times 10^6 M_{\odot}.$$

En la figura (5.3) se muestran las funciones de masa anteriores dejando como referencia la FMI de

Relaño et al.(2002), que es la línea semi-punteada, la continua pertenece a la FMI obtenida en esta tesis y la línea punteada corresponde a la función de masa inicial de Salpeter. Estas FMI's son obtenidas con el supuesto de que los fotones ionizantes provienen de las estrellas con masa entre 9 y $64 M_{\odot}$.

Fotones ionizantes de 9 - $64 M_{\odot}$.

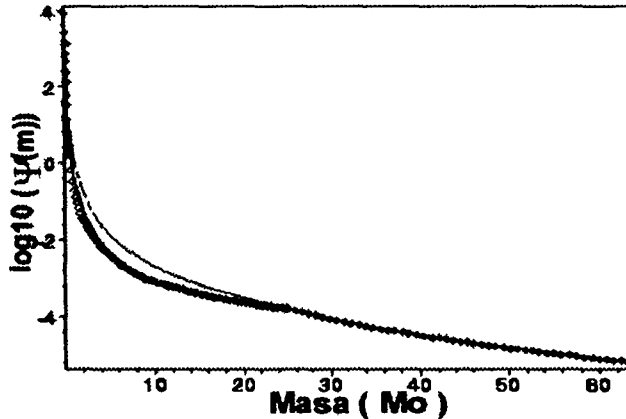


Figura 5.3: Funciones da masa inicial para NGC 5461.

5.5 MASA ESTELAR DE NGC 5471 ($Q_0^*(9 - 64M_{\odot})$)

Tomando las mismas consideraciones y realizando ahora el mismo procedimiento para la region NGC 5471 tenemos que la función de masa inicial de esta tesis es:

$$\Psi(m) = \begin{cases} 4.833 \times 10^5 m^{-1.3} & 0.01 \leq m < 0.5, \\ 2.589 \times 10^5 m^{-2.2} & 0.5 \leq m < 1, \\ 2.589 \times 10^5 m^{-2.7} & 1 \leq m < 9, \\ 3.585 \times 10^4 m^{-1.8} & 9 \leq m < 25, \\ 8.962 \times 10^6 m^{-3.5} & 25 \leq m \leq 64. \end{cases} \quad (5.22)$$

Por lo que la masa para cada intervalo es:

$$\begin{aligned}
 3.973 \times 10^5 M_{\odot} & \quad 0.01 \leq m < 0.5, \\
 1.924 \times 10^5 M_{\odot} & \quad 0.5 \leq m < 1, \\
 2.905 \times 10^5 M_{\odot} & \quad 1 \leq m < 9, \\
 6.306 \times 10^4 M_{\odot} & \quad 9 \leq m < 25, \\
 3.585 \times 10^4 M_{\odot} & \quad 25 \leq m \leq 64.
 \end{aligned}$$

Se tiene entonces que la masa estelar total de acuerdo a esta función de masa inicial es de:

$$M_{total}^{5471} = 9.791 \times 10^5 M_{\odot}.$$

Por último la función de masa inicial de Salpeter ($m < 9M_{\odot}$) para NGC 5471 es:

$$\Psi(m) = \begin{cases} 1.2 \times 10^5 m^{-2.35} & 0.01 \leq m < 9, \\ 3.585 \times 10^4 m^{-1.8} & 9 \leq m < 25, \\ 8.962 \times 10^6 m^{-3.5} & 25 \leq m \leq 64. \end{cases} \quad (5.23)$$

Entonces la masa para cada intervalo es:

$$\begin{aligned}
 1.559 \times 10^6 & \quad 0.01 \leq m < 9, \\
 6.306 \times 10^4 & \quad 9 \leq m < 25, \\
 3.585 \times 10^4 & \quad 25 \leq m \leq 64.
 \end{aligned}$$

Así la masa estelar total de acuerdo a esta FMI es de:

$$M_{total}^{5471} = 1.658 \times 10^6 M_{\odot}.$$

A continuación, en la figura (5.4), se muestra la gráfica de estas tres últimas funciones de masa inicial que han sido obtenidas, dejando como referencia la función de masa inicial de Relaño et al. como la línea semi-punteada, la curva continua corresponde a la FMI de esta tesis y la línea punteada corresponde a la FMI de Salpeter ($m < 9M_{\odot}$).

Fotones ionizantes de 9 - 64 M_{\odot} .

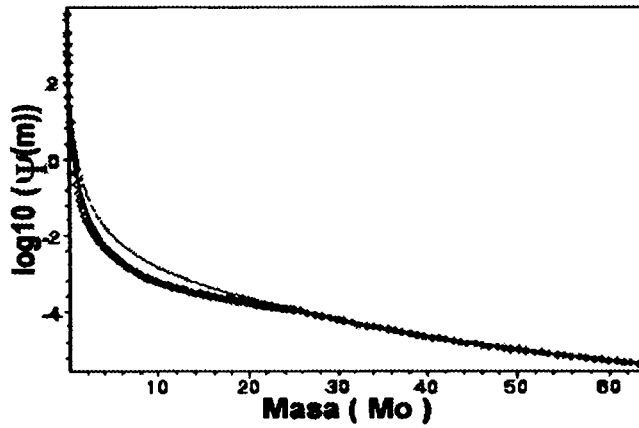


Figura 5.4: Funciones de masa inicial para NGC 5471.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

CAPÍTULO 6

6.1 MASA ESTELAR DE NGC 346 A PARTIR DE $H\alpha$.

En el Capítulo 3 se encontró la masa estelar de NGC 346 a partir de la observación directa de estrellas. En este capítulo se obtendrá la masa estelar a partir de la intensidad de la emisión de $H\alpha$ producida por la región H II asociada al cúmulo estelar. El cociente entre las dos determinaciones puede servir para corregir las estimaciones de las masas estelares de NGC 5461 y NGC 5471 obtenidas a partir de la intensidad de la emisión de $H\alpha$ producidas por sus regiones H II correspondientes.

Los datos tomados para esta estimación son del artículo de Kennicutt (1984). Así, como en el caso de NGC 5461 y NGC 5471, calculamos el número total de fotones ionizantes con la relación:

$$Q_0^* = \frac{a_H(H^0)}{a(H\alpha)} \frac{\lambda}{hc} L(H\alpha). \quad (6.1)$$

La luminosidad en $H\alpha$, de acuerdo con las observaciones de Kennicutt (1984), para NGC 346 es:

$$L(H\alpha) = 6 \times 10^{38} \text{ ergs/s},$$

utilizando este valor en la ecuación (6.1), se obtiene que:

$$Q_0^* = 4.555 \times 10^{50}.$$

Utilizando la relación obtenida en esta tesis para el número de fotones ionizantes en función de la masa estelar se obtiene el número total de fotones ionizantes de NGC 346:

$$Q_0^*(m) = 3 \times 10^{43} m^{3.83}. \quad (6.2)$$

6.2 MASA ESTELAR DE NGC 346 ($Q_0^*(25 - 64M_\odot)$)

Ahora, aplicando la función de masa inicial de Relaño et al. (2002), como en los casos del capítulo anterior, se obtiene la siguiente FMI ya después de realizar todos los cálculos:

$$\Psi(m) = \begin{cases} 1.589 \times 10^4 m^{-1.3} & 0.01 \leq m < 0.5, \\ 8.519 \times 10^3 m^{-2.2} & 0.5 \leq m < 1, \\ 8.519 \times 10^3 m^{-2.7} & 1 \leq m < 25, \\ 1.121 \times 10^5 m^{-3.5} & 25 \leq m \leq 64. \end{cases} \quad (6.3)$$

Con lo que la masa para cada intervalo es:

$$\begin{aligned} 1.306 \times 10^4 M_\odot & \quad 0.01 \leq m < 0.5, \\ 6.329 \times 10^3 M_\odot & \quad 0.5 \leq m < 1, \\ 1.089 \times 10^4 M_\odot & \quad 1 \leq m < 25, \\ 4.484 \times 10^2 M_\odot & \quad 25 \leq m \leq 64. \end{aligned}$$

La masa total, según esta función de masa inicial para NGC 346 es:

$$\boxed{M_{total}^{346} = 3.073 \times 10^4 M_\odot.} \quad (6.4)$$

Utilizando, ahora, la función de masa inicial que se ha encontrado en esta tesis considerando el intervalo de masa de 9 a $25 M_\odot$, y considerando que los fotones ionizantes provienen de las estrellas con masa entre 25 y $64 M_\odot$ se tiene la siguiente FMI:

$$\Psi(m) = \begin{cases} 6.044 \times 10^3 m^{-1.3} & 0.01 \leq m < 0.5, \\ 3.239 \times 10^3 m^{-2.2} & 0.5 \leq m < 1, \\ 3.239 \times 10^3 m^{-2.7} & 1 \leq m < 9, \\ 4.484 \times 10^2 m^{-1.8} & 9 \leq m < 25, \\ 1.121 \times 10^5 m^{-3.5} & 25 \leq m \leq 64. \end{cases} \quad (6.5)$$

La masa por intervalo es entonces:

$$\begin{aligned}
 4.968 \times 10^3 M_{\odot} & \quad 0.01 \leq m < 0.5, \\
 2.407 \times 10^3 M_{\odot} & \quad 0.5 \leq m < 1, \\
 3.631 \times 10^3 M_{\odot} & \quad 1 \leq m < 9, \\
 7.887 \times 10^2 M_{\odot} & \quad 9 \leq m < 25, \\
 4.484 \times 10^3 M_{\odot} & \quad 25 \leq m \leq 64.
 \end{aligned}$$

Con lo que la masa total es:

$$\boxed{M_{total}^{346} = 1.224 \times 10^4 M_{\odot}} \quad (6.6)$$

Por último la función de masa inicial de Salpeter ($m < 9M_{\odot}$), considerando solamente las estrellas con masa entre 25 y $64 M_{\odot}$ como causantes de los fotones ionizantes, resulta ser:

$$\Psi(m) = \begin{cases} 1.501 \times 10^3 m^{-2.35} & 0.01 \leq m < 9, \\ 4.484 \times 10^2 m^{-1.8} & 9 \leq m < 25, \\ 1.121 \times 10^5 m^{-3.5} & 25 \leq m \leq 64. \end{cases} \quad (6.7)$$

Con lo que la masa para cada intervalo es:

$$\begin{aligned}
 1.951 \times 10^4 M_{\odot} & \quad 0.01 \leq m < 9, \\
 7.887 \times 10^2 M_{\odot} & \quad 9 \leq m < 25, \\
 4.484 \times 10^2 M_{\odot} & \quad 25 \leq m \leq 64.
 \end{aligned}$$

La masa total es entonces.

$$\boxed{M_{total}^{346} = 2.075 \times 10^4 M_{\odot}} \quad (6.8)$$

Se muestra a continuación la gráfica con las tres diferentes funciones de masa inicial que se han encontrado en los párrafos anteriores; la curva semipunteada representa la FMI de Relaño et al. la curva continua pertenece a la FMI desarrollada en esta tesis, y por último la línea de puntos es de la FMI de Salpeter. Ver gráfica (6.1)

Fotones ionizantes de 25 - 64 M_{\odot}

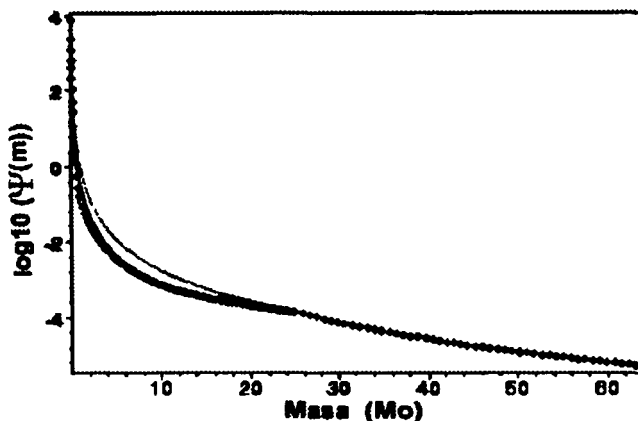


Figura 6.1: Funciones de masa inicial para NGC 346

6.3 MASA ESTELAR DE NGC 346 ($Q_0^*(9 - 64M_{\odot})$)

La siguiente consideración es decir que los fotones ionizantes provienen, en las funciones de masa inicial de esta tesis y en la de Salpeter ($m < 9M_{\odot}$), de las estrellas con masa entre 9 y 64 M_{\odot} , de esta manera la primera función de masa es:

$$\Psi(m) = \begin{cases} 5.432 \times 10^3 m^{-1.3} & 0.01 \leq m < 0.5, \\ 2.911 \times 10^3 m^{-2.2} & 0.5 \leq m < 1, \\ 2.911 \times 10^3 m^{-2.7} & 1 \leq m < 9, \\ 4.029 \times 10^2 m^{-1.8} & 9 \leq m < 25, \\ 9.588 \times 10^4 m^{-3.5} & 25 \leq m \leq 64. \end{cases} \quad (6.9)$$

Con lo que la masa para cada intervalo es:

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

$$\begin{aligned}
4.465 \times 10^3 M_{\odot} & \quad 0.01 \leq m < 0.5, \\
2.163 \times 10^3 M_{\odot} & \quad 0.5 \leq m < 1, \\
2.266 \times 10^3 M_{\odot} & \quad 1 \leq m < 9, \\
7.087 \times 10^2 M_{\odot} & \quad 9 \leq m < 25, \\
3.864 \times 10^2 M_{\odot} & \quad 25 \leq m \leq 64.
\end{aligned}$$

Resultando una masa total de:

$$\boxed{M_{total}^{346} = 1.098 \times 10^4 M_{\odot}.} \quad (6.10)$$

Por otro lado la función de masa inicial de Salpeter ($m < 9M_{\odot}$) es:

$$\Psi(m) = \begin{cases} 1.349 \times 10^3 m^{-2.35} & 0.01 \leq m < 9, \\ 4.029 \times 10^2 m^{-1.8} & 9 \leq m < 25, \\ 9.588 \times 10^4 m^{-3.5} & 25 \leq m \leq 64. \end{cases} \quad (6.11)$$

Por lo que la masa por intervalo es:

$$\begin{aligned}
1.753 \times 10^4 M_{\odot} & \quad 0.01 \leq m < 9, \\
7.087 \times 10^2 M_{\odot} & \quad 9 \leq m < 25, \\
3.835 \times 10^2 M_{\odot} & \quad 25 \leq m \leq 64.
\end{aligned}$$

Por lo que la masa estelar total que resulta de esta FMI para NGC 346 es:

$$\boxed{M_{total}^{346} = 1.862 \times 10^4 M_{\odot}.}$$

En la Figura (6.2) se muestra la gráfica de las funciones da masa inicial respectivas a los párrafos anteriores, ponemos como referencia de nuevo la FMI de Relaño et al.(2002) señalada como la línea

semipunteada, la curva de puntos corresponde a la FMI de Salpeter y por último la línea continua corresponde a la FMI de esta tesis.

Fotones ionizantes de 9 - 64M_⊙

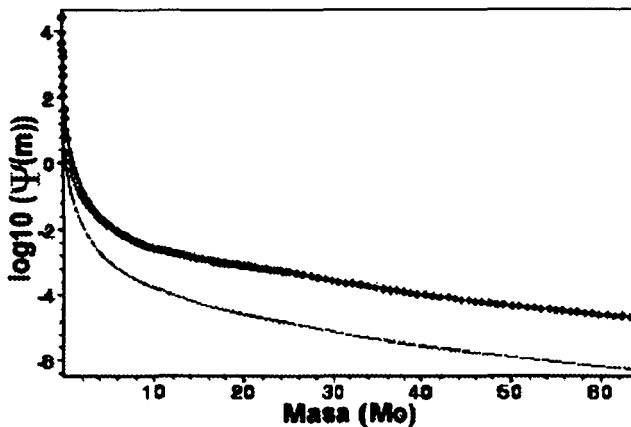


Figura 6.2: Funciones de masa inicial para NGC 346

COMPARACIONES

Por otro lado, en el Capítulo 3, se ha obtenido la masa para esta nebulosa utilizando las tres funciones de masa, esto servirá para realizar un ajuste pues la masa obtenida en dicho capítulo es con base en datos observados de las estrellas de esta nebulosa.

Realizando un cociente entre los valores obtenidos con las FMI's del capítulo 3 y la masa obtenida en el presente capítulo, bajo las dos diferentes consideraciones de los fotones ionizantes, se obtendrá el factor de corrección el cual se aplicará para las otras dos nebulosas.

Ahora bien, la masa estelar total de NGC 346 de acuerdo con el capítulo 3 para cada una de las tres diferentes funciones de masa inicial es:

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

$$M_{\text{Relaño}}^{346} (\text{Cap. 3}) = 8.29 \times 10^4 M_{\odot},$$

$$M_{\text{Icais}}^{346} (\text{Cap. 3}) = 3.32 \times 10^4 M_{\odot},$$

$$M_{\text{Salpeter}}^{346} (\text{Cap. 3}) = 5.57 \times 10^4 M_{\odot}.$$

La masa estelar total de NGC 346, con base en su emisión en H α y considerando que los fotones ionizantes provienen de las estrellas con masa entre 25 y 64 M_{\odot} , de acuerdo con cada una de las funciones de masa inicial es:

$$M_{\text{Relaño}}^{346} (*Q_{25}^{64}) = 3.073 \times 10^4 M_{\odot},$$

$$M_{\text{Icais}}^{346} (*Q_{25}^{64}) = 1.224 \times 10^4 M_{\odot},$$

$$M_{\text{Salpeter}}^{346} (*Q_{25}^{64}) = 2.075 \times 10^4 M_{\odot}.$$

Mientras que considerando que los fotones ionizantes provienen de las estrellas con masa entre 9 y 64 M_{\odot} es,
para las funciones de masa inicial de esta tesis y la de Salpeter:

$$M_{\text{Icais}}^{346} (*Q_9^{64}) = 1.098 \times 10^4 M_{\odot},$$

$$M_{\text{Salpeter}}^{346} (*Q_9^{64}) = 1.862 \times 10^4 M_{\odot}.$$

Realizando el cociente:

$$\xi = \frac{M_{\text{FMI X}}^{346} (\text{Cap. 3})}{M_{\text{FMI X}}^{346} (*Q_{25}^{64})}$$

donde FMI X se refiere a alguna función de masa en particular siempre y cuando se tome la misma en los dos factores del cociente, se obtiene un factor de corrección $\xi_1 = 2.7$. Mientras que realizando el cociente correspondiente a la consideración sobre los fotones ionizantes provenientes de estrellas con masa entre 9 y $64 M_{\odot}$, se obtiene un factor de $\xi_2 = 3$.

Ahora bien, lo siguiente es aplicar esta corrección a las regiones NGC 5461 y NGC 5471. Así la masa estelar total para NGC 5461 de acuerdo con las diferentes funciones de masa inicial es:

Función de Masa Inicial	NGC 5461	NGC 5471
Relaño et al.	3.584×10^6	2.561×10^6
Tesis ($Q^*(25 - 64M_{\odot})$)	1.428×10^6	1.071×10^6
Salpeter ($Q^*(25 - 64M_{\odot})$)	2.748×10^6	1.729×10^6
Tesis ($Q^*(9 - 64M_{\odot})$)	1.381×10^6	9.791×10^5
Salpeter ($Q^*(9 - 64M_{\odot})$)	2.325×10^6	1.658×10^6
Correcciones		
Corrección (ξ_1) Relaño et al	9.677×10^6	6.915×10^6
Corrección (ξ_1) Tesis	3.856×10^6	2.892×10^6
Corrección (ξ_2) Tesis	4.143×10^6	2.937×10^6
Corrección (ξ_1) Salpeter	7.419×10^6	4.668×10^6
Corrección (ξ_2) Salpeter	6.975×10^6	4.974×10^6

De acuerdo con lo anterior podemos decir que la masa estelar calculada con base en la emisión de $H\alpha$ de la región H II asociada al cúmulo estelar es menor que la calculada con observaciones directas de sus estrellas por un factor de 3 aproximadamente, lo cual parece ser importante en el cálculo de la masa de los objetos celestes.

CONCLUSIONES

En el transcurso de esta tesis se encontraron los siguientes resultados:

MASA ESTELAR

Para NGC 346, en el capítulo 3, con base en las observaciones directas de estrellas, se encontró que la masa estelar bajo diferentes funciones de masa inicial es:

Función de Masa Inicial	Masa estelar total
Relaño et al. (2002)	8.290×10^4
Tesis	3.322×10^4
Salpeter	5.570×10^4

En los capítulos 5 y 6 se encontró la masa estelar de NGC 5461, 5471 y 346 con base en su emisión en H_α y de acuerdo a diferentes funciones de masa inicial, estos resultados se citan a continuación:

Objeto / FMI	Relaño et al. (2002)	Tesis (2002)	Salpeter (1959)
Fotones ionizantes de $25 - 64M_\odot$			
NGC 5461	$3.584 \times 10^6 M_\odot$	$1.428 \times 10^6 M_\odot$	$2.748 \times 10^6 M_\odot$
NGC 5471	$2.561 \times 10^6 M_\odot$	$1.071 \times 10^6 M_\odot$	$1.729 \times 10^6 M_\odot$
NGC 346	$3.073 \times 10^4 M_\odot$	$1.224 \times 10^4 M_\odot$	$2.075 \times 10^4 M_\odot$
Fotones ionizantes de $9 - 64M_\odot$			
NGC 5461	---	$1.381 \times 10^6 M_\odot$	$2.325 \times 10^6 M_\odot$
NGC 5471	---	$9.791 \times 10^5 M_\odot$	$1.658 \times 10^6 M_\odot$
NGC 346	---	$1.098 \times 10^4 M_\odot$	$1.862 \times 10^4 M_\odot$

MASA GASEOSA

Con respecto a la masa gaseosa de las regiones H II estudiadas en esta tesis los resultados son:

NGC 346	Masa ionizada	$3.74 \times 10^4 M_{\odot}$
NGC 346	Masa Neutra	$7.5 \times 10^5 M_{\odot}$

Para NGC 5461 y NGC 5471 los resultados de masa ionizada son:

Objeto / Modelo	Israel et al. (1975)	Kennicutt (1984)	Luridiana et al. (2001)	Viallefond et al. (1981)
NGC 5461 (<i>rms</i>)	$2.96 \times 10^7 M_{\odot}$	$6 \times 10^6 M_{\odot}$	$3.25 \times 10^7 M_{\odot}$	$4.61 \times 10^7 M_{\odot}$
NGC 5461 (<i>FL</i>)	---	$8.5 \times 10^5 M_{\odot}$	$1.67 \times 10^6 M_{\odot}$	---
NGC 5471 (<i>rms</i>)	$3 \times 10^6 M_{\odot}$	$9 \times 10^6 M_{\odot}$	---	$1.15 \times 10^7 M_{\odot}$
NGC 5471 (<i>FL</i>)	---	$2.7 \times 10^6 M_{\odot}$	---	---

La masa de Hidrógeno neutro para NGC 5461 y NHGC 5471 es:

Objeto / Modelo	Allen et al. (1978)	Viallefond et al. (1981)
NGC 5461	$1.49 \times 10^7 M_{\odot}$	$2.5 \times 10^7 M_{\odot}$
NGC 5471	$3.82 \times 10^7 M_{\odot}$	$8.6 \times 10^7 M_{\odot}$

Con lo que, tomando en cuenta la contribución del helio, la masa neutra será:

Objeto / Modelo	Allen et al. (1978)	Viallefond et al. (1981)
NGC 5461	$1.967 \times 10^7 M_{\odot}$	$3.300 \times 10^7 M_{\odot}$
NGC 5471	$5.042 \times 10^7 M_{\odot}$	$1.135 \times 10^8 M_{\odot}$

La masa de hidrógeno molecular de NGC 5461 y NGC 5471 se cita a continuación:

Región	Masa molecular
NGC 5461	
Método (ETL)	$4 \times 10^7 M_{\odot}$
Empírico (NRAO)	$1.5 \times 10^7 M_{\odot}$
Empírico (OVRO)	$6.0 \times 10^6 M_{\odot}$
NGC 5471	
Empírico (NRAO)	$6.5 \times 10^6 M_{\odot}$

Promediando la masa estelar, obtenida con los diferentes métodos, para cada una de las regiones tenemos que la masa estelar total es:

Objeto	Masa estelar
NGC 346	$3.191 \times 10^4 M_{\odot}$
NGC 5461	$2.293 \times 10^6 M_{\odot}$
NGC 5471	$1.578 \times 10^6 M_{\odot}$

La masa gaseosa de las regiones H II, promediando los datos obtenidos para cada caso, es:

Objeto	Masa Ionizada	Masa Neutra	Masa Molecular
NGC 346	$3.74 \times 10^4 M_{\odot}$	$7.5 \times 10^5 M_{\odot}$	--- *
NGC 5461	$1.945 \times 10^7 M_{\odot}$	$2.634 \times 10^7 M_{\odot}$	$2.033 \times 10^7 M_{\odot}$
NGC 5471	$6.550 \times 10^6 M_{\odot}$	$8.196 \times 10^7 M_{\odot}$	$6.5 \times 10^6 M_{\odot}$

* Para NGC 346 se desprecia la contribución de la masa de gas molecular.

Objeto	NGC 346	NGC 5461	NGC 5471
Masa Gaseosa Total	$7.874 \times 10^5 M_{\odot}$	$6.612 \times 10^7 M_{\odot}$	$9.501 \times 10^7 M_{\odot}$

Con los resultados anteriores se calculan las eficiencias de formación estelar haciendo el cociente:

$$\eta = \frac{\text{Masa estelar}}{\text{Masa gaseosa}}$$

Entonces las eficiencias para cada una de las regiones H II estudiadas en esta tesis son:

Objeto	Eficiencia η
NGC 346	0.041
NGC 5461	0.035
NGC 5471	0.017

Este resultado implica que cada vez que hay un brote estelar aproximadamente el 3% de la masa de gas se transforma en estrellas. Probablemente el gas volverá a participar en otro brote estelar en una escala de tiempo del orden de 100 millones de años lo cual indica que el tiempo característico para reducir la fracción de gas de una galaxia por un factor de dos está comprendido entre 2×10^9 años y 3×10^9 años.

Bibliografía.

Aller, L.

Physics of Thermal Gaseous Nebulae.

Ed. Astrophysics and Espace Science Lybrary.

Carigi, L., Colín, P. y Peimbert, M.

1999 ApJ, 514, 787.

Castañeda, H., Vilchez, J. y Copetti, M.

1992, A&A, 260, 370.

Cox, A.

Allen's Astrophysical Quantities.

Ed. Springer, 4o. Edición.

De la Peña, L.

Introducción a la Mecánica Cuántica.

Ed. Fondo de Cultura Económica.

Dyson, J. y Williams, D.

The Physics of the Interstellar Medium.

Ed. The Graduate Series in Astronomy.

Estallela, R. y Anglada, G.

Introducción a la Física del Medio Interestelar.

Ed. Edicones Universitat de Barcelona.

Gasiorowicz, S.

Quantum Physics

Ed. Jhon Wiley and Sons, Inc.

Giannakopoulou, J., Fich, M. y Wilson, C.

1999, ApJ., 522, 238.

Israel, F., Goss, W. Y Allen, R.

1975, A&A., 40, 421.

Kennicutt, R.

1983, ApJ., 272, 54.

Kroupa, P., Tout, C. y Gilmore, G.
1993, MNRAS., 262, 545.

Luridiana V. y Peimbert, M.
2001, ApJ., 553, 633.

Maíz Apellániz, J.
Espectroscopia Bidimensional de Regiones extragalácticas con Formación Estelar Intensa.
Tesis Doctoral, Universidad Complutense de Madrid.

Massey, P., Parker, J. y Garmany, C.
1989, AJ., 98, 1305.

Mezger, P. y Henderson, A.
1967, ApJ., 174, 471.

Osterbrock, D.
Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei
Ed. University Science Books

Peimbert, M.
1966, ApJ., 145, 75.

Peimbert, M.
Esferas de Stromgren.
Tesis de Licenciatura, Universidad Nacional Autónoma de México.

Peimbert, M. (Compilador)
Fronteras del Universo.
Ed. La Ciencia para todos.

Peimbert, M.
Temas selectos de Astrofísica
Ed. Biblioteca de Ciencias.

Relaño, M., Peimbert, M. y Beckman, J.
2002, ApJ., 564, 704.

Rubio, M. Contursi, A., Lequeux, J., et al.
2000, A&A., 359, 1139.

Salpeter, E.
1955, ApJ., 121, 161.

Schaerer, D. y Vacca, W.
1998, ApJ., 497, 618.

Shields, G.
1990, ARA&AS, 28, 525.

Shu, F.
The Physical Universe, An Introduction to Astronomy.
Ed. Mill Valley.

Stanimirovic, S., Staveley, L., Dickey, J., et al.
1999, MNRAS, 302, 417.

Spitzer, L.
Physical Processes in the Interstellar Medium.
Ed. John Wiley & Sons.

Vacca, W.
1994, ApJ, 421, 140.

Vacca, W., Garmany, C. y Shull, M.
1996, ApJ., 460, 914.

Young, J. y Knezek, P.
1989, Apj. 347, 55.

Young, J. y Scoville, N.
1991, ARA&AS., 29, 581.