



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

5
2ej

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
SECRETARÍA DE INVESTIGACIONES CIENTÍFICAS

00382

**ESTUDIO ESPECTROFOTOMETRICO
DE GALAXIAS H II**

**TESIS QUE PARA OBTENER EL GRADO DE
DOCTOR EN CIENCIAS (FISICA)**

PRESENTA

MIRIAM DEL CARMEN PEÑA CARDENAS

**FACULTAD DE CIENCIAS
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO**

1990

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**



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.

CONTENIDO

Resumen	1
Capítulo I.	
Introducción	
I.1 Galaxias H II, azules compactas y con líneas en emisión	3
Capítulo II.	
Búsqueda sistemática de galaxias con líneas en emisión	
II.1 las búsquedas realizadas	10
II.2 Clasificación espectral de galaxias con líneas de emisión	14
Capítulo III.	
Observaciones fotométricas y espectrofotométricas	
III.1 Introducción	25
III.2 Descripción de los espectros	28
III.2 Flujos, intensidades y cálculo del enrojecimiento	29
Capítulo IV.	
Condiciones físicas del gas ionizado	
IV.1 Temperatura electrónica	47
IV.2 Densidad electrónica	52

Capítulo V

Abundancias iónicas y abundancias totales

V.1	Abundancias iónicas	54
V.2	Determinación de las abundancias totales	60
V.2.1	Oxígeno	61
V.2.2	Nitrógeno	63
V.2.3	Neón	65
V.2.4	Helio	67
V.3	Discusión de las abundancias obtenidas	69

Capítulo VI

Relaciones entre las líneas en emisión

VI.1	Búsqueda y análisis de las relaciones entre cocientes de las líneas y las condiciones físicas del gas emisor.	71
VI.2	La relación entre la líneas de las GHII	79
VI.2.1	El diagrama de excitación de las GHI	81
VI.2.2	La relación entre las líneas de oxígeno y la temperatura electrónica	
(a)	El comportamiento del índice de excitación	86
(b)	{O II} y {O III} vs la temperatura electrónica	90
VI.2.3	La relación entre líneas de otros iones y el índice de excitación.	97

Capítulo VII

Analisis del comportamiento de las condiciones físicas con la abundancia de oxígeno

VII.1 La temperatura como función de la abundancia O/H	100
VII.2 Comportamiento de la abundancia O/H con el índice de excitación	103

Capítulo VIII

Las abundancias químicas y sus relaciones

VIII.1 La abundancia de oxígeno	108
VIII.2 La relación entre la abundancia de neón y la de oxígeno	111
VIII.3 La relación $\log N/O$ vs. $\log O/H$	115
VIII.4 La relación He/H vs Z y el helio pregaláctico	
VIII.4.1 Introducción	118
VIII.4.2 Incertidumbres en la determinación de He/H	120
VIII.4.3 La relación Y vs Z para las GHI	
de este trabajo	124

Capítulo IX.

Conclusiones	129
--------------	-----

Referencias	134
-------------	-----

Apéndice 1

**Mapas de identificación de las GHII descubiertas en la búsqueda
Calán-Tololo**

Apéndice 2

Determinación de la composición química en NGC 2363

Apéndice 3

Estructura de ionización del Helio en complejos de regiones HII.

Apéndice 4

**Datos derivados para los objetos del trabajo de Campbell et
al. (1986)**

Apéndice 5

Artículos publicados por Miriam Peña.

RESUMEN

En este trabajo se presenta un estudio espectrofotométrico de 45 galaxias azules compactas, con espectros con líneas en emisión características de región H II (galaxias H II). Estos objetos fueron descubiertos en una búsqueda de objetos con líneas en emisión realizada en los observatorios de Cerro Calán y Cerro Tololo. Del total de objetos reportados, 42 no se conocían previamente, para estos objetos se presentan cartas de identificación y datos de carácter general. Estos objetos fueron seleccionados de una muestra total del orden de 200 galaxias con líneas en emisión delgadas. Se describen los procedimientos que se emplearon para distinguir estas galaxias de otros tipos de objetos con líneas en emisión detectados en esta búsqueda. Se obtuvieron y calibraron espectros con buena señal a ruido con el objeto de determinar las condiciones físicas y la composición química del gas ionizado de estas galaxias. Los espectros cubren un intervalo de longitudes de onda entre 3000 y 7000 Å aproximadamente, lo que permite obtener la intensidad de las líneas espectrales de los iones 10 [II] , 10 [III] , [Ne III] , [He I] , [N III] y 18 [II] relativas a H β . Se determinan las abundancias de O, N, Ne y He para la mayoría de las galaxias H II que se estudian.

En los capítulos VI y VII se discuten las características espectrales de estos objetos en relación a otros objetos similares como son las regiones H II gigantes localizadas en los brazos de las galaxias espirales. Se buscan correlaciones entre las características espectrales y propiedades físicas de la región

como son densidad y composición química del gas, y propiedades del cúmulo estelar ionizante. Se encuentra que las GHII de esta muestra son regiones de mayor excitación que las regiones H II gigantes que se encuentran en las galaxias espirales. Las condiciones de excitación del gas, como la temperatura electrónica y el grado de ionización, dependen de la temperatura efectiva de las estrellas ionizantes y del parámetro de ionización. Se encuentran algunas correlaciones entre cocientes de líneas y temperatura del gas que pueden utilizarse estadísticamente cuando no se pueden medir los calibradores de temperatura en algunos objetos similares. Se encuentra que la temperatura efectiva de las estrellas ionizantes y el parámetro de ionización de las regiones aumentan al disminuir la metalicidad del gas, por lo que se desprende que la Función de Masas Iniciales depende de la abundancia de elementos pesados en el medio.

En el último capítulo se discuten algunas relaciones entre las abundancias de distintos elementos. Se encuentra que el oxígeno y el neón están muy bien correlacionados y se descarta la posibilidad de que algún efecto evolutivo esté alterando el cociente Ne/O . Para los objetos de la muestra, cuyo gas está siendo ionizado por un brote de formación estelar muy reciente, se encuentra una correlación entre las abundancias de helio y oxígeno que permite estimar la abundancia de He pregaláctico. También se encuentra una correlación entre la abundancia de He y la abundancia de nitrógeno, con un resultado similar al caso He-O en la determinación de la abundancia de He pregaláctico.

CAPITULO I.

INTRODUCCION

I.1.- GALAXIAS H II, AZULES COMPACTAS Y CON LINEAS EN EMISION

Desde la década de los 50, quedó de manifiesto la existencia de galaxias pequeñas, de baja luminosidad, con exceso ultravioleta (galaxias azules) y que presentaban líneas intensas en emisión, superpuestas sobre un continuo débil (Haro 1956, Arp 1966, Zwicky 1967). Se las encuentra frecuentemente entre las galaxias compactas de Zwicky y constituyen un gran porcentaje de las galaxias con exceso ultravioleta de Markarian (1967).

El estudio espectroscópico de estas galaxias reveló que entre ellas existe una gran variedad de objetos; por ejemplo, entre ellas se encuentran galaxias con líneas en emisión anchas del tipo Seyfert 1 así como galaxias con líneas en emisión delgadas, estas pueden ser tanto de alta como de baja excitación. Dentro de esta gran variedad de galaxias azules compactas con líneas en emisión, Sargent y Searle (1970) estudiaron los objetos I Zw18 y II Zw40 y concluyeron que existía un tipo especial formado por galaxias de baja luminosidad y poca masa, con características espectrales similares a las de las regiones HII gigantes que se encuentran en las regiones externas de las galaxias Sc. Sin embargo la morfología de estos objetos es más propia de galaxias del tipo irregular, o presentan una apariencia compacta casi estelar. Sargent y Searle las denominaron "regiones H II extragalácticas aisladas". Estudios subsecuentes han puesto en evidencia que se trata de galaxias de baja masa, en las que

Zonas importantes de la galaxia se encuentran en una etapa intensa de formación estelar (ver por ejemplo Elmth et al. 1985), por lo que la denominación "región H II aislada" se no parece adecuada. En este trabajo adoptaremos, para estos objetos, el nombre de "GALAXIAS H II" (GHII), sugerido por Hazard y Terlevich hace algunos años.

Los estudios de Sargent y Searle, y de otros autores, revelaron que las GHII tienen índices de color $(B-V)_0 \approx + 0.0$ y $(U-B)_0 \approx - 0.6$, lo que indica la presencia de una población estelar joven. El espectro muestra líneas en emisión superpuestas a un continuo estelar dominado por estrellas calientes. El análisis de las líneas en emisión indica la presencia de un gas fotoionizado por la emisión ultravioleta de cúmulos estelares que contienen decenas de miles de estrellas OB. El gas es de baja densidad y sub-abundante en elementos pesados con respecto a las abundancias solares, se dice entonces que estos objetos tienen baja "metalicidad". En particular, el objeto I Zw18, estudiado por Searle y Sargent (1972) tiene un abundancia de oxígeno inferior a la abundancia solar en un factor de 40 y es, hasta la fecha, el objeto de menor metalicidad conocido.

Otra característica de las GHII es la alta fracción de masa de gas a masa total que presentan: típicamente se tiene $m_H/m_t > 0.1$, donde m_H es la masa de hidrógeno neutro detectado por la emisión de radio en 21 cm y m_t es la masa total de la galaxia.

Las características mencionadas anteriormente son indicativas de que estas galaxias han tenido en el pasado una muy baja eficiencia en los procesos de formación estelar, de ahí se deriva su alta razón de masa de gas a masa en estrellas y su baja

metalicidad.

Dado que la intensa formación estelar que estos objetos presentan actualmente no pudo haberse sostenido con este ritmo durante todos los 10^{10} años de vida de las galaxias, Searle y Sargent (1972) sugirieron que las GHII debían ser, o bien, galaxias jóvenes en donde la formación estelar ha comenzado hace menos de 10^8 años, o que, a diferencia de las galaxias normales, en las GHII la formación estelar ocurre en brotes sucesivos, intensos y por corto periodo de tiempo, alternados con largos periodos de menor actividad.

Numerosos trabajos posteriores han mostrado que las GHII presentan una amplia variedad de características, que van desde los objetos de muy baja luminosidad, con $M_V \approx -13$ a -16 , hasta las muy luminosas, con $M_V \approx -20$. Los anchos equivalentes de H β varían desde anchos mayores que 200 Å hasta menores que 40 Å y la metalicidad del gas ionizado está en el intervalo entre 0.05 y 0.5 veces la metalicidad solar. Estos objetos presentan una amplia variedad de grados de excitación, desde las que muestran [O III] $\lambda 5007/H\beta \geq 6$ hasta objetos en los que, aunque presentan líneas intensas en emisión, la línea de [O III] apenas se detecta. Se ha confirmado también que la proporción de masa en gas a masa en estrellas, en éstos objetos, es mucho mayor que en las galaxias espirales y elípticas. Distintos autores, que estudian la formación estelar y la evolución química de las galaxias, con base en modelos numéricos, han apoyado preferentemente la idea de la existencia de brotes sucesivos de formación estelar, como una forma de explicar los colores, la apariencia morfológica y la composición química de las GHII (Searle et al. 1973; Huchra 1977;

Larson y Tinsley 1978; Hunter et al. 1982). Estos trabajos vienen a confirmar que estos objetos están entre las galaxias menos evolucionadas que se conocen y su estudio tiene gran importancia desde el punto de vista cosmológico.

Sin embargo, persiste la controversia acerca de si las GHII son galaxias muy jóvenes o han sufrido varios brotes de formación estelar. Algunos autores han atacado el problema desde el punto de vista de las observaciones IR, buscando la evidencia de la existencia de una población estelar evolucionada subyacente a la población joven que se observa en el visible. Thuan (1983; 1985) ha encontrado que los colores IR de las GHII se pueden interpretar como debido a la presencia de una población estelar ya evolucionada, es decir, estrellas gigantes rojas que deben haberse formado en épocas anteriores al brote de formación estelar actual. Kunth et al. (1985) encuentran que algunas GHII tienen un disco subyacente formado por estrellas viejas. Por otra parte, otros autores encuentran que los colores IR de algunas GHII no son diferentes de los colores de las regiones H II extragalácticas y galácticas, por lo que pudieran ser objetos jóvenes (Gondalezhan et al. 1984). A la vez, hasta la fecha no resulta nada claro cual es el posible mecanismo físico que pudiera iniciar los brotes violentos de formación estelar, aunque existen modelos matemáticos que reproducen las características de los brotes por formación estelar con propagación estocástica (Gerolla et al. 1980; Matteucci y Chiosi 1983)

En el aspecto cosmológico las GHII representan la mejor oportunidad de estudiar los procesos de formación de galaxias ya que las nubes protogalácticas, de las cuales se originan, podrían

ser las estructuras básicas a partir de las cuales se forman las galaxias. Por otra parte, debido a la baja metalicidad de las GHII, el análisis de su composición química resulta ser uno de los mecanismos más promisorios para el estudio de la evolución química temprana de las galaxias. En particular, Peimbert y Torres-Peimbert (1974) propusieron un método mediante el cual, usando datos de la abundancia de elementos pesados y de He en GHII y objetos de mayor metalicidad, lograron medir la abundancia del He pregaláctico y el enriquecimiento de elementos pesados del medio interestelar como consecuencia de la evolución estelar. Ambos problemas siguen abiertos ya que los resultados obtenidos por diferentes autores resultan polémicos (Peimbert y Torres-Peimbert 1974; Lequeux *et al.* 1979; French 1980; Kunth y Sargent 1983; Vigroux *et al.* 1987; Pagel y Simonson 1989; Torres-Peimbert *et al.* 1989).

Las GHII también resultan útiles para estudiar las propiedades y evolución de las estrellas masivas y el comportamiento de la Función de Masas Iniciales (FMI) en condiciones de baja metalicidad. La determinación de las características físicas de las GHII ha permitido poner restricciones a los modelos de evolución estelar en cuanto los tiempos de evolución, a los procesos nucleares más factibles y a la cantidad y composición química del material que las estrellas arrojan al medio interestelar.

Shields y Tinsley (1976) encontraron una correlación del grado de excitación de la región con la metalicidad, esto los llevó a sugerir que la temperatura efectiva de las estrellas excitadoras aumenta a medida que decrece la metalicidad como una

consecuencia de la disminución en la opacidad ('line blanketing'), en las atmósferas estelares. Posteriormente se ha sugerido que esta correlación es debido a variaciones de la FMI con la metalicidad. Hay discusión entre distintos autores acerca de si lo que varía es el límite superior de la FMI (es decir la masa de la estrella más masiva que se logra formar), la pendiente de la misma (es decir el número de estrellas en cada intervalo de masas) o ambas cosas.

Durante un relevamiento en búsqueda de objetos extragalácticos del hemisferio sur, cuyos espectros presenten líneas en emisión, que fué realizado por investigadores del Departamento de Astronomía de la Universidad de Chile, se descubrieron numerosas GHII. Entre ellas hay algunas con líneas bastante intensas que permiten obtener datos de muy buena calidad de estos objetos. Dado la importancia que las GHII tienen en la determinación de los problemas astronómicos mencionadas anteriormente decidimos realizar un estudio espectroscópico exhaustivo del conjunto de GHII más brillantes de la muestra total con el objetivo de determinar sus condiciones físicas y abundancias químicas con una buena precisión. La base de datos que así se obtuvo es relativamente amplia y permite buscar propiedades estadísticas de estos objetos.

En este trabajo se analiza la relación entre los datos observacionales obtenidos y las predicciones de una red de modelos numéricos de estructuras de ionización tomada de la literatura. Esto nos permitirá interpretar las características espectrales de las GHII en términos de las características físicas de la región ionizada, donde por características físicas se entiende la

composición química del gas, la densidad y temperatura de la región y las propiedades del cúmulo de estrellas ionizantes. Además de esto, la obtención de las abundancias químicas de un número importante de GHII nos permitirá realizar un análisis de las relaciones entre las abundancias de los distintos elementos pesados y su evolución temprana.

CAPITULO II

BUSQUEDA SISTEMATICA Y CLASIFICACION DE GALAXIAS CON LINEAS EN EMISION.

II.1 Las búsquedas realizadas.

Desde el trabajo pionero de Sargent (1970a, 1970b), que identificó numerosas galaxias con líneas en emisión entre las galaxias compactas de Zwicky y las galaxias con exceso ultravioleta de Markarian, se han desarrollado numerosas búsquedas de galaxias azules poco luminosas, $M_v > -16$, y con líneas en emisión intensas, empleando distintas técnicas y criterios.

Las galaxias que están formando estrellas masivamente se caracterizan, en primer término, por su color azul. Este fué el primer criterio usado para su búsqueda, en patrullajes de tipo fotométrico. Otros criterios de selección han sido el aspecto compacto y la presencia de líneas en emisión intensas. Hasta la fecha la búsqueda más extensa usando técnicas fotométricas ha sido el realizado con el telescopio Schmidt de 1.05 m de Nisei, Japón. En este relevamiento, astrónomos japoneses aislaron más de 1100 galaxias con exceso ultravioleta, de una muestra total de 4500 galaxias, empleando filtros con los colores U, G y R y placas fotográficas 103aE. La magnitud fotográfica alcanzada en este trabajo es 18 (Takase 1980).

Sin embargo el procedimiento fotométrico solo produce buenos candidatos para buscar objetos con líneas en emisión, y un estudio espectroscópico posterior es inevitable. La utilización del prisma objetivo para la búsqueda de objetos extragalácticos fue utilizada con gran éxito por Markarian y sus colaboradores,

quienes identificaron 1095 galaxias con fuerte exceso ultravioleta (Markarian et al. 1969) y líneas en emisión. Si el prisma utilizado es de alta dispersión se pueden distinguir las líneas y así aislar cuasares de alto corrimiento al rojo, galaxias con núcleo activo, galaxias irregulares y compactas con formación estelar (GHII).

Las búsquedas con tales técnicas fueron iniciadas en el hemisferio sur por M. Smith y sus colaboradores (Smith 1975; Smith et al. 1976) quienes, utilizando el telescopio Curtis-Schmidt de Cerro Tololo y placas fotográficas sensibilizadas con emulsión III a J, identificaron objetos con líneas en emisión hasta magnitud 19. Solo fué publicada una lista de objetos (Smith et al. 1976). La búsqueda fue proseguida por G. Mac Alpine, quien estudió áreas celestes cercanas al ecuador. Este trabajo desembocó en el "Michigan Survey" que contiene una lista de un gran número de GHII. (Mac Alpine et al. 1977a, 1977b, 1977c, 1978, 1981). Recientemente se han publicado nuevas listas de objetos extragalácticos con líneas en emisión (Kunth y Sargent, 1979; Kunth, Sargent y Lowal 1981). En la actualidad se llevan a cabo varios relevamientos que realizan distintos grupos de trabajo para encontrar específicamente GHII (ver por ejemplo Hazard 1985; Campbell et al. 1987, Masegosa 1989), pero hasta la fecha pocos objetos han sido dados a conocer.

En 1984, un grupo de astrónomos del Departamento de Astronomía de la Universidad de Chile empezaron una búsqueda a declinación -25° y ascensión recta entre 9 y 16 horas (búsqueda Calán-Tololo), intentando descubrir cuasares y otros objetos extragalácticos con líneas en emisión. Han utilizado parte del

material de Smith y se han obtenido nuevas placas con prisma objetivo mediante las mismas técnicas. El relevamiento fué extendido a otras franjas del cielo, con declinación entre -15° y -45° y consta de alrededor de 160 campos para los que se dispone de al menos una placa; ocasionalmente se dispone de 2 ó 3. Cada placa cubre $5^{\circ} \times 5^{\circ}$, con una escala de $97''/\text{mm}$. Usando un prisma UV (2°) se obtienen espectros con una dispersión de $1740 \text{ \AA}/\text{mm}$ en $H\beta$ que cubren el intervalo entre 3300 y 5300 \AA . En la figura 1 se reproducen esquemáticamente las áreas del cielo cubiertas por la búsqueda de Calán-Tololo y la nomenclatura usada. Las franjas A, B y C cubren las zonas con declinación -35° , -40° y -45° respectivamente, entre las 19 y las 6 hrs. de ascensión recta y las franjas R, J y M cubren las áreas de -15° , -20° y -25° de declinación, entre las 9 y las 16 hrs. Cada placa obtenida fué numerada en orden creciente con la ascensión recta y cada objeto

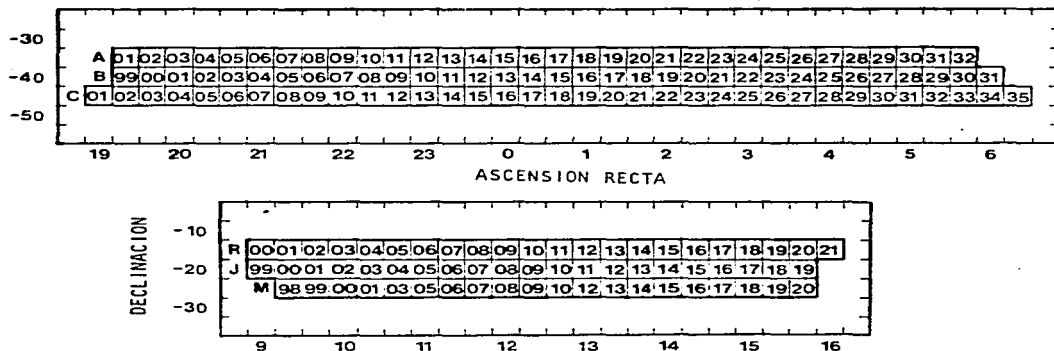


Figura II.1 Áreas del cielo cubiertas por la Búsqueda Calán-Tololo, adaptada de Maza et al. (1989).

La detección de los objetos se hace mediante una inspección microscópica de las placas. Para a la baja distorción se logra hacer una apreciación del tipo de objeto de que se trata (galaxia activa, LINER, galaxia con líneas delgadas, etc). Posteriormente un estudio espectroscópico permite confirmar la clasificación.

En esta búsqueda de objetos extragalácticos con líneas en emisión han sido identificados algunos cuasares, galaxias Seyfert 1 y galaxias con líneas de emisión delgadas. La primera lista, conteniendo galaxias Seyfert 1 ya ha sido publicada (Maza et al. 1989). En el proceso también han sido detectadas algunas nebulosas planetarias no reportadas previamente; de estas hemos publicado recientemente dos objetos cuyas características permiten clasificarlas como nebulosas planetarias de halo. (Peña et al. 1989, 1990). Está en proceso la publicación de la 2da. lista que contendrá del orden de 200 galaxias con de líneas en emisión delgadas. Las galaxias que se estudian en el presente trabajo fueron escogidas por ser los objetos, con espectro del tipo de región H II, más brillantes y mejor observados de los objetos de la 2da. lista. En primer término fué necesario separar las GHII de las galaxias activas con líneas en emisión delgadas que se encuentran en la muestra. A continuación se describen los métodos empleados para esta clasificación.

II.2.- Clasificación espectral de galaxias con líneas en emisión.

Una fracción importante de las galaxias tienen líneas en emisión delgadas en sus espectros. Al estudiar las galaxias con $M_V > -21$, se encuentra que cerca del 10% de ellas son galaxias Markarian, es decir presentan fuerte exceso ultravioleta y líneas en emisión, y de esas el 10% son galaxias con núcleo activo; para objetos con $M_V \geq -23$ todas las galaxias son Markarian del tipo Seyfert, es decir presentan actividad nuclear (Meurs 1982; Meurs y Wilson 1984). Las galaxias Markarian, que no son del tipo Seyfert, generalmente tienen espectros con líneas en emisión tipo región HII (galaxias HII o galaxias con brote en el núcleo).

Entre las galaxias que muestran actividad nuclear (se la llamará galaxias con núcleo activo ó GNA), las más frecuentes son las de tipo Seyfert 1, que se caracterizan por mostrar líneas en emisión permitidas anchas (anchos de más de 500 km s^{-1}) y líneas de excitación colisional delgadas (anchos menores a 200 km s^{-1}) que cubren un amplio intervalo de grados de ionización. Por otra parte, las galaxias del tipo Seyfert 2 tienen líneas de emisión relativamente delgadas; tanto las líneas permitidas como las de excitación colisional tienen anchos en el intervalo entre 200 y 500 km s^{-1} . Propiedades similares muestran las radiogalaxias de líneas delgadas.

La diferencia física que distingue a las GNA con líneas en emisión delgadas y a las GHII es el espectro de la radiación ionizante. En las GNA la radiación ionizante queda bien representada por un continuo no térmico cuya intensidad crece hacia frecuencias menores. El comportamiento espectral se puede

representar por una función del tipo $F_{\lambda} \approx \nu^{-\alpha}$, donde el índice espectral α varía entre 1.0 y 1.5. Este tipo de continuo ionizante es conocido como "ley de potencias". Según los modelos numéricos que se utilizan para calcular la estructura de ionización de estos objetos, este tipo de espectro ionizante produce una amplia zona en donde el hidrógeno se encuentra parcialmente ionizado y en donde se encuentran iones de baja carga como O^+ , N^+ , S^{2+} , S^+ , etc. (Ferland y Netzer 1983; Stasifska 1984a y 1984b; Péquignot 1984; Binette 1985; Ferland y Osterbrock 1986). En las GHII, la ionización es debida al continuo ionizante de estrellas OB y la zona de H parcialmente ionizado es muy pequeña. La zona de hidrógeno ionizado queda muy bien definida dentro de un volumen que se conoce como "la esfera de Strömgren".

Otra clase de GNA, cuyos espectros muestran líneas delgadas de bajo grado de ionización, son los LINERS (Heckman 1980). Sus espectros incluyen líneas intensas de (O II) $\lambda 6300 \text{ \AA}$ y (S II) $\lambda \lambda 6716, 6731 \text{ \AA}$. El posible mecanismo de ionización ha sido estudiado por numerosos autores (Heckman 1980; Stauffer 1982; Ferland y Netzer 1983; Binette 1985; Stasifska 1984; etc.). Actualmente se piensa que la fuente de ionización es un continuo ionizante del tipo de "ley de potencias" que se describió anteriormente, pero no se puede descartar la posibilidad de ionización por choques, como se propuso inicialmente.

Un método para clasificar los espectros de los objetos extragalácticos mencionados arriba, con base en observaciones en el visible fué propuesto por Baldwin et al. (1981). Está basado en la combinación de varios cocientes de intensidades de líneas fácilmente medibles en el visible. Es conocido el hecho de que las

galaxias H II pueden distinguirse de las tipo Seyfert 2 por la baja intensidad que muestran las líneas de baja excitación, como $10\text{ III } \lambda 3717$, $1\text{N III } \lambda \lambda 6548$ y 6584 , $1\text{S III } \lambda \lambda 6717$ y 6731 y, especialmente $10\text{ II } \lambda 6300$. Esto es debido a la diferencia entre las zonas externas de ambos tipos de región ionizada (ver el párrafo anterior).

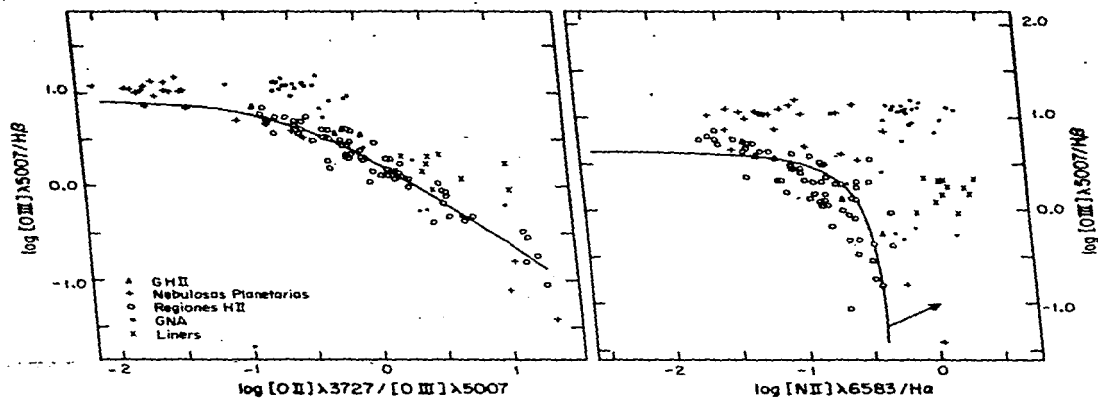


Figura II.2 a) $5007/4861$ vs. $3727/5007$ y figura III.2.b) $5007/H\beta$ vs $6583/H\alpha$. Son reproducciones de las figuras 2 y 5 de Baldwin et al. (1981)

Las figuras II.2.a y II.2.b son reproducciones de las figuras 2 y 5 del Baldwin et al. En la figura II.2.a se muestran las diferencias observadas entre los cocientes $(O III) \lambda 5007/H\beta$ vs. $(O II) \lambda 3727 / (O III) \lambda 5007$ para GNA y galaxias del tipo región H II. En este diagrama las regiones H II ocupan una zona continua desde el extremo de $(O III)/H\beta$ intenso y $(O II)/H\beta$ débil hasta el extremo opuesto donde $(O III)/H\beta$ es débil en tanto que $(O II)/H\beta$ es intenso. Las GNA por su parte se localizan en zonas de alto $(O II)/H\beta$ en todos los casos. La figura III.2.b muestra la relación entre $(O III) \lambda 5007/H\beta$ y $(N II) \lambda 6583/H\alpha$, nuevamente se aprecia una clara diferenciación entre las regiones H II y las GNA.

Este método de clasificación fue revisado recientemente por Veilleux y Osterbrock (1987), quienes incorporan al análisis gran cantidad de datos recientes y publicaciones de modelos de estructura de ionización de objetos ionizados por ley de potencias y por asociaciones OB. Veilleux y Osterbrock encuentran que los cocientes de las líneas $(O III)/H\beta$, $(N II)/H\beta$, $(S II) (\lambda\lambda 6716+6731)/H\beta$ y $(O I) \lambda 6300/H\beta$ son los más apropiados para distinguir entre las galaxias activas de líneas delgadas (Seyfert 2, radiogalaxias, LINERS) y las GHII, debido a la facilidad de observación de estas líneas y a la pequeña dependencia que estos cocientes tienen con la extinción interestelar. El cociente $(O II)/H\beta$, en cambio, está más afectado por la extinción y es menos confiable.

Estos métodos de clasificación fueron aplicados a los aproximadamente 200 objetos extragalácticos con líneas en emisión delgadas encontrados en la búsqueda de Calán-Tololo. Las figuras

II.3, II.4 y II.5 son adaptaciones de las figuras de Veilleux y Osterbrock, con los datos del presente trabajo. En ellas se marca con una línea continua la separación que recomiendan Veilleux y Osterbrock entre GNA con líneas delgadas y GH11. La línea quebrada representa la predicción de la secuencia de modelos de estructura de ionización construidos por McCall et al. (1985) para regiones H II de galaxias espirales. De ellos se hablará con más detalle en el capítulo VII.

Usando los criterios sugeridos por los autores ya mencionados, pude identificar 24 galaxias de la muestra cuyos cocientes de líneas corresponden a los de las galaxias del tipo Seyfert 2 o LINERS. Esto significa que un porcentaje cercano al 10% de la muestra total son galaxias activas con líneas en emisión delgadas, lo que concuerda bastante bien con estadísticas previas.

Las restantes galaxias presentan un espectro de emisión característico de gas ionizado por asociaciones estelares OB. De ellas, solo 45 objetos son lo suficientemente brillantes y con anchos equivalentes de las líneas en emisión lo suficientemente grandes como para intentar un estudio espectroscópico confiable. Estas galaxias son estudiadas en este trabajo. Las características de estos objetos se encuentran listadas en la Tabla II.1, donde en la columna 1 se encuentra el nombre del objeto de acuerdo a la nomenclatura de la búsqueda Calán-Tololo, en las columnas 2 y 3 se dan las coordenadas ecuatoriales para el equinoccio 1950.0, el error estimado para esta medidas es de ± 0.3 s en ascensión recta y $10''$ en declinación. En la columna 4 se lista la velocidad radial promedio derivada de las líneas en emisión y en la columna 5 se listan nombres dados por otros autores para estos objetos, en caso

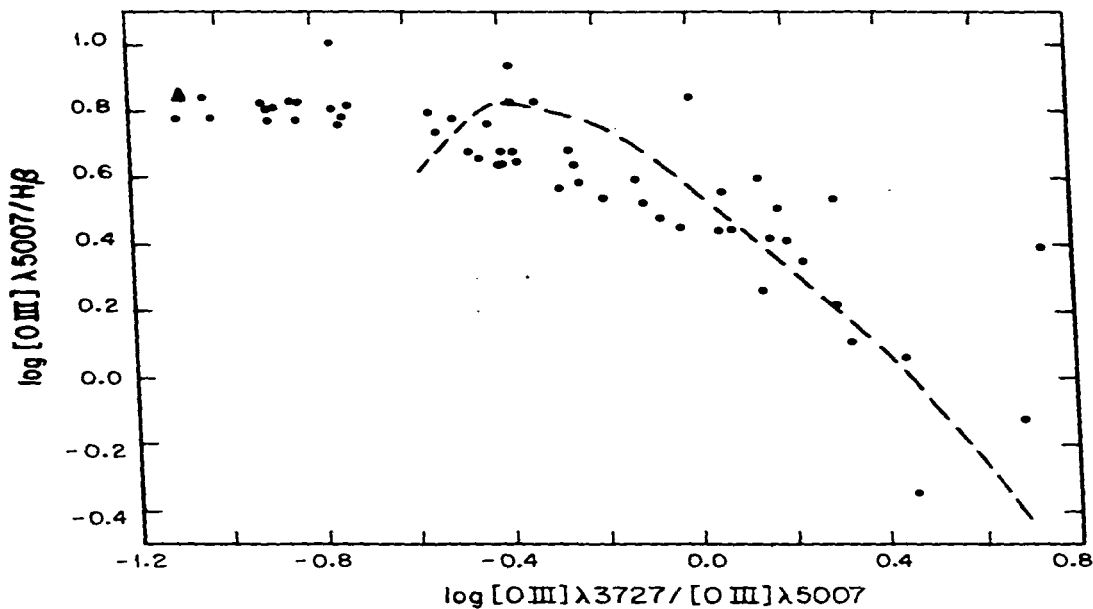


Figura II.3 $\log [O III] \lambda 5007 / H\beta$ vs. $\log [O III] \lambda 3727 / [O III] \lambda 5007$ para los objetos con líneas en emisión delgadas de la búsqueda Calán-Tololo. La línea quebrada es la predicción de la secuencia de modelos de Mc Call et al. (1985).

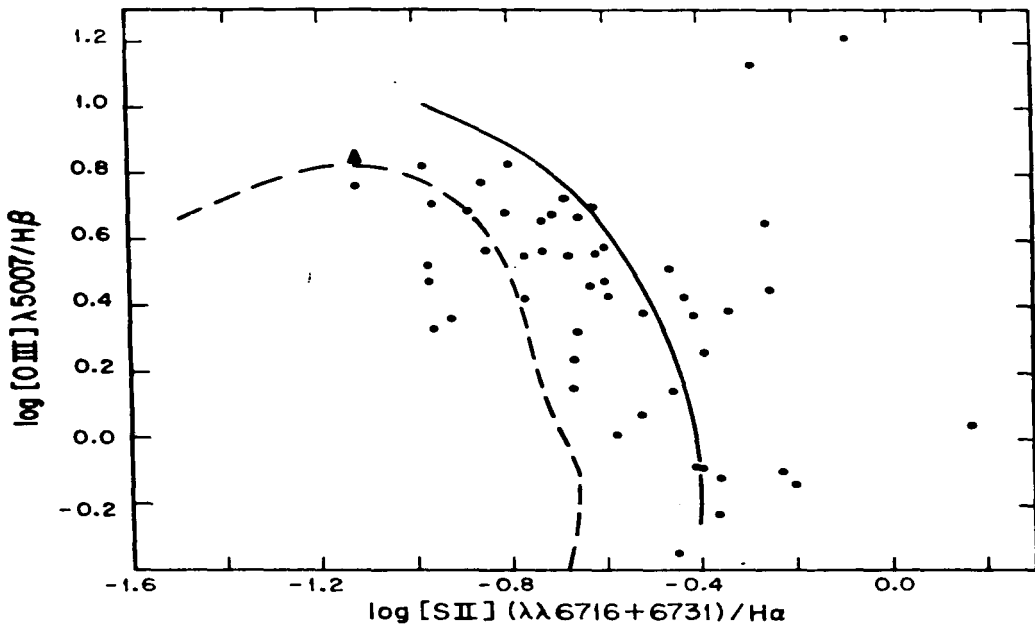


Figura II.4 $\log [O III] \lambda 5007 / H\beta$ vs. $\log [S II] (\lambda\lambda 6716 + 6731) / H\alpha$ para los mismos objetos de la figura II.3. La línea continua es la separación entre regiones H II y GNA recomendada por Vielleux y Osterbrock (1987) y la línea quebrada son las predicciones de los modelos de Mc Call *et al.*

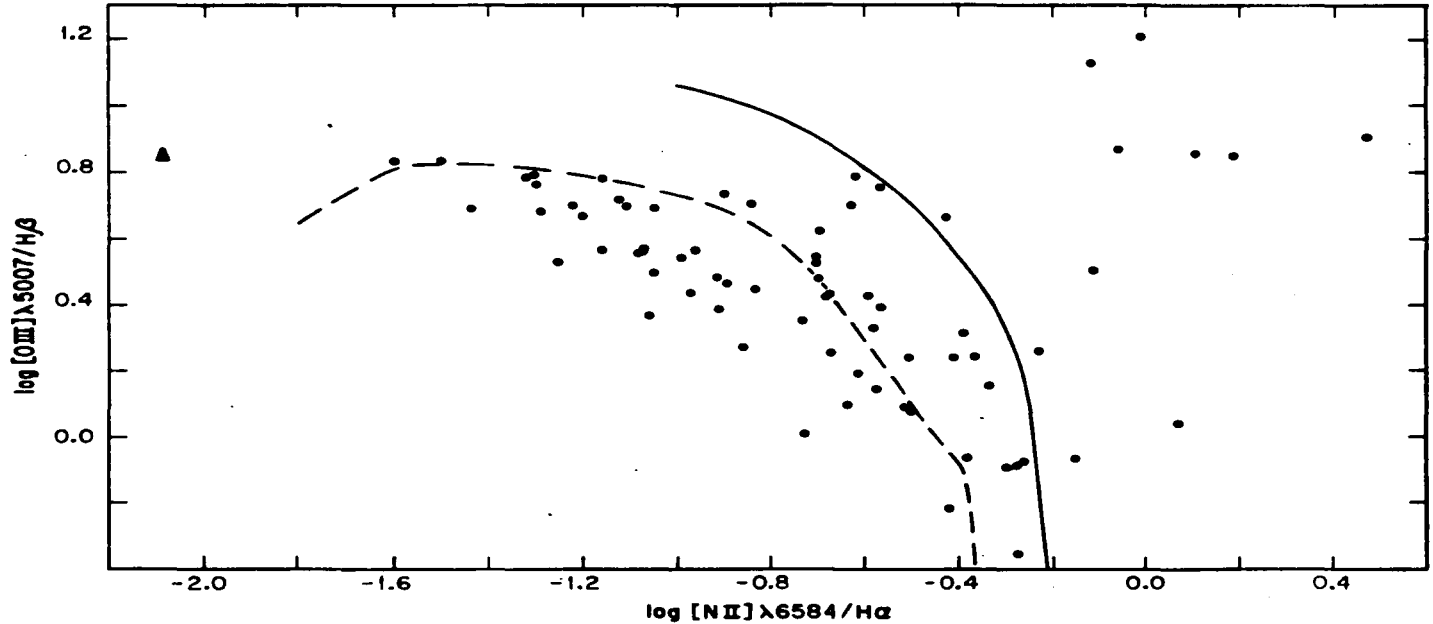


Figura II.5 $\log [O III] \lambda 5007 / H\beta$ vs. $\log [N II] \lambda 6584 / H\alpha$ para los objetos del relevamiento Calán-Tololo. Las líneas tienen el mismo significado que en las figuras II.3 y II.4

de que los haya. Las cartas de identificación de los objetos se encuentran en el Apéndice 1.

Observaciones espectroscópicas de estos objetos fueron obtenidas posteriormente, para determinar las intensidades de las líneas en emisión y otras características. Esto se describe a continuación.

TABLA II.1
 BUSQUEDA GALAN-TOLOLO : GALAXIAS III

#	Objeto	A. R. (1950. 00)			Dec			vr (km s ⁻¹)	Otros nombres
		hr	m	s	°	'	"		
1	B16-16a	1	04	43.6	-36	47	38	6680±120	--
2	A21-29	1	55	20.6	-36	24	56	40540±120	--
3	B21-03	2	30	44.0	-39	47	24	5190± 70	--
4	B22-06	3	06	50.9	-40	35	36	14390±120	--
5	B25-07	3	57	22.1	-39	14	51	22530±120	--
6	C30-09	4	40	40.7	-45	30	55	6250±120	--
7	F27-25	4	44	52.5	-30	14	01	18390±100	--
8	F27-22	4	49	45.3	-31	57	50	12460± 90	--
9	J01-02	9	42	39.3	-19	28	36	9700±100	--
10	J03-03	10	15	24.5	-18	01	01	4030± 70	--
11	M01-06	10	16	59.0	-21	53	29	3640± 70	--
12	J03-15	10	18	58.3	-21	21	07	3300± 50	--
13	J03-09	10	22	41.9	-19	31	21	7920± 50	--
14	M02-14	10	32	43.9	-27	04	34	17540± 90	--
15	M02-13	10	34	32.8	-25	58	51	3560± 90	--
16	M03-13	10	35	07.4	-23	52	49	10490± 70	--
17	M02-12	10	35	18.2	-25	21	19	10540± 90	--
18	M02-03	10	35	44.5	-26	08	19	11600± 90	--
19	M03-02	10	38	39.4	-22	18	42	19930± 90	--
20	J04-07	10	45	18.6	-20	41	43	3700± 50	--
21	J04-06	10	45	26.0	-19	46	48	4070± 50	--
22	J04-05	10	46	13.7	-19	10	44	4070± 50	--
23	K15-01a	10	54	35.2	-32	53	07	3910± 70	--
24	M5-13a	11	00	06.6	-25	53	52	3830± 70	--
25	M5-13b	11	00	06.6	-25	53	52	4010± 70	--
26	J07-01	11	48	39.0	-20	19	18	3590± 50	POX 4 ⁽¹⁾
27	M08-08	12	03	25.0	-26	44	15	1770± 50	--
28	L02-02	12	12	00	+ 6	5	21	2040±100	Haro 6 ⁽²⁾
29	L02-01	12	20	43.3	+ 5	06	46	5190± 90	--
30	M12-07	13	03	23.6	-22	21	19	10630± 90	--
31	M13-14	13	22	48.0	-25	39	57	4330± 90	--
32	M13-16	13	23	14.3	-23	22	34	13370± 90	--
33	K09-09	13	44	29.4	-30	05	36	4350± 70	--
34	J13-10	13	47	01.0	-17	56	16	4660± 50	--
35	K11-10	14	16	38.8	-27	21	00	6730± 50	--
36	M18-02	14	57	26.9	-22	11	34	8540± 90	--
37	M18-13a	14	57	30	-26	15	06	5180± 70	--
38	M18-13b	14	57	30	-26	15	06	5250± 70	--
39	J18-02	15	12	53.8	-18	07	35	6230± 50	--
40	A03-03	19	51	42.0	-33	04	35	15010± 90	--

41	C04-01	20 02	19.2	-45 37 05	13560± 90	--
42	A05-03n	20 34	31.0	-35 39 24	5660± 70	ES0400-G43 ^(B)
43	A05-03s	20 34	31.0	-35 39 24	5720± 70	--
44	A09-17	22 05	28.7	-37 07 39	16420± 90	--
45	A10-01	22 12	16.8	-32 52 50	2610±100	--

(1) Kunth, D., Sargent, W.L.W. y Kowal, C., 1981.

(2) Haro, G., 1956.

(3) Bergvall, N. y Olofsson, K., 1986.

CAPITULO III

OBSERVACIONES FOTOMETRICAS Y ESPECTROFOTOMETRICAS

III.1 Introducción

Los datos espectrofotométricos de estos objetos fueron obtenidos durante varias temporadas de observación tanto en el Observatorio de Cerro Tololo (CTIO), operado por la "Association of Universities for Research in Astronomy" (AURA), bajo contrato con la "National Science Foundation", como en el Observatorio de las Campanas, de la "Carnegie Institution", E.U.A. Las observaciones, así como la calibración de los espectros obtenidos, fueron realizadas por M.T. Ruiz y J. Maza, investigadores del Departamento de Astronomía de la Universidad de Chile.

En la Tabla III.1 se listan las características de las observaciones realizadas para cada objeto. El nombre del objeto se encuentra en la columna 1, y en las siguientes columnas se listan las fechas de observación, el telescopio y equipo utilizado, el tamaño angular proyectado en el cielo de la apertura de extracción, la dispersión en longitud de onda y el tiempo de exposición. En todos los casos se usó una rendija larga que incluía todo o la mayor parte del objeto. Una descripción detallada de los procedimientos de observación y los procesos de reducción de los datos se encuentran descritos por Maza y Ruiz (1989).

Cada noche se observaron al menos tres estrellas de la lista de estándares de flujo de Stone y Baldwin (1983) y la longitud de onda fué calibrada mediante la observación de una

TABLA III.1

GALAXIAS III: REGISTRO DE LAS OBSERVACIONES

#	Objeto	Fecha		Telescopio	Detector y Rejilla	Apertura (") ²	Reso- lución (")	Tiempo Δt Expos. (s)	Δλ	
		Observ. dia mes año								
1	B16-16a	07	09	85	1.5 m	Vidicon KPGL3	2.5x24	6	600	1
2	A21-29	28	01	87	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	580	2
3	B21-03	05	01	86	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	1200	3
4	B22-06	15	03	86	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	600	4
5	B25-07	12	03	86	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	900	4
6	C30-09	13	03	86	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	600	4
		10	02	89	2.5 m ¹	2DF KPGL2	2.0x6	14	1200	5
7	F27-22	12	03	86	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	600	4
8	F27-25	12	03	86	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	600	4
9	J01-02	08	03	86	1.5 m	CCD gr #32	4.0x8	8	1800	6
		10	02	89	2.5 m ¹	2DF KPGL2	2.0x6	14	1200	5
10	J03-03	13	03	86	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	600	4
11	M01-06	24	04	85	1.5 m	Vidicon KPGL3	2.5x5	8	1200	7
12	J03-15	07	03	86	1.5 m	CCD gr #32	4.0x8	8	1800	6
		10	02	89	2.5 m ¹	2DF KPGL2	2.0x8	14	1200	5
13	J03-09	07	03	86	1.5 m	CCD # 32	4.0x8	8	1800	6
14	M02-14	16	04	85	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	1000	2
15	M02-13	16	04	85	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	1000	2
16	M03-13	06	03	86	1.5 m	CCD gr #32	4.0x8	8	1800	6
17	M02-12	16	04	85	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	1000	2
18	M02-03	16	04	85	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	1000	2
		10	02	89	2.5 m ¹	2DF KPGL2	2.0x6	14	1200	5
19	M03-02	09	03	86	1.5 m	CCD gr #32	4.0x8	8	1800	6
20	J04-07	06	03	86	1.5 m	CCD gr #32	4.0x8	8	1800	6
		10	02	89	2.5 m ¹	2DF KPGL2	2.0x6	14	1200	5
21	J04-06	13	03	86	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	600	4
22	J04-05	15	03	86	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	600	4
		07	03	86	1.5 m	CCD gr #32	4.0x8	8	1800	5
23	K15-01a	13	03	86	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	1200	4
24	M5-13a	06	03	86	1.5 m	CCD gr #32	4.0x8	8	1800	6
25	M5-13b	06	03	86	1.5 m	CCD gr #32	4.0x8	8	1800	6
26	J07-01	25	04	85	1.5 m	Vidicon KPGL3	2.5x5	8	120	7
27	M08-08	06	03	86	1.5 m	CCD gr #32	4.0x8	8	1800	6
		10	02	89	2.5 m	2DF KPGL2	2.0x8	14	900	5
28	L02-02	25	04	85	1.5 m	Vidicon KPGL3	2.5x5	8	5	7
29	L02-01	16	04	85	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	668	2
		10	02	89	2.5 m ¹	2DF KPGL2	2.0x8	14	1200	5
30	M12-07	16	04	85	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	1000	2

TABLA III.1 (CONT.)

GALAXIAS III: REGISTRO DE LAS OBSERVACIONES

#	Objeto	Fecha			Telescopio	Detector	Apertura	Reso- lución	Tiempo Expos.	Δ (λ)
		Observ. dia mes año	C	T						
31	M13-14	16	04	85	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	500	2
32	M13-16	16	04	85	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	1000	2
33	K09-09	13	03	86	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	1500	4
34	J13-10	24	06	85	1.5 m	Vidicon KPGL3	2.5x5	6	240	8
35	K11-10	07	03	86	1.5 m	CCD gr#32	4.0x8	8	1800	6
36	M18-02	16	04	85	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	500	2
37	M18-13a	26	04	85	1.5 m	Vidicon KPGL3	2.5x5	8	600	7
38	M18-13b	26	04	85	1.5 m	Vidicon KPGL3	2.5x5	8	600	7
39	J18-02	24	06	85	1.5 m	Vidicon KPGL3	2.5x5	6	240	8
40	A03-03	10	02	89	2.5 ¹ m	2DF KPGL2	2.0x8	14	900	5
		10	05	86	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	300	2
41	C04-01	07	09	85	1.5 m	Vidicon gr#9	2.5x5	6	300	1
		10	02	89	2.5 ¹ m	2DF KPGL2	2.0x8	14	1200	5
42	A05-03n	21	06	85	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	363	8
43	A05-03s	21	06	85	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	1000	8
44	A09-17	21	06	85	4 m	2DF KPGL2	2.5x5	6	1000	8
45	A10-01	23	06	85	1.5 m	Vidicon KPGL3	2.5x5	8	900	8
46	M:n-600	03	01	86	4 m	2DF KPGL2	2x4.2	6	1200	7

¹ Observatorio de las Campanas, Carnegie Institution, Chile.

² intervalo de longitudes de onda observado: 1. - 3400-5800 Å, 2. - 3700-6000 Å, 3. - 3700-6700 Å, 4. - 3700-5900 Å, 5. - 3700-7200 Å, 6. - 4500-7000 Å, 7. - 3700-7000 Å, 8. - 4000-7000 Å.

lámpara de He-Ne-Ar después de observar cada objeto. La reducción de los datos se realizó en el "CTIO La Serena Computer Center Facilities" usando los paquetes estándares de reducción. En cada espectro, el cielo fué restado usando las zonas de la rendija que no mostraban ninguna emisión. Los espectros fueron divididos por campos planos, para corregir por las diferencias espaciales de sensibilidad del detector. Los flujos fueron corregidos por la extinción atmosférica mediante los procedimientos estándares. Una vez obtenidos los espectros aplanados y calibrados en longitud de onda y flujo, se midieron los flujos de las líneas en emisión.

III.2 Descripción de los espectros

En general, los espectros obtenidos son típicos de regiones H II extragalácticas. Se caracterizan por presentar un continuo débil y plano, casi sin detalles, practicamente debido a la emisión nebulosa. En algunos casos se detecta la presencia de continuo estelar típico de estrellas calientes. Superpuestas al continuo hay líneas en emisión muy intensas, delgadas y que corresponden a la emisión de iones en un intervalo pequeño de grados de ionización. Las líneas más conspicuas, además de las líneas de la serie de Balmer del hidrógeno, son por lo general las líneas de [O III] $\lambda\lambda 5007$ y 4959 y [O III] $\lambda 3727$ en el ultravioleta. La mayoría de los objetos estudiados presenta un cociente [O III] $\lambda 5007$ / H β ≥ 3 . Las líneas de muy alta excitación, como la de He II $\lambda 4686$, en general no se detectan, a excepción de algunas pocas GHII de muy alta excitación y temperatura. En estos casos esta línea puede ser debida a la presencia de estrellas WR

en el cúmulo ionizante y ha permitido estimar el número de estas estrellas que se encuentran entre el cúmulo ionizante (Gunn y Joubert 1985). Las líneas de los elementos neutros como $10\text{ I } 1\lambda 6300$ y $\text{IN II } \lambda 5200$ no son detectables o son muy débiles. Las figuras III.1, III.2, III.3 y III.4 presentan algunos ejemplos típicos de los espectros obtenidos.

La presencia de continuo estelar y algunas líneas de absorción estelares, subyacentes a la emisión, son detectables en algunos de los objetos, especialmente en los de baja excitación y en los casos en que las líneas en emisión tienen anchos equivalentes pequeños ($W(H\beta) \leq 20 \text{ \AA}$). La figura III.5 es un ejemplo de esto.

III.3 Flujos e intensidades y cálculo del enrojecimiento

Los flujos observados en las líneas en emisión, $F(\lambda)$, fueron corregidos por la extinción interestelar para efectuar el análisis de las líneas. La expresión utilizada para esto es:

$$\log I(\lambda)/I(H\beta) = \log F(\lambda)/F(H\beta) + c(H\beta) f(\lambda) ; \quad \text{III.1}$$

donde $I(\lambda)$ es la intensidad desenrojecida. La extinción queda representada por el enrojecimiento logarítmico en $H\beta$, $c(H\beta)$ y $f(\lambda)$ es la ley de extinción normalizada a $H\beta$.

El enrojecimiento que afecta a los objetos extragalácticos tiene varios orígenes:

1) una parte es producida por la extinción interestelar en la Vía Láctea, en la dirección del objeto observado,

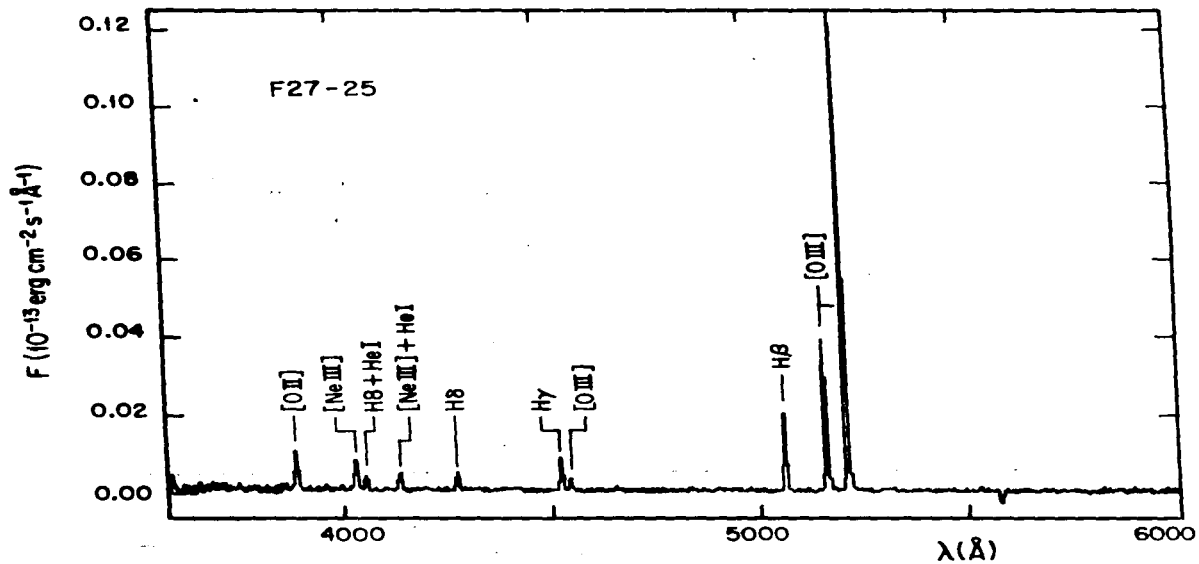


Figura III.1 Espectrograma azul de F27-25.

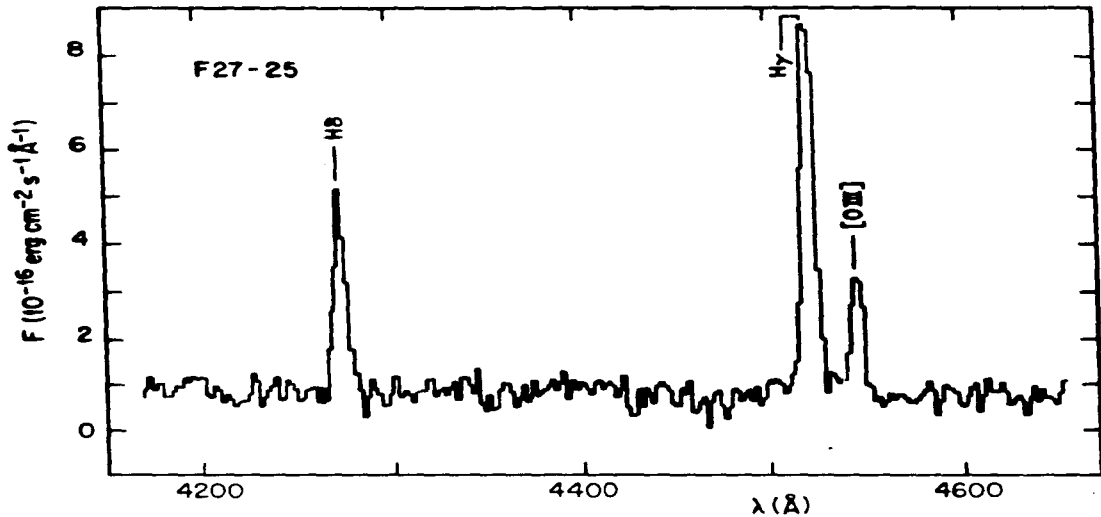


Figura III.2 Detalle del espectro de F27-25. La escala vertical ha sido expandida para mostrar las líneas débiles.

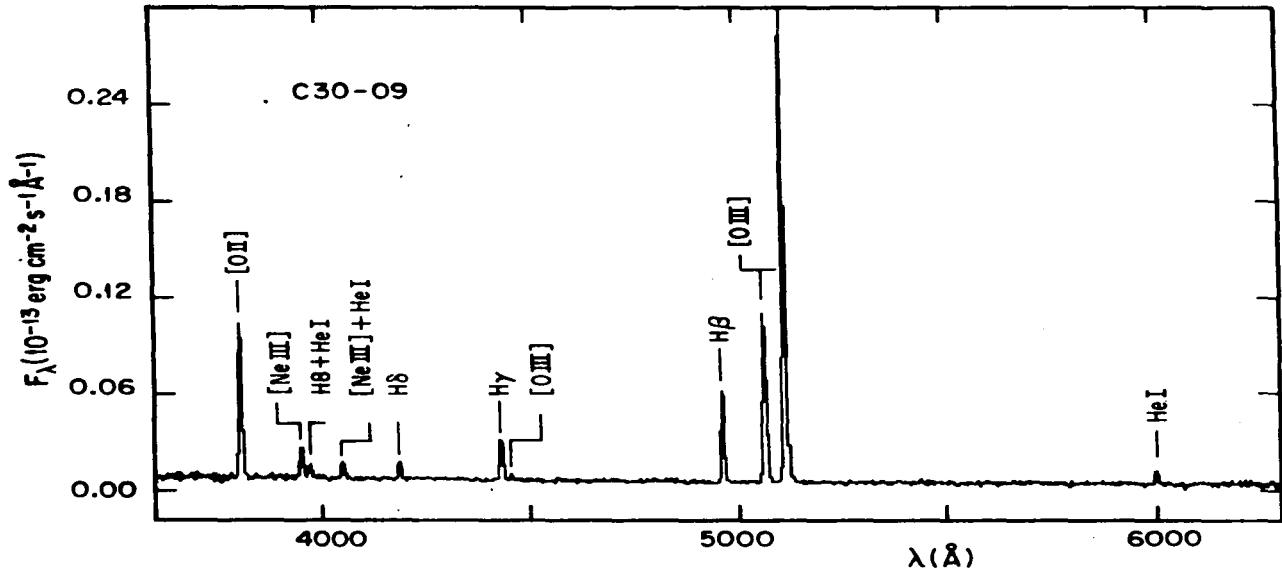


Figura III.3 Espectrograma de C30-09.

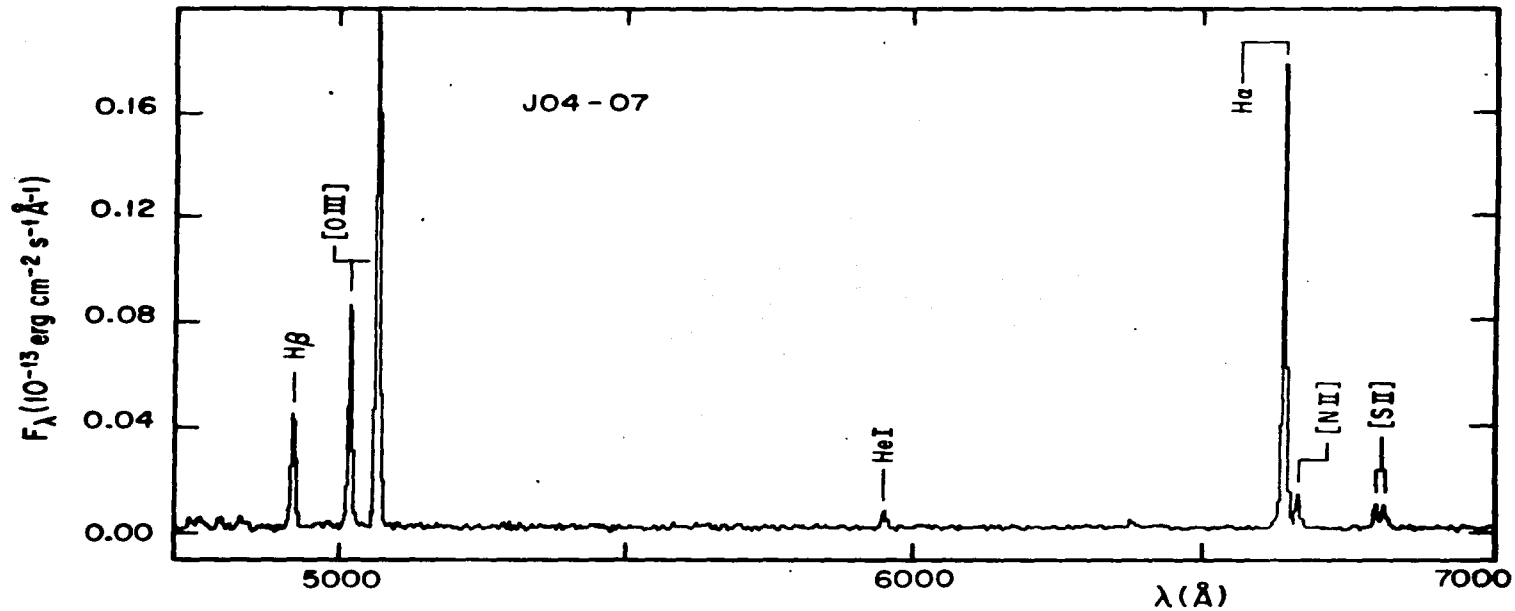


Figura III.4 Espectrograma rojo de J04-07.

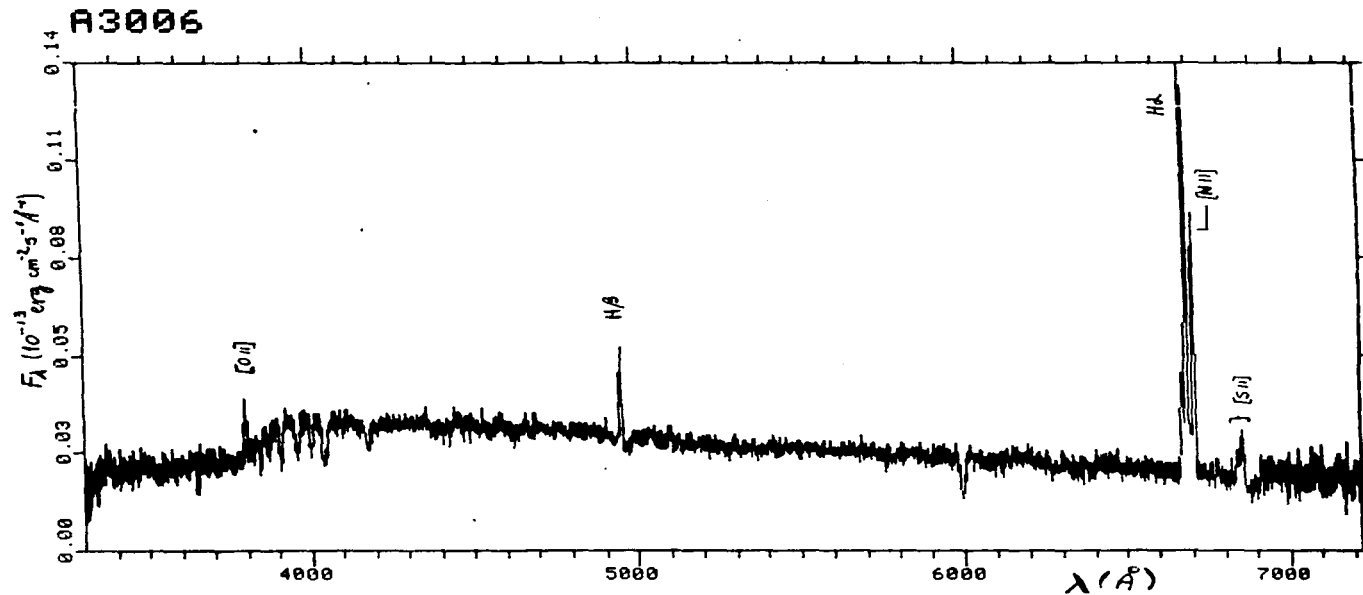


Figura III.5 Espectro de A30-06 mostrando la absorción subyacente de las líneas estelares.

2) otra parte puede deberse a extinción propia de la galaxia en estudio, pero externa a la región H II, y

3) una última parte se debe a la extinción debido al polvo dentro de la región H II.

Un procedimiento usual para determinar el coeficiente logarítmico de extinción total en $H\beta$, $c(H\beta)$, para cada fuente, es usar el decremento teórico de Balmer, por ejemplo comparar el valor teórico de $H\alpha/H\beta$ con el valor observado, bajo la hipótesis de que las líneas se producen exclusivamente por recombinación del ión H^+ , y que la extinción es completamente externa a la región H II. Las temperaturas electrónicas típicas de estas regiones, estimadas a partir de las de excitación colisional o de la comparación entre el continuo nebular en radio y el $F(H\beta)$, son siempre menores que 20,000 K, por lo que se descarta la posibilidad de efectos importantes en las líneas de hidrógeno debido a excitación colisional. Por otra parte, en el caso de existir polvo mezclado con el gas ionizado esto implicaría subestimar la emisión total de las líneas, pero el cociente de las mismas no se vé demasiado afectado (Mathis 1970), y en todo caso no se espera que haya cantidades importantes de polvo en estas regiones que se caracterizan por su bajo contenido de elementos pesados.

El decremento de Balmer teórico fué calculado por Blocklehurst (1971) y recientemente recalculado por Hummer y Storey (1987). Las diferencias entre ambos trabajos son pequeñas. El decremento de Balmer es una función que depende levemente de la temperatura electrónica del gas, por lo que se debe hacer primero

una estimación de esta. Para esto utilicé el cociente de (O III) $\lambda\lambda 4363/5007$, que es sensible a la temperatura (ver sección V). Dada la temperatura, se calculó $c(H\beta)$ de expresiones del tipo:

$$\log I(H\alpha)/I(H\beta) = \log F(H\alpha)/F(H\beta) + c(H\beta) f(H\alpha) ; \quad III.2$$

En general el coeficiente de enrojecimiento fué calculado a partir de los cocientes $H\alpha/H\beta$, $H\beta/H\gamma$, $H\beta/H\delta$, para los objetos de los que se disponía de estas líneas. Al igual que lo reportado por Kunth y Sargent (1983) y otros autores, he encontrado que el $c(H\beta)$ calculado aumenta con el orden de la línea de Balmer usada. Esto es

$$c(H\beta) [H\delta/H\beta] > c(H\beta) [H\gamma/H\beta] > c(H\beta) [H\alpha/H\beta] ; \quad III.3$$

lo que se ha interpretado como debido a la existencia de líneas de absorción estelares subyacentes a las líneas en emisión, lo que disminuye la intensidad medida. Dado que las líneas estelares de una misma serie tienen anchos equivalentes similares, las líneas en emisión más débiles se verán más afectadas que las líneas intensas, produciendo el efecto antes descrito. El efecto es casi despreciable en objetos donde $W(H\beta) \geq 100 \text{ \AA}$ ya que el ancho equivalente de las líneas de absorción subyacentes es menor que 5 \AA (Rayo et al. 1982). Por esta razón he preferido usar el cociente $H\alpha/H\beta$ para la determinación del coeficiente de extinción, excepto en los casos en que no se disponía de tal cociente. Los enrojecimientos calculados se presentan en la Table III.2.

Para la ley de extinción, $f(\lambda)$, he supuesto que la mayor

parte del enrojecimiento observado es de origen galáctico y por lo tanto externo a la región estudiada, por lo que la ley de enrojecimiento usada es la expresión analítica derivada por Seaton (1979) para la galaxia y que es muy similar, en el visible, a la ley de extinción obtenida por Withford (1958) mediante datos observacionales. El suponer que la mayor parte del enrojecimiento se origina en nuestra galaxia puede introducir una fuente de error importante si una fracción grande del enrojecimiento fuera de origen local y la correspondiente ley de extinción es muy diferente de la de la galaxia. Sin embargo hasta la fecha no hay evidencias concretas de que existan cantidades importantes de polvo mezclado con el gas ionizado en regiones H II extragalácticas (Masegosa 1989). Y en lo que se refiere a la probable extinción debida a las concentraciones de gas y polvo externas a la región H II en estudio, se extienden los resultados de Nandy et al. (1982), quienes encontraron que la ley de extinción en la Nube Menor de Magallanes solo difiere significativamente de la ley de extinción de nuestra galaxia para longitudes de onda menores a $\lambda 3500 \text{ \AA}$, que no es el caso de estas observaciones. Hemos supuesto que las propiedades del polvo en galaxias de baja metalicidad, comparables a la Nube Menor de Magallanes, son similares en todos los casos.

Las intensidades desenrojecidas, relativas a $H\beta$, y los flujos medidos en $H\beta$ se tabulan en la Tabla III.2. Las incertidumbres en el cálculo de los cocientes $I(\lambda)/I(H\beta)$, que se dan en la misma tabla se derivan de las incertidumbres en el enrojecimiento adoptado y de la incertidumbre de las observaciones. Las incertidumbres en el enrojecimiento fueron

TABLA III.2

INTENSIDADES DE LA LINEAS, ENROJECIMIENTOS Y FLUJOS DE H δ

$\log I/I(H\beta)^{(a)}$

λ_0	id	f_λ	B16-16a	A21-29	B21-03	B22-06	B25-07	C30-09
3727	[O II]	+0.255	+0.47	+0.41	+0.09	+0.28	+0.05	+0.31
3836	H η	+0.240	---	---	---	---	-1.49	-1.28
3869	[NeIII]	+0.235	-0.29	-0.56	-0.26	-0.26	-0.32	-0.40
3889	HeI+He	+0.225	---	-0.73	---	-0.69	-0.71	-0.77
3968	[NeIII]	+0.205	-1.03	-0.68	-0.76	-0.52	-0.53	-0.65
4069	[SIII]	+0.178	---	---	---	---	---	-1.46:
4076	[SIII]	+0.177	---	---	---	---	---	---
4102	H δ	+0.172	-0.65	-0.77	-0.58	-0.60	-0.62	-0.70
4340	H γ	+0.125	-0.33	-0.33	-0.34	-0.33	-0.33	-0.33
4363	[OIII]	+0.124	-1.07	-1.23	-0.88	-1.24	-0.97	-1.13
4471	He I	+0.078	---	---	---	---	-1.35	-1.35:
4686	He II	+0.043	---	---	---	---	---	---
4861	H β	+0.000	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00
4959	[OIII]	-0.022	+0.16	+0.03	+0.34	+0.31	+0.32	+0.25
5007	[OIII]	-0.033	+0.59	+0.48	+0.82	+0.78	+0.82	+0.74
5876	[He I]	-0.208	---	-0.84	-0.79:	-0.89'	-0.95	-0.95
6300	[O I]	-0.284	---	-0.91	---	-0.95	---	---
6312	[SIII]	-0.286	---	---	---	---	---	---
6563	H α	-0.322	---	+0.46	+0.46	+0.46	---	+0.45
6584	[N II]	-0.325	---	-0.24	---	-0.70	---	-0.80
6678	He I	-0.339	---	---	---	-1.24:	---	---
6717	[S II]	-0.343	---	-0.81	---	} -0.41	---	-0.81
6731	[S II]	-0.344	---	-0.82	---		---	-1.14
$c(H\beta)$			0.30	0.48	0.24	0.33	0.29	0.01
$\log F(H\beta)$			-13.64	-13.92	-14.35	-13.64	-13.69	-13.34

(a) Los errores estimados en los cocientes $I(\lambda)/I(H\beta)$ son menores que el 10% cuando $\log I(\lambda)/I(H\beta) \geq -0.30$, del 20% cuando $-1.1 \leq \log I(\lambda)/I(H\beta) < -0.3$ y del 30% o más cuando $\log I(\lambda)/I(H\beta) < -1.1$.

TABLA III.2 (CONT.)

INTENSIDADES DE LA LINEAS, ENROJECIMIENTOS Y FLUJOS DE H β

log I/(CH β)								
λ_0	id	f_λ	F27-22	F27-25	J01-02	J03-03	M01-06	J03-15
3727	[O II]	+0.255	+0.23	-0.21	+0.35	+0.43	< -0.02	+0.41
3836	H β	+0.240	-1.16	---	---	---	---	---
3869	[NeIII]	+0.235	-0.28	-0.32	-0.67	-0.35	---	-0.31
3889	HeI+H δ	+0.225	-0.61	-0.74	-0.66	-0.70	---	---
3968	[NeIII]	+0.205	-0.63	-0.58	-0.93	-0.55	-0.32	-0.83
4069	[SII]	+0.178	---	---	---	---	---	---
4076	[SIII]	+0.177	---	---	---	---	---	---
4102	H δ	+0.172	-0.54	-0.60	-0.69	-0.65	---	-0.77
4340	H γ	+0.125	-0.33	-0.32	-0.37	-0.33	-0.33	-0.46
4363	[OIII]	+0.124	-0.98	-0.80	-1.49	-1.39:	-1.17::	<-1.46
4471	He I	+0.078	-1.39	-1.32	---	-1.52:	---	---
4686	He II	+0.043	---	---	---	---	---	---
4861	H β	+0.000	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00
4959	[OIII]	-0.022	+0.29	+0.34	-0.24	+0.17	+0.37	+0.16
5007	[OIII]	-0.033	+0.80	+0.84	+0.24	+0.69	+0.83	+0.65
5276	[He I]	-0.206	-0.94	-0.95	-1.00	-0.95	-0.78:	-0.79
6300	[O I]	-0.284	---	---	-1.10	---	---	-0.98
6312	[SIII]	-0.286	---	---	-1.52:	---	---	---
6563	H II	-0.322	---	---	+0.46	---	+0.46	+0.46
6584	[N II]	-0.325	---	---	+0.03	---	< -1.0	-0.93
6678	He I	-0.339	---	---	---	---	---	-1.41
6717	[S II]	-0.343	---	---	-0.54	---	-0.54	-0.50
6731	[S II]	-0.344	---	---	-0.54	---	-0.79	-0.74
c(H β)			0.52	0.01	0.76	0.71	0.60	0.42
log F(H β)			-13.62	-13.63	-13.31	-13.53	-13.78	-13.67

TABLA III.2 (CONT.)

INTENSIDADES DE LA LINEAS, ENROJECIMIENTOS Y FLUJOS DE H β

$\log I_{\lambda}/I_{H\beta}$

λ_0	id	f_{λ}	M02-03	J04-07	J04-06	J04-05	K15-01	M5-13a
3727	[O II]	+0.255	+0.28	+0.37	+0.44	+0.33	+0.58	---
3836	H η	+0.240	---	-1.13	---	---	---	---
3869	[NeIII]	+0.235	-0.35	-0.32	-0.32	-0.38	-0.51	---
3889	HeI+H δ	+0.225	-0.66	-0.69	-0.74:	-0.77	-0.68	---
3968	[NeIII]	+0.205	-0.54	-0.66	---	-0.56	-0.64	---
4069	[SIII]	+0.178	---	---	---	---	---	---
4076	[SIII]	+0.177	---	---	---	---	---	---
4102	H δ	+0.172	-0.59	-0.61	-0.75	-0.53	-0.63	---
4340	H γ	+0.125	-0.35	-0.36	-0.42	-0.33	-0.33	---
4363	[OIII]	+0.124	-1.10	-1.37	-1.13::	-1.09	-1.34:	---
4471	He I	+0.078	---	-1.36	---	---	---	---
4686	He II	+0.043	---	---	---	---	---	---
4861	H β	+0.000	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00
4959	[OIII]	-0.022	+0.21	+0.23	+0.08	+0.20	-0.12	+0.01
5007	[OIII]	-0.033	+0.67	+0.71	+0.58	+0.66	+0.35	+0.43
5676	[He I]	-0.201	-0.85	-0.97	-0.73::	-0.79:	-1.00:	-0.92
6300	[O I]	-0.284	---	-1.16:	---	---	---	-0.68
6312	[SIII]	-0.286	---	---	---	---	---	---
6563	H α	-0.322	+0.46	+0.45	---	+0.46	---	+0.46
6564	[N III]	-0.325	-0.95	-0.70	---	-0.96	---	-0.51
6678	He I	-0.339	---	-1.47:	---	-1.21:	---	---
6717	[S II]	-0.343	---	-0.88	---	-0.60	---	-0.40
6731	[S II]	-0.344	---	-0.91	---	-0.69	---	-0.49
c(H β)			0.09	0.30	0.10	0.10	0.46	0.47
$\log F(H\beta)$			-13.89	-13.40	-13.83	-14.03	-14.07	-13.63

TABLA III.2 (CONT.)

INTENSIDADES, ENROJECIMIENTOS Y FLUJOS DE H β log I (H β)

λ_{o}	Id	f_{λ}	J03-09	M02-14	M02-13	M03-13	M02-12	M03-02
3727	[O III]	+0.255	---	+0.21	-0.06	---	+0.05	---
3636	H η	+0.240	---	---	---	---	---	---
3869	[Ne III]	+0.235	---	-0.36	-0.25	---	-0.27	---
3889	He I + H δ	+0.225	---	-0.82	-0.70	---	-0.59	---
3968	[Ne III]	+0.205	---	-0.72	-0.46	---	-0.54	---
4069	[S III]	+0.178	---	---	---	---	---	---
4076	[S III]	+0.177	---	---	---	---	---	---
4102	H δ	+0.172	---	-0.80	-0.55	---	-0.46	---
4340	H γ	+0.125	---	-0.28	-0.39	---	-0.33	---
4363	[O III]	+0.124	---	-1.15	-0.91	---	-1.37	---
4471	He I	+0.078	---	---	---	---	---	---
4686	He II	+0.043	---	---	---	---	---	---
4861	H β	+0.000	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00
4959	[O III]	-0.022	+0.31	+0.22	+0.32	+0.10	+0.33	+0.20
5007	[O III]	-0.033	+0.76	+0.68	+0.78	+0.55	+0.79	+0.69
5876	[He II]	-0.206	-0.69	-0.92	-0.94	-0.92	-0.75	-0.78
6300	[O I]	-0.284	---	---	---	---	---	---
6312	[S III]	-0.286	---	---	---	---	---	---
6583	H α	-0.322	+0.43	---	---	+0.43	---	+0.47
6584	[N II]	-0.325	+0.64	---	---	-0.62	---	-0.59
6678	He I	-0.339	-1.03	---	---	---	---	---
6717	[S II]	-0.343	-0.93	---	---	-0.57	---	---
6731	[S III]	-0.344	-1.01	---	---	-0.53	---	---
c(H β)			0.28	0.01	0.12	0.06	0.22	0.16
log F(H β)			-13.87	-14.12	-14.31	-14.11	-14.11	-13.65

TABLA III.2 (CONT.)

INTENSIDADES, ENROJECIMIENTOS Y FLUJOS DE H α

12. I I H

λ_0	id	f_λ	M5-13b	J07-01	M06-08	L02-02	L02-01	M12-07
3727	[O II]	+0.255	---	+0.01:	+0.26	+0.93:	-0.08	+0.54
3835	H η	+0.240	---	---	---	---	---	---
3859	[Ne III]	+0.235	---	-0.30:	-0.84	---	-0.33	-0.62
3889	He I+H δ	+0.225	---	-1.09:	-0.80	---	-0.84	---
3966	[Ne III]	+0.205	---	-0.59	-0.83	---	-0.63	---
4069	[S III]	+0.178	---	---	---	---	---	---
4076	[S III]	+0.177	---	---	---	---	---	---
4102	H δ	+0.172	---	-0.63	-0.65	-0.60	-0.63	-0.62
4340	H γ	+0.125	---	-0.33	-0.35	}-0.30	-0.33	-0.34
4363	[O III]	+0.124	---	-0.93	-1.82		-0.87	-1.37:
4471	He I	+0.078	---	-1.25:	-1.43	---	-1.40:	---
4686	He II	+0.043	---	---	---	---	---	---
4861	H β	+0.000	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00
4959	[O III]	-0.022	-0.08	+0.37	-0.12	+0.09	+0.35	-0.01
5007	[O III]	-0.033	+0.38	+0.83	+0.36	+0.56	+0.81	+0.45
5876	[He II]	-0.208	-0.89	-0.83:	-0.91	-0.99	-1.01:	-1.16:
6300	[O II]	-0.284	}-0.61	---	-1.67	---	---	---
6312	[S III]	-0.285		---	-1.96	---	---	---
6563	H α	-0.322	+0.46	+0.46	+0.45	+0.46	+0.46	---
6584	[N III]	-0.325	-0.45	<-1.10	-0.62	-0.70	<-1.45:	---
6678	He I	-0.339	---	---	-1.41	---	---	---
6717	[S III]	-0.343	-0.33	-0.72	-0.75	-0.41:	}-0.90	---
6731	[S III]	-0.344	-0.41	-0.96	-0.89	-0.87:		---
c(H β)			0.32	0.11	0.33	0.41	-0.22	0.78
-log FCH β)			-13.85	-12.83	-12.78	-13.00	-13.74	-14.12

TABLA III.2 (CONT.)

INTENSIDADES, ENROJECIMIENTOS Y FLUJOS DE H α

Fig 1 FCH β

λ_{lab}	id	f_{λ}	M13-14	M13-16	K09-09	J13-10	K11-10	M18-02
3727	[O II]	+0.255	+0.24	+0.35	+0.57	---	---	+0.20
3636	H β	+0.240	---	---	---	---	---	---
3869	[NeIII]	+0.235	-0.54	-0.58	-0.39	---	---	-0.39
3889	HeI+H δ	+0.225	-0.82	-0.68	-0.66	---	---	---
3968	[NeIII]	+0.205	-0.64	-0.80	-0.59	---	---	---
4069	[SIII]	+0.178	---	---	---	---	---	---
4076	[SIII]	+0.177	---	---	---	---	---	---
4102	H δ	+0.172	-0.64	-0.60	-0.55	-0.68	---	-0.64
4340	H γ	+0.125	-0.33	-0.33	-0.35	-0.27	---	-0.30
4363	[OIII]	+0.124	-1.44:	-1.34:	<-1.33	-1.07	---	-1.04:
4471	He I	+0.078	---	---	---	---	---	---
4686	He II	+0.043	---	---	---	---	---	---
4861	H β	+0.000	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00
4959	[OIII]	-0.022	+0.19	+0.13	-0.07	+0.35	+0.13	+0.20
5007	[OIII]	-0.033	+0.64	+0.59	+0.42	+0.81	+0.56	+0.66
5876	[He I]	-0.208	-0.84	-0.90:	-0.96	-0.65	---	<-0.60:
6300	[O I]	-0.284	---	---	---	---	---	---
6312	[SIII]	-0.280	---	---	---	---	---	---
6583	H II	-0.322	---	---	---	+0.46	+0.46	---
6584	[N III]	-0.325	---	---	---	---	-0.62	---
6678	He I	-0.339	---	---	---	---	---	---
6717	[S II]	-0.343	---	---	---	---	-0.64	---
6731	[S II]	-0.344	---	---	---	---	-0.59	---
c(H β)			0.01	0.22	0.48	0.13	0.15	0.01
log FCH β			-13.62	-14.15	-14.07	-13.35	-14.16	-14.25

TABLA III.2 (CONT.)

INTENSIDADES, ENROJECIMIENTOS Y FLUJOS DE H α

log I I(H α)

λ_0	id	f_λ	M18-13a	M18-13b	J16-02	A03-03	C04-01	A05-03n
3727	[O III]	+0.235	+0.51:	+0.72:	+0.20	-0.05	-0.23	---
3836	H η	+0.240	---	---	-1.12	---	---	---
3869	[Ne III]	+0.235	---	---	-0.36	-0.33	-0.36	---
3889	He I+H δ	+0.225	---	---	-0.74	-0.79	-0.76	---
3968	[Ne III]	+0.205	---	---	-0.66	-0.47	-0.49	---
4069	[S III]	+0.176	---	---	---	---	---	---
4076	[S III]	+0.177	---	---	---	---	---	---
4102	H δ	+0.172	-0.73	-0.59	-0.63	-0.61	-0.56	---
4340	H γ	+0.125	-0.33	-0.33	-0.36	-0.33	-0.33	-0.51:
4363	[O III]	+0.124	-1.22	-0.69	-1.19	-0.82	-0.78	-1.19:
4471	He I	+0.078	---	---	-1.19	-1.42:	<-1.44:	---
4686	He II	+0.042	---	---	---	---	-1.06:	---
4861	H β	+0.000	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00
4959	[O III]	-0.022	+0.23	+0.22	+0.32	+0.33	+0.29	+0.06
5007	[O III]	-0.033	+0.63	+0.70	+0.79	+0.82	+0.79	+0.57
5876	He I	-0.208	-0.96	-1.09	-0.87	-1.11.	---	-1.01:
6300	[O II]	-0.284	---	---	-1.40	---	---	---
6312	[S III]	-0.286	---	---	---	---	---	---
6563	H α	-0.322	+0.46	+0.46	+0.46	---	---	+0.47
6584	[N III]	-0.325	-0.77	<-1.0	-0.98	---	---	-0.70
6678	He I	-0.339	---	---	---	---	---	---
6717	[S III]	-0.343	-0.72	{-0.17	-0.80	---	---	{-0.14
6731	[S III]	-0.344	-0.78	-1.21	---	---	---	---
c(H β)			0.48	0.35	0.29	0.53	0.01	0.30
log FCH β)			-12.77	-13.12	-13.15	-13.72	-13.48	-13.51

TABLA III.2 (CONT.)
INTENSIDADES, ENROJECIMIENTOS Y FLUJOS DE H α

λ_o	id	f_λ	$\log I/FCH(\beta)$				
			A05-03s	A09-17	A10-01	Mkn600	NGC2363 ^(*)
3727	[O II]	+0.255	---	---	---	-0.34	-0.24
3836	H η	+0.240	---	---	---	---	---
3869	[Ne III]	+0.235	---	---	---	-0.39	-0.26
3889	He I+He	+0.225	---	---	---	---	-0.71
3968	[Ne III]	+0.205	---	---	---	-0.86	-0.54
4069	[S III]	+0.176	---	---	---	---	} -2.06
4076	[S III]	+0.177	---	---	---	---	
4102	H δ	+0.172	---	---	---	-0.78	-0.61
4340	H γ	+0.125	-0.51:	-0.42	-0.33	-0.38	-0.33
4363	[O III]	+0.124	-1.44:	-1.42:	-0.95	-0.85	-0.87
4471	He I	+0.078	-1.46:	---	---	-1.20	-1.44
4686	He II	+0.042	---	---	---	---	-2.02
4861	H β	+0.000	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00	+0.00
4959	[O III]	-0.022	+0.11	+0.11	+0.23	+0.34	+0.37
5007	[O III]	-0.033	+0.57	+0.54	+0.69	+0.78:	+0.65
5876	[He II]	-0.206	-1.19	-1.05	-0.92	-0.92	-1.02
6300	[O I]	-0.254	-1.83:	---	---	--	-1.96
6312	[S III]	-0.286	---	---	---	---	-1.78
6563	H α	-0.322	+0.46	+0.46	+0.46	+0.43	+0.45
6584	[N II]	-0.325	-0.61	-0.53	-0.65	---	-1.64
6678	He I	-0.339	---	---	---	---	-1.57
6717	[S II]	-0.343	-0.59	---	---	---	-1.36
6731	[S II]	-0.344	-0.84	---	---	---	-1.49
cCH(β)			0.48	0.79	0.14	0.01	0.25
log FCH(β)			-13.13	-13.62	-13.47	-13.65	-11.87

(*) datos de Peimbert, Peña y Torres-Peimbert, 1986.

estimadas a partir de las incertidumbres en los cocientes entre las intensidades de líneas de Balmer. En la gran mayoría de los casos se obtuvo $\Delta c(H\beta) \leq 0.10$.

CAPITULO IV

CONDICIONES FISICAS EN EL GAS IONIZADO

La determinación de las condiciones físicas del gas ionizado es indispensable para obtener las abundancias iónicas y la composición química de la región, así como para analizar la composición estelar del cúmulo ionizante. Existen varios métodos que permiten realizar el diagnóstico de la zona emisora y determinar la temperatura y la densidad electrónicas. Algunos están basados en la observación de las líneas en emisión, tanto de excitación colisional como de recombinación y otros se basan en el estudio de la emisión nebular continua. Una descripción bastante completa de estos métodos se encuentra en Osterbrock (1989) y en este trabajo me he basado, preferentemente, en la metodología descrita en dicha referencia para el caso de las líneas de excitación colisional que se observan en el espectro visible.

IV.1 Temperatura electrónica

Algunos iones, como el O^{2+} y el N^+ , tienen una estructura de niveles de energía tales que se producen líneas de emisión que provienen de niveles de muy diferente energía de excitación. Como consecuencia de esto, el cociente de las intensidades de estas líneas será muy sensible a la temperatura de los electrones que son los que están excitando los diferentes niveles del ión.

En el caso de nuestros datos, el cociente de la señal a ruido típica que se obtuvo, permite determinar la temperatura electrónica de la zona del O^{2+} , a partir del cociente de las

líneas de excitación colisional del [O III] $\lambda\lambda 5007/4363$, para la mayoría de los objetos estudiados. Siguiendo el procedimiento estándar descrito por Osterbrock (1989), el nivel base del ión O III se representa por un átomo de 5 niveles y se resuelven las ecuaciones de equilibrio estadístico considerando las tasas de transición por excitación y desexcitación colisional, así como las transiciones radiativas entre los distintos niveles. Con esto se calculan las poblaciones de los subniveles del nivel base del O^{2+} , en distintas condiciones de temperatura y densidad. De esta forma, se obtienen las emisividades de las distintas líneas que se producen. Los cocientes de las líneas en emisión se obtienen de los cocientes entre las emisividades correspondientes.

Para las líneas de [O III], que interesan para el cálculo de la temperatura electrónica, la ecuación a resolver es de la forma:

$$\frac{j(4959+5007)}{j(4363)} = \frac{7.73 \exp(3.29 \times 10^4/T)}{1 + 4.5 \times 10^{-4} (N_e/T)^{1/2}}, \quad \text{IV.1}$$

(Osterbrock 1989).

En la figura IV.1 se grafica el cociente de las líneas [O III] $\lambda\lambda 5007/4363$ en distintas condiciones de densidad y temperatura, obtenido por nosotros. Para esto se utilizó un programa de cómputo realizado por S. Torres-Peimbert (Torres-Peimbert y Peña 1990). Los parámetros atómicos del O^{2+} , así como otros parámetros relevantes para este trabajo han sido tomados de la compilación hecha por Mendoza (1983), a excepción de los que se indican explícitamente, que son de la literatura más reciente.

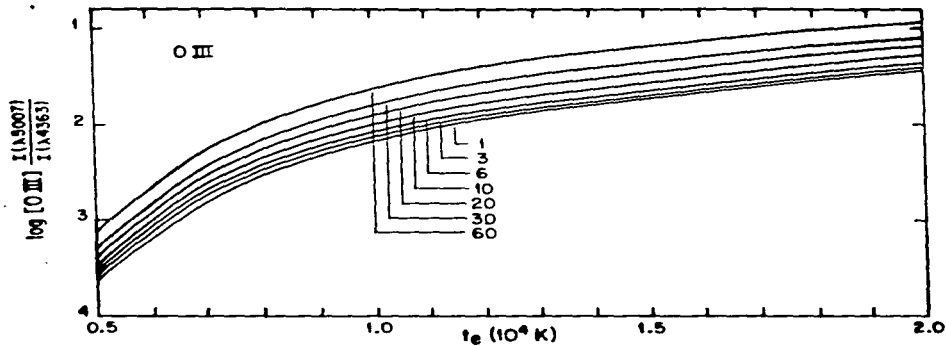


Figura IV.1 Comportamiento del cociente $[O III] \lambda\lambda 5007/4363$ como función de la temperatura, para distintos valores de $x = N_e/100\nu T_e$. Los valores de x están indicados en cada curva.

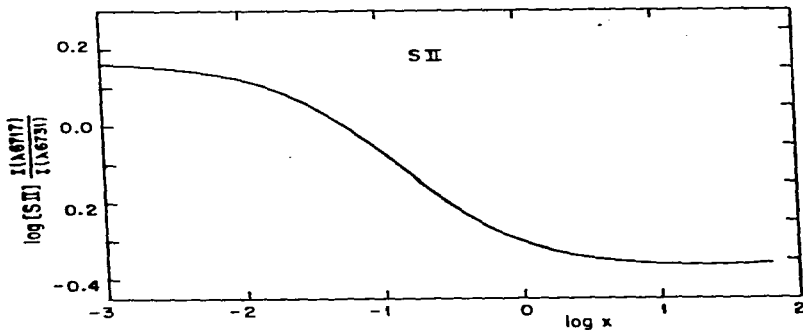


Figura IV.2 Comportamiento del cociente $[S II] \lambda\lambda 6717/6731$ como función de $x = N_e/100\nu T_e$.

En la Tabla IV.1 se listan las temperaturas electrónicas del O III, derivadas para los objetos estudiados. El intervalo de temperaturas medido vá desde 10,000 K hasta 17,000 K. En algunos objetos no se detectó la línea $\lambda 4363$ por lo que, a partir de los datos, solo puede obtenerse una estimación del límite superior de la temperatura. En estos casos, he recurrido a la calibración T_e vs $I(O III) + I(O II)/I(H\beta)$ hecha por Pagel et al. (1979) para regiones H II extragalácticas. Este procedimiento dá una temperatura electrónica con un error de aproximadamente 2,000 K en la zona de las GHII.

Dado que los objetos en estudio son, en su mayoría, de alta excitación ($I(O III)/H\beta \geq 4$) no se detectaron las líneas de elementos de baja ionización sensibles a la temperatura, como por ejemplo la línea (N II) $\lambda 5575$, de modo que la temperatura de la zona de baja ionización no pudo ser determinada de los datos observacionales. Los modelos de estructura de ionización calculados para regiones HII extragalácticas (Stasińska 1982, McCall et al. 1985) muestran que la temperatura electrónica de la zona correspondiente al O^+ es menor que la temperatura de la zona del O^{2+} , para $T_e(O III)$ mayores que 10,000 K; una parametrización de este comportamiento se encuentra, por ejemplo, en el artículo de Campbell et al. (1986). En este trabajo he adoptado el modelo de dos zonas de temperatura para lo cual se calculó la temperatura de la zona de baja ionización de una manera similar a la reportada por Campbell et al. (ver sección V.1, ecuación V.5).

TABLA IV.1 ABUNDANCIAS IONICAS

Galaxia	$\lambda(\text{OIII})$ 10^4K	n_e cm^{-3}	He^+	N^+	O^+	O^{2+}	Ne^{2+}	S^+
B16-10a	1.25±.15	-	-1.00±.10	---	-4.04±.10	-4.20±.10	-4.25±.10	---
A21-20	1.50±.05	590	-0.65±.08	-5.36±.04	-4.07±.08	-4.32±.04	-5.14±.05	-6.47±.03
B21-03	1.54±.05	-	-0.89±.11	---	-5.03±.08	-4.16±.04	-4.89±.05	---
B22-06	1.14±.08	-	-1.01±.05	-5.75±.05	-4.35±.08	-3.84±.05	-4.48±.08	-6.10±.06
B25-07	1.42±.05	-	-1.04±.08	---	-4.04±.05	-4.00±.04	-4.65±.05	---
C30-09	1.30±.07	<100	-1.05±.03	-5.60±.05	-4.24±.05	-4.05±.05	-4.80±.05	-6.35±.07
F27-25	1.61±.05	-	-1.03±.05	---	-5.37±.05	-4.21±.04	-5.00±.05	---
F27-22	1.42±.05	-	-1.04±.05	---	-4.75±.05	-4.12±.04	-4.82±.05	---
J01-02	1.47±.10	680	-1.11±.04	-4.89±.07	-4.34±.05	-4.60±.05	-5.25±.05	-6.02±.10
J03-03	1.07±.05	-	-1.08±.04	---	-4.11±.05	-3.85±.04	-4.47±.05	---
M31-06	1.10±.10	<100	-0.68±.15	<-5.84	<-4.70	-3.75±.05	---	-5.09±.08
J03-15	51.00	<100	---	-5.47±.10	-3.70±.10	-3.79±.10	-4.31±.12	-5.74±.15
J03-09	---	300	---	---	---	---	---	---
M02-14	1.35±.10	-	-1.02±.08	---	-4.69±.07	-4.16±.05	-4.82±.05	---
M02-13	1.60±.10	-	-1.05±.05	---	-5.25±.05	-4.25±.05	-4.95±.05	---
M03-13	1.0*	900	-1.05±.10	-5.36±.20	---	-3.89±.15	---	-5.69±.15
M02-12	1.15±.15	-	-0.69±.10	---	-4.53±.05	-3.65±.10	-4.51±.10	---
M02-03	1.44±.05	-	-0.66±.08	-6.03±.05	-4.50±.05	-4.25±.04	-4.87±.05	---
M03-02	---	-	---	---	---	---	---	---
J04-07	1.08±.10	550	-1.06±.07	-5.33±.10	-3.87±.07	-3.83±.10	-4.46±.10	-6.09±.15
J04-06	1.70±.08	-	-0.66±.07	---	-4.52±.08	-4.23±.10	-4.72±.12	---
J04-05	1.46±.08	230	-0.89±.10	-6.06±.04	-4.05±.08	-4.22±.04	-4.91±.05	-6.24±.04
K15-01	1.15±.15	-	-1.17±.05	---	-4.07±.20	-4.67±.15	-4.73±.25	---
M05-13a	1.2*	200	-1.03±.03	---	---	---	---	---
M05-13b	1.2*	240	-1.00±.05	---	---	---	---	---
J07-01	1.48±.05	<100	-0.97±.05	-5.00	-6.01±.05	-4.12±.03	-4.68±.05	-5.44±.05
M05-04	1.00±.08	<100	-1.05±.04	-5.20±.05	-3.93±.05	-4.08±.05	-4.84±.07	-5.63±.07
L02-02	1.10±.10	<100	-1.11±.04	-5.58±.05	-3.75±.20	-4.08±.04	---	-6.03±.05
L02-01	1.54±.05	-	-1.08±.04	-5.04±.05	-5.04±.05	-4.19±.04	-4.97±.04	-6.51±.08
M12-07	1.2*	-	-1.20±.08	-5.13±.10	-4.20±.12	-4.25±.10	-4.52±.10	---
M13-14	1.09±.10	-	-1.05±.08	---	-4.34±.05	-3.52±.05	-4.63±.05	---
M13-16	1.10±.15	-	---	---	-4.26±.12	-3.60±.10	-4.74±.12	---
K09-09	1.2*	-	-1.06±.05	---	-4.19±.10	-4.88±.10	-4.69±.11	---
J13-10	1.17±.10	-	-0.94±.07	-5.81±.10	---	-3.85±.05	---	---
K11-10	1.2*	-	---	-5.52±.10	---	-3.89±.10	---	-6.21±.15
M18-02	1.30±.20	-	---	---	-4.59±.15	-4.14±.15	-4.79±.20	---
M18-03a	1.25±.10	320	-1.07±.08	-5.65±.05	-4.17±.08	-4.01±.05	---	-6.23±.05
M18-03b	1.60±.10	-	---	---	-4.41±.15	-4.34±.05	---	-5.15±.07
J18-02	1.10±.10	<100	-1.00±.05	-5.88±.10	-4.50±.08	-3.82±.05	-4.62±.07	-6.23±.10
A03-03	1.63±.05	-	-1.18±.05	---	-5.10±.10	-4.14±.03	-5.14±.05	---
C04-01	1.77±.10	-	-1.10±.05	---	-5.28±.05	-4.35±.05	-5.16±.05	---
A05-03n	1.15±.15	<100	-1.20±.08	-5.82±.15	---	-4.07±.15	---	-6.82±.20
A05-03s	1.15±.08	-	-1.15±.08	-5.43±.07	---	-4.07±.04	---	-6.11±.07
A04-17	1.10±.15	-	-1.16±.08	-5.31±.10	---	-4.10±.10	---	---
A10-01	1.60±.10	-	-1.02±.08	-5.73±.07	---	-4.35±.07	---	---
M16-00	1.83±.05	-	-1.01±.04	---	-5.52±.05	-4.25±.05	-5.06±.05	---

(*): Adoptado de la Figura 1c de Pagel et al. (1979).

IV.2 Densidad electrónica.

Para el cálculo de la densidad electrónica se utilizan cocientes de líneas provenientes de niveles atómicos que se encuentran muy próximos en energía y cuyas poblaciones relativas sólo dependen de los cocientes de la fuerza de colisión. Si los niveles tienen diferentes probabilidades de transición radiativa y/o diferentes tasas de desexcitación colisional, las poblaciones relativas (y por lo tanto el cociente de las líneas) dependerán de la densidad electrónica. Entre los iones de interés astrofísico, el caso antes descrito ocurre en el S^+ para las transiciones $^2D_{3/2} - ^4S_{3/2}$ ($\lambda 6716$) y $^2D_{5/2} - ^4S_{3/2}$ ($\lambda 6731$) y también en el O^+ para las mismas transiciones. Las líneas que se producen tienen longitudes de onda $\lambda 3726$ y $\lambda 3729$ respectivamente. En las observaciones aquí reportadas, el doblete del O^+ no fué resuelto por lo que usó el doblete del S^+ para la determinación de la densidad.

El comportamiento del cociente de intensidades de las líneas del S^+ , con las condiciones físicas, se calcula de una manera análoga que los cocientes de las líneas del O^{2+} . En este caso se resuelven las ecuaciones de equilibrio estadístico de un átomo de 3 niveles; la expresión que se obtiene es del tipo:

$$\frac{J(\lambda 6731)}{J(\lambda 6716)} = \frac{N(^2D_{5/2})A(\lambda 6731)}{N(^2D_{3/2})A(\lambda 6716)}, \quad \text{IV.2}$$

(Osterbrock 1989).

En la figura IV.2 se presenta el comportamiento del cociente del [S II] con las condiciones físicas del gas, calculada

por nosotros (Torres-Feimbert y Peña 1990).

El doblete de [S II], $\lambda\lambda 6717$ y 6731 , fué resuelto en muchos de los objetos de este estudio, permitiendo en principio determinar la densidad de la zona del S^+ . Sin embargo, estas líneas son normalmente débiles en estos objetos, lo que genera una gran incertidumbre en la determinación de la densidad. Por otra parte el cociente del [S II] pierde sensibilidad como estimador de densidad cuando ésta es menor de 200 cm^{-3} , que es el caso general de la regiones H II extragalácticas, por lo tanto solo se determinó la densidad de unas pocas fuentes. Se encuentra que, en este tipo de objetos, la densidad electrónica es siempre menor que 500 cm^{-3} y el promedio es de 250 cm^{-3} . Por lo que, para los cálculos de abundancias iónicas se adoptó el valor promedio, 250 cm^{-3} , para los casos no resueltos.

V. ABUNDANCIAS IONICAS Y ABUNDANCIAS TOTALES

V.1 Abundancias iónicas.

Con excepción de las líneas resonantes de los elementos más abundantes, las líneas en emisión, en regiones H II extragalácticas, son ópticamente delgadas, por lo cual, a partir de ellas, se puede determinar directamente la abundancia del ión que las produce. En este caso no existen los efectos de transporte o de curva de crecimiento que afectan la determinación de abundancias en las atmósferas estelares.

La intensidad de la radiación emitida por un ión, en la línea de longitud de onda λ , está dada por:

$$I(\lambda, X^{+m}) = \int j(\lambda) ds = \int N(X^{+m}) N_e \epsilon(\lambda, T_e) ds, \quad V.1$$

donde $N(X^{+m})$ es la densidad del ión, N_e es la densidad electrónica y $\epsilon(\lambda, T_e)$ es el coeficiente de emisividad de la línea.

Para el caso de líneas de recombinación, $\epsilon(\lambda, T_e)$ depende débilmente de la temperatura, de la forma $\epsilon \approx T_e^{-m}$, con $m \approx 1$, así es que, las abundancias calculadas usando estas líneas no son muy dependientes de T . Las abundancias iónicas de H y He se calculan mediante líneas de recombinación. En el caso de los elementos pesados, estos en su mayoría tienen, en el visible, líneas intensas de excitación colisional de las que se obtienen las abundancias iónicas. Solo en el caso del carbono, que no tiene líneas de excitación colisional en el visible, se han utilizado las débiles líneas de recombinación C II $\lambda 4267$, C III $\lambda 4069$ y C IV

$\lambda 4658$ para la determinación de abundancias en objetos de alta excitación como nebulosas Planetarias (Peimbert y Torres-Peimbert 1977).

En el caso del He^+ , las líneas más intensas de este ión son de la serie de los tripletes (por ejemplo He I $\lambda\lambda 5876, 3869$, etc.), y su intensidad está afectada por la excitación colisional del nivel metastable 2^3S , por lo tanto no se trata de líneas estrictamente de recombinación pura (Berrington y Kingston 1987). El efecto sobre la estimación de la abundancia iónica puede, sin embargo, corregirse y en este trabajo, en el que fundamentalmente se empleó la línea $\lambda 5786$, se utilizó la corrección propuesta por Peimbert y Torres-Peimbert (1987) para el caso de $\gamma = 0.5$. La corrección sería un poco mayor si se utilizara la corrección propuesta por Clegg (1987).

Para las líneas de excitación colisional, el coeficiente de emisión depende fuertemente de la temperatura, lo que introduce un factor de error importante en la determinación de la abundancia iónica. A partir de las intensidades de las líneas de excitación colisional, la abundancia iónica relativa a H^+ queda dada por medio de expresiones del tipo:

$$\frac{N(X^{+m})}{N(H^+)} = K(X^{+m}, \lambda, T_e, N_e) \frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} \quad \text{v.2}$$

donde $N(X^{+m})$ es la abundancia del ión, $I(\lambda)$ es la intensidad de la línea y $K(X^{+m}, \lambda, T_e, N_e)$ es el cociente de la emisividad de la línea, relativa a la emisividad de $\text{H}\beta$; en consecuencia es una función que depende de los parámetros atómicos del ión tales como

los coeficientes de excitación colisional, y las probabilidades de emisión espontánea e inducida, etc. También depende de las condiciones físicas de la zona. La expresión general para la $K(X^{+m}, \lambda, T_e, N_e)$ es del tipo:

$$K(X^{+m}, \lambda, T_e, N_e) = \epsilon(X^{+m}, \lambda, T_e, N_e) / \epsilon(H\beta, T_e, N_e) . \quad V.3$$

Esta expresión se reduce a:

$$K(X^{+m}, \lambda, T_e, N_e) = \frac{h\nu_{CH\beta}}{h\nu_{C\lambda}} \frac{\alpha_e(H\beta)}{q(\lambda)} , \quad V.4$$

donde $\alpha_e(H\beta)$ es el coeficiente de recombinación efectiva para $H\beta$ y $q(\lambda)$ es el coeficiente de excitación colisional de la línea en cuestión. Este coeficiente ha sido calculado de acuerdo a las expresiones 3.19 a 3.21 dadas por Osterbrock (1989).

En las gráficas V.1, V.2, V.3 y V.4 se presentan algunas de las funciones K para los iones de importancia que fueron calculadas para este trabajo. En las gráficas se aprecia que las funciones K , de las líneas de excitación colisional, dependen muy fuertemente de las condiciones físicas, en especial de la temperatura electrónica. Por lo tanto una de las principales fuentes de error en la determinación de las abundancias iónicas es la imprecisión en la determinación de la temperatura electrónica o la existencia de fluctuaciones de la temperatura dentro de la región.

Para la temperatura electrónica se adoptó un modelo de dos zonas. Se tomó la temperatura dada por las líneas de $10 \text{ III}1$ para calcular la abundancia de O^{2+} , Ne^{2+} y He^{+} . La temperatura de la zona de baja ionización, donde se encuentran los iones O^{+} , N^{+} y

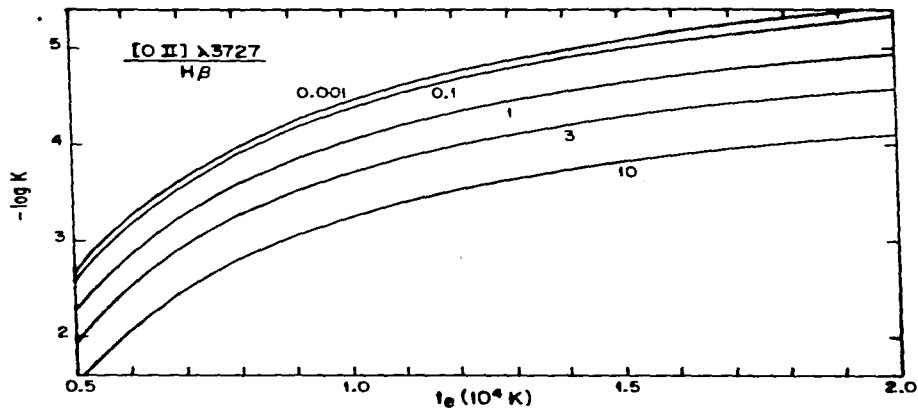


Figura V.1 Función K como función de la temperatura electrónica para el cociente $[\text{O II}] \lambda 3727 / \text{H}\beta$, para distintos valores de x .

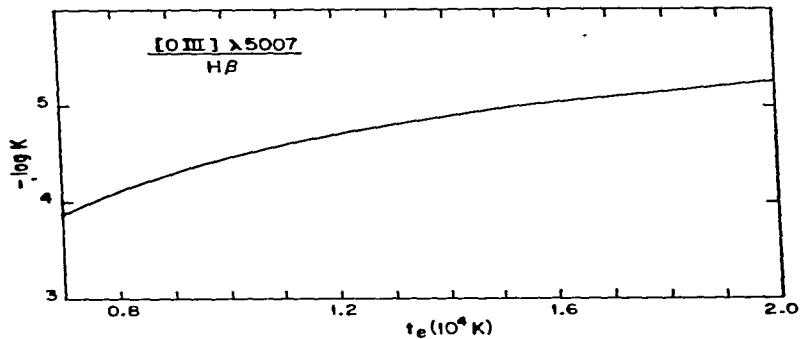


Figura V.2 Función K como función de la temperatura electrónica para el cociente $[\text{O III}] \lambda 5007 / \text{H}\beta$. Esta función es poco dependiente del valor de x .

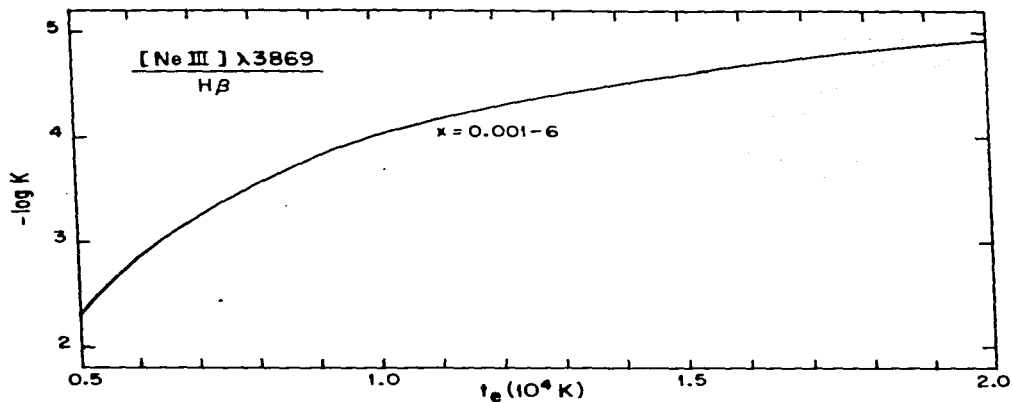


Figura V.3 Función K para el cociente $[\text{Ne III}] \lambda 3869 / \text{H}\beta$, para valores de x entre 0.001 y 6.

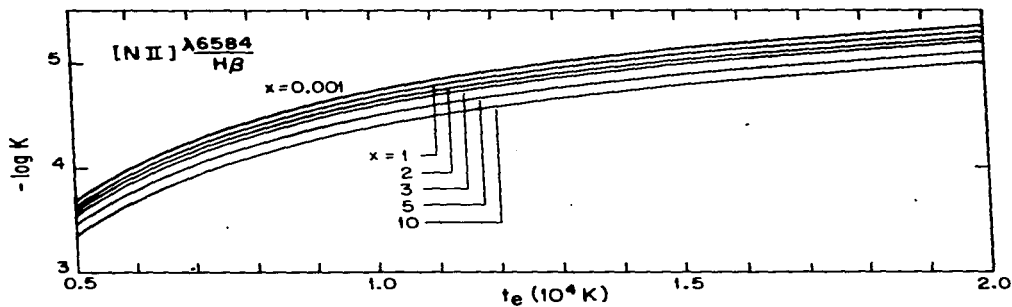


Figura V.4 Función K para el cociente $[\text{N II}] \lambda 6584 / \text{H}\beta$, para distintos valores de x .

S^+ , se calculó mediante una extrapolación de los modelos de Stasińska (1982), en los que se observa que la temperatura electrónica de la zona del O^+ decrece con respecto a las zonas más ionizadas. Con base en estos modelos, el comportamiento de la temperatura del O^+ se puede parametrizar de acuerdo con:

$$t(O II) \cong 0.67 t(O III) + 0.203 \quad , \quad V.5$$

en esta expresión la temperatura está en unidades de 10^4 K.

La temperatura calculada con la expresión V.5 se usó en el cálculo de la abundancia de los iones de la zona del O^+ , es decir N^+ , O^+ y S^+ . Aunque esto puede estar produciendo incertidumbres adicionales en la determinación de abundancias de los iones de baja carga, la determinación de las abundancias totales no se verá muy afectada, ya que la mayoría de las GHII de este estudio son de alta excitación y en ellas estos iones son poco abundantes. En la práctica el efecto de introducir una $t(O II)$ dada por la expresión V.5 en el cálculo de las abundancias totales es menor que 0.05 dex en la mayoría de los casos y , en general, es menor que 0.1 dex.

Con las funciones K descritas anteriormente y la intensidad de las líneas de la Tabla III.2 se determinaron las abundancias iónicas de O^+ , O^{2+} , N^+ , Ne^{2+} , S^+ y He^+ . Los resultados se presentan en la Tabla IV.1.

V.2 Determinación de las abundancias totales.

La abundancia total de un elemento, relativa a la del hidrógeno corresponde a la suma de las abundancias de todos sus iones presentes en la región. Es decir:

$$N(X) / N(H) = (N(X^{+1}) + N(X^{+2}) + N(X^{+3}) + \dots) / N(H^+) . \quad V.6$$

Sin embargo muchos de los iones presentes en las regiones H II no tienen líneas en emisión en el visible y su presencia debe ser inferida por otros medios. En particular, este es el caso de los elementos como N, Ne, Ar y otros, para los cuales solo es observable un estado de ionización. En el caso del C, que con el N y el O, es uno de los elementos pesados más abundante, ninguno de sus iones presenta líneas de excitación colisional observables en el visible.

Se han desarrollado varios métodos para determinar la abundancia de los iones no visibles. Entre éstos hay métodos semiempíricos, basados en la similitud de algunos potenciales de ionización, y métodos basados en la construcción de sofisticados modelos de estructuras de ionización de donde se deduce la abundancia de los iones no observables.

En este trabajo y en los casos en que se requería, calculamos las abundancias totales por el método del factor de corrección por ionización, (cf), que consiste en multiplicar la suma de las abundancias iónicas observables de un elemento por un factor que toma en cuenta la existencia de los estados de ionización no visibles. Fórmulas empíricas para este factor han sido determinadas con base en las similitudes de los potenciales

de ionización de ciertos elementos (Costero y Peimbert 1970). Una compilación de estas expresiones, para el caso de regiones H II extragalácticas, se encuentra en Peimbert et al. (1986). Estas serán las que se usen en este trabajo.

Las abundancias calculadas con estos procedimientos se encuentran tabuladas en la Tabla V.1 y una discusión de los resultados obtenidos para cada uno de los elementos se presenta a continuación.

V.2.1 Oxígeno

Este es el elemento cuya abundancia se mide mejor en regiones H II en general. Para este elemento son observables, en el visible, los iones O^+ y O^{2+} por medio de las líneas [O III] $\lambda 3727$ y [O III] $\lambda \lambda 4363, 4959$ y 5007 . La expresión utilizada para determinar la abundancia total de este elemento es:

$$\frac{N(O)}{N(H)} = \frac{N(O^+) + N(O^{2+})}{N(H)} \quad V.7$$

Dado que la temperatura de las estrellas ionizantes no es mayor que 60,000 K, no se considera factible que haya estados de ionización más altos que O^{2+} en las regiones H II, ya que el potencial de ionización del O^{2+} es de 54.886 eV y, de acuerdo a los modelos de estructura de ionización, se necesitarían estrellas de temperatura mayor que esto para lograr ionizar significativamente el O^{2+} (Stasińska 1982). Una prueba de esto es el hecho de que la línea de He II $\lambda 4686$ no se observa en estos objetos, lo que significa que no hay cantidades importantes de He^{++} , por lo que tampoco puede haber cantidades importantes de O^{3+} . Esto se ha comprobado con observaciones en el ultravioleta

TABLA V.1 ABUNDANCIAS QUIMICAS

Galaxia	12.00 + log X/H			
	He	N	O	Ne
B16-16a	11.00±.08	---	8.19±.10	7.75±.10
A21-20	11.05±.08	7.17±.10	7.98±.10	7.29±.15
B21-03	11.10±.11	---	7.80±.04	7.19±.05
B22-06	10.99±.06	7.07±.06	8.30±.06	7.66±.06
B25-07	10.96±.08	---	7.99±.04	7.22±.05
C30-09	10.95±.03	6.42±.06	8.17±.05	7.42±.06
F27-25	10.97±.05	---	7.83±.04	7.04±.05
F27-22	10.96±.06	---	8.00±.04	7.30±.05
J01-02	≥10.89	7.27±.06	7.82±.04	7.26±.05
J03-03	10.92±.04	---	8.37±.04	7.75±.05
M01-06	11.10±.15	---	≥8.30	---
J03-15	---	6.79±.06	8.55±.04	8.04±.05
J03-09	---	---	---	---
M02-14	10.98±.08	---	7.98±.06	7.32±.06
M02-13	10.95±.05	---	7.81±.06	7.11±.06
M03-13	10.95±.10	---	>8.11	---
M02-12	11.00±.10	---	8.23±.06	7.57±.10
M02-03	11.04±.08	6.49±.06	7.92±.04	7.28±.05
M03-02	---	---	---	---
J04-07	>10.95±.05	6.99±.06	8.45±.04	7.82±.05
J04-06	11.04±.08	---	8.04±.10	7.55±.12
J04-05	11.10±.10	6.51±.05	7.95±.04	7.27±.06
K15-01	>10.83	---	8.14±.18	7.68±.25
M05-13a	10.97±.03	---	---	---
M05-13b	11.00±.05	---	---	---
J07-01	11.03±.05	<6.94	7.95±.04	7.19±.05
M08-08	≥10.95±.04	7.03±.08	8.30±.04	7.54±.05
L02-02	>10.89	---	---	---
L02-01	10.92±.04	<6.40	7.87±.04	7.09±.04
M12-07	>10.80	---	8.14±.10	7.47±.10
M13-14	10.97±.08	---	8.25±.06	7.48±.08
M13-16	---	---	8.23±.10	7.49±.12
K09-09	>10.94	---	8.14±.10	7.74±.11
J13-10	>11.06±.07	---	>8.15	---
K11-10	>10.85	---	>8.11	---
M18-02	---	---	8.01±.15	7.36±.20
M18-13a	10.93±.08	6.74±.06	8.22±.15	---
M18-13b	---	---	7.92±.05	---
J18-02	11.00±.05	6.83±.10	8.21±.05	7.57±.06
A03-03	10.85±.05	---	7.91±.03	6.88±.05
C04-01	10.90±.08	---	7.70±.05	6.89±.08
A05-03n	---	6.82 ⁽²⁾	8.15 ⁽²⁾	---
A05-03s	---	6.91 ⁽²⁾	8.15 ⁽²⁾	---
A09-17	---	7.00 ⁽²⁾	8.20 ⁽²⁾	---
A10-01	10.98±.08	6.70 ⁽²⁾	7.80 ⁽²⁾	---
Mkn500	10.00±.04	<7.25	7.78±.04	6.98±.05

(1) en unidades de 12 x log X/H

(2) t. adoptado de la figura 1.c de Pagel et al. (1979).

(el Satélite Explorador Ultravioleta Internacional. IUE, permite observar la región entre 1200 y 3000 Å), en donde se encuentra que la línea de O IV] $\lambda 1400$ Å no es detectable en regiones H II (ver por ejemplo el caso de NGC 2363 estudiado por Peimbert et al. 1986, en el Apéndice 2). Por otra parte, aunque en ocasiones sí se detecta la línea de [O II] $\lambda 6300$ Å, se piensa que esta emisión no proviene de la zona de H^+ ya que el equilibrio de ionización de los iones O^+ y O^0 se encuentra muy acoplado a la abundancia de H^+ a través de la reacción de transferencia de carga:



por lo que no es factible que exista una zona importante de O^0 dentro de la zona de H^+ .

Estas consideraciones justifican el uso de la expresión V.7 para el cálculo de la abundancia de oxígeno. Por otra parte se puede hacer una prueba adicional graficando la abundancia relativa de O/H contra el grado de ionización de las regiones en estudio, $O^{2+}/(O^+ + O^{2+})$. Esto se presenta en la gráfica V.5.a. donde se han incluido los datos de este trabajo.

En la gráfica se observa que no hay correlación notoria entre estas cantidades por lo que se deduce que la expresión V.7 es correcta para estas regiones.

V.2.2 Nitrógeno.

En el caso del nitrógeno, el único ión observable en el visible es N^+ que, por lo general, no es el más abundante en regiones de alta excitación, por lo que se debe aplicar un

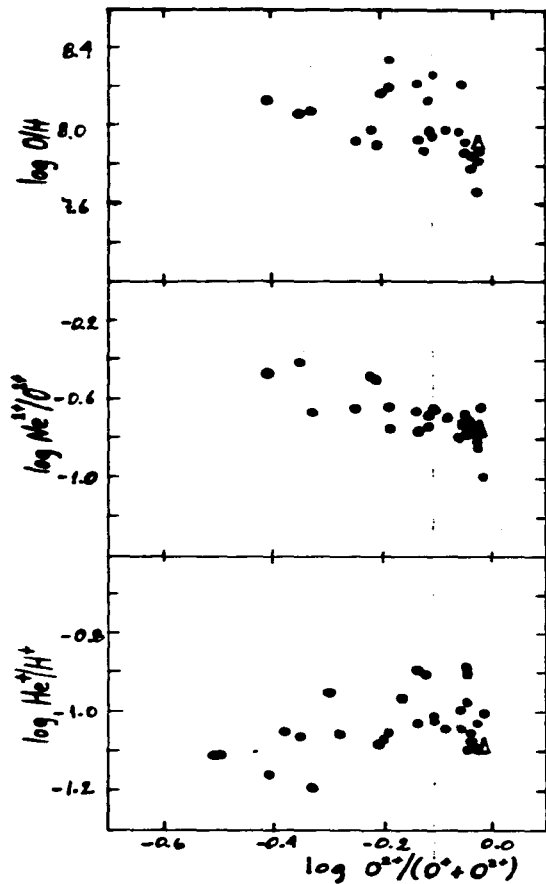


Figura V.5.a Abundancia de oxígeno en función del grado de excitación del objeto. No se encuentra ningún efecto sistemático.

Figura V.5.b Cociente Ne^{2+}/O^{2+} como función del grado de excitación de la GIII. Este cociente es menor en las regiones de baja ionización.

Figura V.5.c Relación entre la abundancia He^{+}/H^{+} y el grado de ionización de la GIII. No hay efectos sistemáticos cuando $O^{2+}/(O^{+} + O^{2+}) > 0.6$.

coeficiente de corrección que en la mayoría de los casos es mucho mayor que 1. Dado que el potencial de ionización del N^+ es de 14.53 eV y el del O^+ es de 13.614 eV, Peimbert et al. (1986) sugirieron que una expresión apropiada para determinar la abundancia de N sería:

$$\frac{N(N)}{N(O)} = \frac{N(N^+)}{N(O^+)} ; \quad V.9$$

esta expresión ha sido probada en el caso de la región H II en la Nebulosa de Orión, que por su extensión puede ser estudiada por zonas y así probar la validez de las expresiones de este estilo (Peimbert y Torres-Peimbert 1977). Por otro lado, las observaciones ultravioleta de regiones H II, que permiten detectar la línea (N III) $\lambda 1750 \text{ \AA}$, han corroborado este método para el cálculo de la abundancia de nitrógeno.

V.2.3 Neón.

La única línea visible del neón es (Ne III) $\lambda 3869$ que permite la determinación de la abundancia de Ne^{2+} . Los demás iones del Ne no son observables en el visible. Dada la similitud entre el potencial de ionización de los iones de oxígeno y neón, Peimbert et al. (1986) proponen la siguiente expresión para la determinación del neón:

$$\frac{N(Ne)}{N(O)} = \frac{N(Ne^{2+})}{N(O^{2+})} . \quad V.10$$

Esta expresión ha mostrado ser válida para el caso de regiones H II de alta excitación, pero no resulta apropiada para

el caso de baja ionización, ya que la reacción de transferencia de carga:



V.11

resulta ser eficiente en las condiciones de temperatura de las regiones H II y altera la abundancia de O^{2+} . Como no parece haber una reacción similarmente eficiente para el Ne^{2+} , la expresión V.10 se invalida en las zonas donde la transferencia de carga ocurre. Este fenómeno ha sido estudiado especialmente en las zonas externas de objetos extendidos de alta excitación como nebulosas planetarias y también en regiones H II galácticas, encontrándose que basta una fracción pequeña de H neutro ($\text{H}^0/\text{H}^+ \geq 0.02$) para que la reacción V.11 afecte de manera importante el cociente $\text{O}^{2+}/\text{Ne}^{2+}$ (Barker 1985 y referencias que allí se encuentran). Al mismo tiempo Vigroux *et al.* (1987) aseguran que, con base en modelos de excitación colisional, la expresión V.10 es válida excepto para regiones donde $\text{O}^{2+}/\text{O} \leq 0.20$. En la zona de alta excitación, cuando el O^{2+} se ioniza a O^{3+} , la expresión V.10 también se invalida por la diferencia de potencial del O^{2+} comparado con el del Ne^{2+} , pero las GHII estudiadas carecen de zonas de muy alta ionización.

Para las regiones estudiadas aquí, se aplicó la expresión VI.10 en todos los casos, ya que se trata de regiones de alta excitación y la zona de O^+ no es importante en estos objetos.

En la gráfica V.5.b se presenta la relación $\text{Ne}^{2+}/\text{O}^{2+}$ contra el grado de ionización de la región, $\text{O}^{2+}/(\text{O}^+ + \text{O}^{2+})$. No se encuentra una correlación importante para estas cantidades, especialmente para las regiones donde $\text{O}^{2+}/(\text{O}^+ + \text{O}^{2+}) > 0.50$, por lo que la relación V.10 parece ser válida en esta zona de la

gráfica. En la zona donde $O^{2+}/(O^+ + O^{2+})$ es menor que 0.50 se observa una ligera tendencia a que Ne^{2+}/O^{2+} sea mayor que el promedio, sin embargo los objetos de esta zona son pocos como para intentar extraer una conclusión definitiva al respecto. Por lo demás, las regiones H II de galaxias espirales que son de menor grado de excitación, no parecen mostrar este efecto. (Torres-Peimbert et al. 1989)

V.2.4 Helio

El único ión observable del He es He^+ a través de la línea de recombinación He I $\lambda 5876$. Las abundancias de He fueron calculadas con la expresión:

$$\frac{N(He)}{N(H)} = \frac{N(He^+)}{N(H^+)} \quad V.12$$

De ella se desprende que he considerado que no hay He^0 ni He^{++} en las regiones estudiadas. La ausencia de cantidades apreciables de He^{++} en estas regiones se deduce de que la línea He II $\lambda 4686$ no es detectable en la gran mayoría de los casos. Por otra parte los modelos de estructura de ionización predicen que, en estas regiones, el He solo se encuentra en la forma de He^+ y He^0 . Esto se debe a que las estrellas más calientes del cúmulo ionizante alcanzan temperaturas no mayores a los 60,000 K (Campbell 1988) que no es suficiente para que haya una cantidad importante de fotones con energía necesaria para ionizar el He^+ .

En relación al He^0 , considero que no hay cantidades importantes de este ión en estas regiones porque se trata, en general, de regiones de muy alto grado de ionización. Los modelos

Predicen que la zona de He^+ coincide o incluso es mayor que la zona de H^+ cuando la temperatura efectiva del cúmulo ionizante es mayor que 40,000 K (Stasińska 1982; Peña 1986, apéndice 3), por lo que, en estos casos, el $\langle C/f \rangle$ es 1 o ligeramente menor que 1. Sin embargo, los modelos en general representan una región ionizada por una única estrella o por un cúmulo que ioniza a una única región. En el caso de las GHII, lo que se observa, a través de una rendija de 2 segundos de arco, son zonas de la galaxia con tamaños de cientos de parsecs, que normalmente comprenden a varias regiones H II que se ven superpuestas. Se ha argumentado que en tales casos las zonas de baja ionización, que pueden contener una gran cantidad de He neutro, podrían estar afectando de manera importante la determinación de la abundancia total de He (Dinerstein y Shields 1986). Peña (1986, apéndice 3) realizó un estudio sobre la abundancia de He neutro en regiones complejas considerando el caso de regiones ionizadas por un cúmulo con gran cantidad de estrellas de $T_{\text{ef}} \leq 38,000$ y el caso de complejos formados por algunas regiones H II ionizadas por estrellas calientes y otras por estrellas frías. El resultado que se obtuvo es que la cantidad de He neutro es menor al 5 % siempre que la región de mayor excitación del complejo esté ionizada por estrellas de $T_{\text{ef}} \geq 45,000$ K, por lo que la utilización de la expresión V.12 es apropiada en la mayoría de los casos aquí estudiados.

Algunas GHII de la muestra presentan grados de ionización bajos ($\text{O}^{2+}/(\text{O}^{2+} + \text{O}^+) < 0.6$) y se espera que tengan una cierta cantidad de He^0 , en estos casos solo se dá un límite inferior para la abundancia total de He sin intentar utilizar algún $\langle C/f \rangle$

empírico. Esto es debido a que las formulaciones semi-empíricas que se encuentran en la literatura para el α que corrige por la probable presencia de He^0 en regiones de bajo grado de ionización (Vilchez y Pagel 1988 y referencias allí listadas), han resultado bastante controverziales y poco confiables.

La figura V.5.c representa el comportamiento de la abundancia de He en función del grado de excitación de la región. Se encuentra que el cociente He/H no depende de la excitación excepto en los casos en que $Q^{2+}/(O^{+} + Q^{2+})$ es menor que 0.60. Esto permite concluir que no habría cantidades importantes de He neutro en las zonas de alta excitación. Los objetos que parecen tener cantidades importantes de He^0 no serán considerados en los estudios posteriores de abundancias y sus relaciones.

V.3 Discusión de las abundancias obtenidas.

Las abundancias totales calculadas por estos métodos se han listado en la Tabla V.1. Para algunos de los objetos no fue posible calcular todas las abundancias porque no fueron observadas las líneas que se requieren. En la tabla se incluyen los errores estimados en la determinación de las abundancias.

Una discusión exhaustiva del comportamiento de las abundancias totales de los elementos se presenta en el capítulo VIII. A continuación se discuten las posibles fuentes de error en la determinación de estas.

La precisión en la determinación de las abundancias de los elementos pesados depende de:

1.- la precisión con que se determina la intensidad de las líneas que se usan en el cálculo de las abundancias iónicas. Los errores son mayores para líneas muy débiles, es decir en el caso en que $\log I(\lambda)/I(H\beta) \ll 1.0$.

2.- la precisión con que se determina la temperatura electrónica. Para las GHII esta determinación es mejor que para otras regiones H II extragalácticas, por tratarse de zonas de alta excitación.

3.- la precisión de los parámetros atómicos utilizados para la determinación de abundancias iónicas. Zamorano y Rego (1985) han encontrado diferencias de hasta un factor de 2 al determinar abundancias usando distintas estimaciones de los parámetros atómicos.

4.- La precisión también es afectada por la posible combinación de las distintas regiones H II que pueden estar superpuestas en la rendija de observación. Esto dificulta la interpretación de los datos observados y el esquema de correcciones por medio del $i(c_f)$.

La estimación de errores de la Tabla V.1 pretende tomar en cuenta todas estas fuentes de error.

CAPITULO VI

RELACIONES ENTRE LAS LINEAS EN EMISION

VI.1 Búsqueda y análisis de las relaciones entre las líneas en emisión y las condiciones físicas del gas emisor.

En los capítulos anteriores, se detallaron los procedimientos empleados para la derivación de las condiciones físicas y la composición química del gas ionizado a partir de las líneas en emisión. Se hizo notar que el análisis de una región solo puede ser completo si se detectan y se miden las líneas necesarias para la determinación de la temperatura y densidad electrónicas y se discutió el hecho de que, en general, las observaciones son parciales y un cierto número de propiedades del gas deben deducirse de modelos teóricos o de aproximaciones semi-empíricas.

Un ejemplo de esto es el hecho de que la determinación de la temperatura electrónica depende de la detección y medición de líneas muy débiles (en general $10 III \lambda 4363/H\beta \ll 0.10$) las cuales no siempre son detectables. Este parámetro es fundamental para la derivación de las abundancias iónicas por lo que debe estimarse mediante el uso de métodos empíricos.

Por otro lado en algunos casos ocurre que los iones predominantes de algún elemento no presentan líneas en el intervalo observable de longitudes de onda y se necesita usar factores de corrección semiempíricos para deducir las abundancias de los iones no observables (ver por ejemplo el capítulo V). De

ahí entonces que se busquen métodos indirectos que permitan relacionar las características de las líneas en emisión con las propiedades del gas.

Las características espectrales que se observan en regiones fotoionizadas (intensidades y cocientes de líneas, anchos equivalentes y continuo) varían de objeto a objeto dependiendo de parámetros tales como las abundancias químicas, la densidad del medio y las propiedades del cúmulo ionizante. En esta sección se intentará entender la morfología de los espectros de las GHII y buscar las correlaciones básicas entre las características de las líneas espectrales y algunos parámetros que sean representativos de las propiedades físicas de las regiones emisoras. Las correlaciones que logren encontrarse permitirán hacer estimaciones de las características de una GHII cuando no se dispone de observaciones completas para su análisis.

Para esto hay que analizar cuales son estos parámetros fundamentales. Ya mencionamos el hecho de que las condiciones físicas de gas, y en particular la temperatura, son factores determinantes en la intensidad de la emisión de las líneas de excitación colisional. Otro factor importante es la composición química del gas y el grado de ionización en que se encuentre. Se sabe que la intensidad de una línea, relativa a $H\beta$, debe crecer con la abundancia del elemento que la produce, sin embargo la relación entre la intensidad de una línea y la abundancia no es directa.

Además de lo mencionado anteriormente se tiene que las características de la radiación ionizante determinan muchas propiedades del gas como, por ejemplo, el grado de ionización de

los elementos y el tamaño de la zona emisora, caracterizado por el radio de Strömgren R_s . Estas características quedan definidas, básicamente, por dos parámetros. Uno de ellos es la temperatura efectiva de las estrellas ionizantes, T_{ef} , que en principio determina la distribución espectral de la radiación ionizante y el otro es el parámetro de ionización, U , que puede definirse como el flujo promedio de fotones ionizantes por partícula en el gas dentro de la esfera de Strömgren. Este parámetro encierra propiedades geométricas de la región y propiedades del cúmulo ionizante y se define como:

$$\langle U \rangle = \frac{N(\text{Lym})}{4 \pi R_s^2 N_e c} ; \quad \text{VI.1}$$

donde $N(\text{Lym})$ es el número de fotones emitidos por el cúmulo ionizante en el continuo de Lyman, R_s es el radio de la esfera de Strömgren, N_e es la densidad electrónica del gas y c es la velocidad de la luz.

Reemplazando en la expresión VI.1 la fórmula para el radio de Strömgren se encuentra que el comportamiento de U está dado por:

$$U = (N(\text{Lym}) N_e f^2)^{1/3} . \quad \text{VI.2}$$

Aquí, f es el factor de llenado, definido como la relación entre el volumen que está lleno de gas y el volumen total de la región ionizada.

Desde hace varias décadas, se han buscado correlaciones entre las intensidades, los anchos equivalentes y los cocientes de las líneas observables con las características físicas de la

región, especialmente con las abundancias químicas y las propiedades del cúmulo de estrellas ionizantes. Una aplicación de estas correlaciones, entre cocientes de líneas y mecanismos de excitación de la región, se utilizó en la sección III, al separar las GHII de las galaxias de tipo activo mediante las características de algunas líneas de excitación colisional. A continuación reseñaremos algunos de los trabajos en los que se han buscado métodos semiempíricos para la determinación de parámetros físicos de las regiones H II extragalácticas.

En 1971, Searle sugirió que las características de las regiones H II extragalácticas podían ser ordenadas en secuencias que dependían de un único parámetro. Searle dedujo que tal parámetro era el índice de excitación, definido como la intensidad de la línea (O III) $\lambda 5007$, relativa a H β . Esto abrió camino a una serie de trabajos posteriores que buscaban mejores parametrizaciones de las características de las regiones H II.

Allain et al. (1979) consideraron que el parámetro $(\text{O II})/(\text{N II})^{(1)}$ (de aquí en adelante se usará la nomenclatura definida al pie de la página a menos que se señale explícitamente otra cosa) era el mejor índice para caracterizar ciertas propiedades de las regiones H II extragalácticas.

Posteriormente, en una serie de trabajos, Pagel y sus colaboradores discuten este tema y logran resultados importantes. Pagel et al. (1979) encontraron que la temperatura electrónica y la abundancia de oxígeno de una región está mejor correlacionada

(1)

Nomenclatura que se empleará de este capítulo en adelante:
(O II) \equiv I($\lambda 3727$), (O III) \equiv I($\lambda 4959$) + I($\lambda 5007$), (N II) \equiv I($\lambda 6584$), (Ne III) = I($\lambda 3689$), (S II) \equiv I($\lambda 6717$) + I($\lambda 6731$).

con el parámetro $([O II] + [O III])/H\beta$ que con $[O III]/\lambda 5007$, ya que este último es muy sensible a las variaciones geométricas de la región y a la T_{ef} de las estrellas del cúmulo ionizante. Pagel *et al.* (1979) encuentran que $([O II] + [O III])/H\beta$ crece monótonicamente cuando el oxígeno decrece desde un valor igual a 3 veces la abundancia solar hasta 1/6 de este valor (el valor adoptado para la abundancia solar es $\log(O/H)_{\odot} = -3.18$ de acuerdo a los trabajos de Lambert (1978) y Lambert y Luck (1978)). Por lo tanto este parámetro puede ser empleado como un buen indicador de la abundancia de oxígeno de la región, en el intervalo de abundancias mencionado. Si se toma en cuenta que el oxígeno representa el 45%, por masa, de los elementos pesados y que las abundancias de los otros elementos, relativas a oxígeno, no varían de manera importante entonces el $[O II] + [O III]$ puede ser considerado un buen "índice de metalicidad" de la región. De aquí en adelante nos referiremos al parámetro $([O II] + [O III])/H\beta$ como "índice de metalicidad".

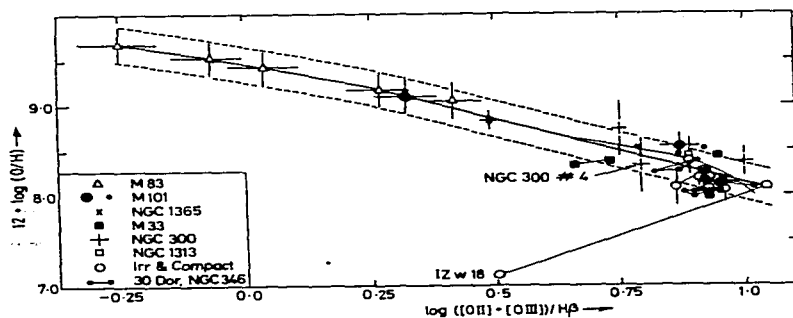


Fig. VI.1 Comportamiento de $\log O/H$ en función de $\log ([O II] + [O III])/H\beta$, tomada de Pagel *et al.* (1979)

En la figura VI.1 se reproduce la gráfica 1c de Pagel *et al.* (1979) donde se observa el comportamiento del índice de metalicidad con la abundancia de oxígeno. Pagel *et al.* hacen notar que la suma de las intensidades de las líneas de oxígeno, $(I_{O III} + I_{O III\lambda})/H\beta$, no puede aumentar indefinidamente al disminuir O/H , sino que, al llegar aproximadamente a 0.20 del valor solar este cociente debe empezar a decrecer con O/H decreciente. De esta manera la relación $(I_{O III} + I_{O III\lambda})/H\beta$ vs. O/H es una relación bi-valuada. Para el caso de muy baja metalicidad, la emisión de fotones Ly producidos en la recombinación del hidrógeno empieza a jugar un papel importante en el enfriamiento de la región, ya que la abundancia de elementos pesados resulta demasiado baja para constituir un enfriador eficiente.

En la figura VI.1, la calibración O/H vs. $\log (I_{O III} + I_{O III\lambda})/H\beta$ hecha por estos autores, para la zona de muy baja metalicidad está basada en las observaciones de I Zw 18, que a la fecha es la región H II extragaláctica de menor metalicidad conocida (Davidson y Kinman 1985; Dufour *et al.* 1988). Recientemente Skillman *et al.* (1989) han logrado detectar regiones H II de metalicidad comparable a la I Zw 18 en una muestra de galaxias enanas del Grupo Local. Con estos objetos han llenado el vacío que había para objetos con $\log O/H$ entre 7.2 y 7.6 y han corroborado el comportamiento de la gráfica en la zona de baja metalicidad.

En 1981, Stasinska *et al.* estudiaron las bases físicas para las correlaciones antes mencionadas, con base en modelos de estructura de ionización, y encontraron que el cociente $(I_{O III} + I_{O III\lambda})/H\beta$ es el parámetro más apropiado para representar la

abundancia química de una región, corroborando el trabajo de Pagel y sus colaboradoras. La relación empírica entre la abundancia de oxígeno y la intensidad de las líneas obtenida por el grupo de Pagel (Figura VI.1), ha sido muy utilizada para derivar la metalicidad de las regiones H II de los brazos espirales de las galaxias vecinas, en donde la metalicidad está en el rango entre 0.2 y 3 veces el valor solar. Estas regiones tienen, en general, una temperatura electrónica menor que 10000 K, por lo que las líneas que se usan en el diagnóstico de la temperatura resultan muy débiles y no pueden ser detectadas observacionalmente. Esta relación ha sido revisada en trabajos posteriores (McCall et al (1985); Torres-Peimbert et al. (1989); etc.) y la calibración hecha inicialmente por Pagel et al. ha sido afinada. Recientemente Skillman (1989) ha recalibrado la relación O/H vs. $([O III] + [O III]) / H\beta$ para la zona con $\log O/H < 7.8$, esta calibración está basada en un ajuste por mínimos cuadrados para los objetos con datos observacionales confiables que correspondan a esa zona. En todos estos trabajos se ha corroborado el comportamiento de la relación reportado por Pagel et al.

En sus estudios sobre regiones H II gigantes localizadas en los brazos de las galaxias espirales (de aquí en adelante serán llamadas RHIE), McCall et al. (1985) encuentran que algunos de los cocientes de líneas de excitación colisional, como $(S III / [O III], [N II] / [O II], \text{etc.})$, constituyen una secuencia mono-paramétrica, que permite ordenar a las regiones H II. Un "análisis de la componente principal" les permitió identificar este parámetro con el índice de metalicidad, $([O III] + [O III]) / H\beta$. Por otra parte McCall et al. encuentran que algunas

cantidades observables, que dependen también de la medición del continuo, como el ancho equivalente de $H\beta$, $W(H\beta)$, requieren de más de un parámetro para poder definir una secuencia.

(y otros autores (Edmunds y Pagel 1978; Melnick y Terlevich 1981; etc.) habían señalado que algunas de las propiedades espectrales de las regiones H II extragalácticas constituyen una secuencia dependiente de más de un parámetro. En particular Dottori (1981), Copetti, Pastoriza y Dottori (1986), y Dottori (1986), Dottori y Copetti (1989) han encontrado una calibración de la edad de una región H II basada en el ancho equivalente de $H\beta$ y el cociente $(O III)/H\beta$. Esta relación proviene del hecho de que el cúmulo estelar ionizante produce cada vez menos fotones ionizantes a medida que las estrellas más masivas empiezan a dejar la secuencia principal y evolucionan hacia la fase de estrellas gigantes. La temperatura efectiva del cúmulo también disminuye debido a la evolución de las estrellas más masivas. Esto va modificando la estructura de ionización de la región y la relación entre la intensidad de las líneas y el continuo. Es decir, el estado evolutivo del cúmulo ionizante afecta la intensidad de las líneas en emisión y el ancho equivalente de las mismas, por lo que las características de las regiones H II extragalácticas dependen de la edad del cúmulo de estrellas ionizantes y no solo de la metalicidad del gas. Estos autores, por lo tanto, consideran inadecuado utilizar exclusivamente el índice $\log ((O III) + (O II))$ como indicador de metalicidad.

En el caso de las GHII y en general para las regiones que presentan una abundancia de oxígeno alrededor de $\log O/H \cong 8.0$, se

encuentra que el índice mencionado no representa un buen indicador de metalicidad ya que estamos justo en la zona de cambio de régimen de enfriamiento. La figura VI.1 muestra que, para esta abundancia, la intensidad de las líneas de oxígeno llega a su máximo valor y nuevamente decrece al pasar a valores menores de la abundancia. En la figura VI.2 presentamos el diagrama O/H vs. $([O III] + [O III]) / H\beta$ para la muestra de objetos de este trabajo. Esta vez hemos incluido, en la parte inferior de la curva, la calibración que hizo Skillman (1989) para la zona correspondiente a $\log O/H < 7.8$. Se encuentra que tanto la calibración de Pagel *et al.*, para la rama superior, como la calibración de Skillman para la rama inferior, producen un error de hasta 0.6 dex para los objetos que están en la transición. Por lo tanto, hay que buscar, para esta zona del diagrama ($\log O/H = 8.0 \pm 0.2$), otros parámetros que sean indicativos de la metalicidad.

VI.2 Las relaciones entre las líneas de las GHII

En esta sección se analizará el comportamiento de las líneas en emisión de las GHII de este trabajo, con el objeto de poner en evidencia algunas correlaciones básicas entre ellas. En todas las gráficas que se analizan hemos incluido los datos de la región H II NGC 2363, que se encuentra en la galaxia irregular NGC 2366. Estos datos fueron publicados por Peimbert *et al.* (1986) y el trabajo se reproduce en el Apéndice 2. Esta es una de las GHII más brillantes que se pueden observar, por lo que los datos obtenidos para este objeto son de muy buena calidad y contienen información incluso de líneas débiles que no son

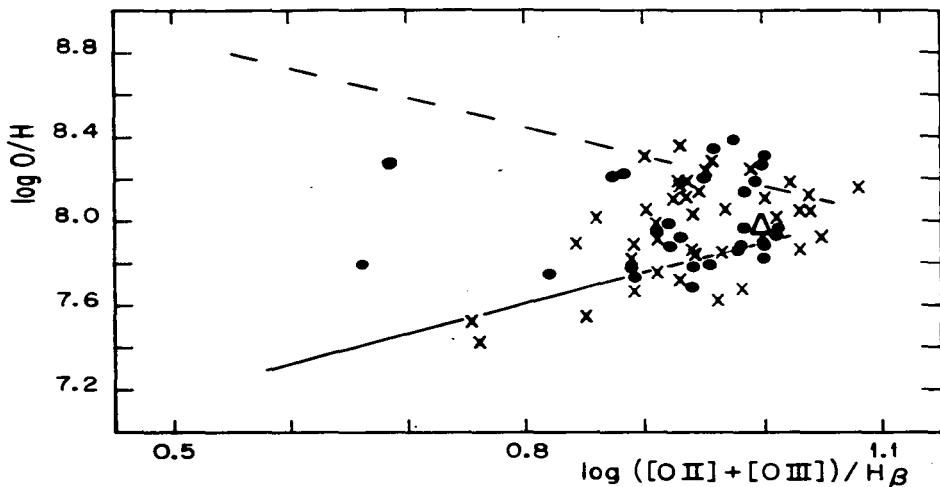


Figura VI.2 Se muestra la relación entre O/H y el índice de metalicidad para los objetos de este trabajo y los de Campbell *et al.* (1986). La línea quebrada es la calibración de Pagel *et al.* (1979) para la rama superior y la línea sólida es la calibración de Skillman (1989) para la rama inferior del diagrama. Las x son objetos de Campbell *et al.* (1986) y las ● representan las GHII de este trabajo.

detectables en otros objetos del mismo tipo.

A veces usaremos datos adicionales de otros autores para enfatizar ciertos aspectos. En particular usaremos los datos observacionales presentados por Campbell *et al.* (1986). Estos autores presentan datos espectrofotométricos de 32 GHII y en este trabajo se han usado las intensidades de las líneas de estos objetos para recalcular las condiciones físicas y abundancias químicas del gas con la misma base de datos atómicos que en el caso de los objetos del relevamiento Calán-Tololo. De esta manera se ha obtenido una muestra más amplia de objetos. Los datos calculados para estos objetos se presentan en la Tabla 1 del Apéndice 4.

VI.2.1 El diagrama de excitación de las GHII

En la figura VI.3.a se grafica el comportamiento de $I(O\ III)/H\beta$ como función de $I(O\ IIII)/H\beta$ para los objetos del relevamiento Calán-Tololo y los objetos de Campbell *et al.* En la figura se ha incluido la zona que ocupan las RHIE estudiadas por McCall *et al.* (1985). La secuencia de modelos derivada por estos autores, para estas regiones, se representará por un trazo continuo. Esta secuencia fué ajustada para reproducir las observaciones de las RHIE. Se construyó con un parámetro de ionización fijo, con valor de $U = 0.0014$, y una parametrización de la temperatura efectiva del cúmulo de estrellas ionizantes basada en la metalicidad. A menor metalicidad mayor temperatura efectiva de las estrellas excitadoras y mayor grado de ionización de la región (ver tabla 11 de McCall *et al.*).

En la figura VI.3.a se encuentra que las GHII son el extremo de alta excitación de las RHIE. En ellas $\log I_{O III}/H\beta$ vá en aumento hasta llegar a un valor máximo de, aproximadamente, 1.0 y se mantiene en este valor en tanto que el $\log I_{O II}/H\beta$ alcanza un valor máximo alrededor de 0.6 y comienza a decrecer abruptamente. Las GHII, por lo tanto, presentan $I_{O III}/H\beta$ mayor que las RHIE y muestran un amplio rango de valores para el cociente $I_{O II}/H\beta$.

El hecho de que por lo menos hasta $\log I_{O III}/H\beta \cong 1.0$ haya una relación estrecha entre las líneas de ambos iones de oxígeno lleva a concluir que las regiones estudiadas están acotadas por ionización, ya que, en el caso de que estuvieran acotadas por densidad (esto es, si fueran ópticamente delgadas a la radiación ionizante de hidrógeno) se esperaría un valor de $I_{O III}$ azaroso que no tendría que correlacionarse con $I_{O II}$.

Por otra parte, la secuencia de los modelos que se ajustan a las propiedades de las RHIE no reproduce las observaciones de la zona de las GHII. En la zona de alta excitación, la curva presenta un cambio brusco de pendiente al llegar a $\log I_{O III} \cong 1.0$ y tanto $I_{O II}/H\beta$ como $I_{O III}/H\beta$ decrecen después de este punto. Este comportamiento de los modelos se debe a que en esta zona del diagrama, que corresponde a las regiones de menor metalicidad, hay un cambio en el régimen de enfriamiento de la región; antes del quiebre el enfriamiento es debido a las líneas de excitación colisional, especialmente las de $I_{O III}$, pero al disminuir sustancialmente el oxígeno, las líneas de O se debilitan, pese al aumento de temperatura, y ya no constituyen el principal enfriador. En esta zona la emisión de

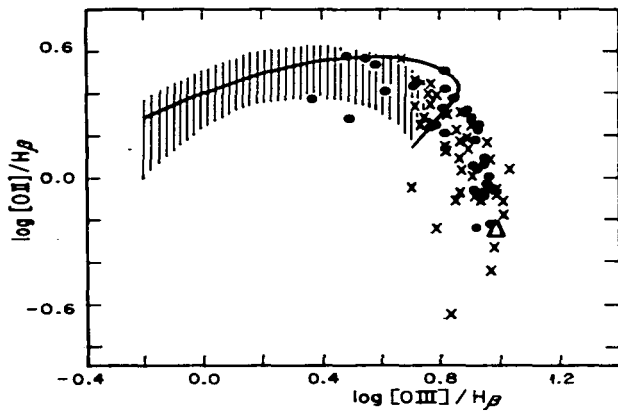


Figura VI.3.a Diagrama de excitación para las GHII. La zona sombreada es la zona de las RHIE y la línea sólida muestra la secuencia de modelos de Mc Call *et al.* para estos últimos objetos.

fotones Ly α y de otras líneas de recombinación empieza a ser muy importante para el enfriamiento de la región.

Para relacionar el diagrama de excitación de las GHII con parámetros físicos de la región, hemos redibujado el diagrama incluyendo en la gráfica varios modelos hechos por Campbell (1988) que constituyen una red de modelos calculados con distintas abundancias de elementos pesados, temperatura efectiva y parámetros de ionización. Esto se presenta en la figura VI.3.b. Se ha escogido aquí la red de modelos de Campbell por ser más completa que la de otros autores. Esto permite una comparación mejor de las observaciones con un conjunto homogéneo de modelos. Otras redes de modelos con las cuales se podría comparar son la de Stasińska (1980, 1982), la de Evans y Dopita (1985) y la de Skillman (1989). Las conclusiones serían similares en todos los casos.

En la figura VI.3.b los modelos se presentan en secuencias en las cuales se mantienen fijas la abundancia O/H y la temperatura efectiva del cúmulo de estrellas ionizantes mientras se varía el parámetro de ionización entre 0.001 y 0.1. Los modelos muestran que $[O III]$ es muy sensible a U , para valores menores 0.01 en tanto que $[O II]/H\beta$ es dependiente de U para valores mayores que 0.01. Además se encuentra que las predicciones de las secuencias de modelos son poco sensibles a la T_{ef} cuando $\log O/H \leq 8.0$. De la figura VI.3.b también se deduce que en la muestra de objetos que se analizan no hay GHII ionizadas por cúmulos con estrellas de $T_{ef} \geq 50,000$ K y abundancia $\log O/H \geq 8.4$.

Al comparar la predicción de los modelos con el comportamiento observacional se encuentra que la mayoría de las

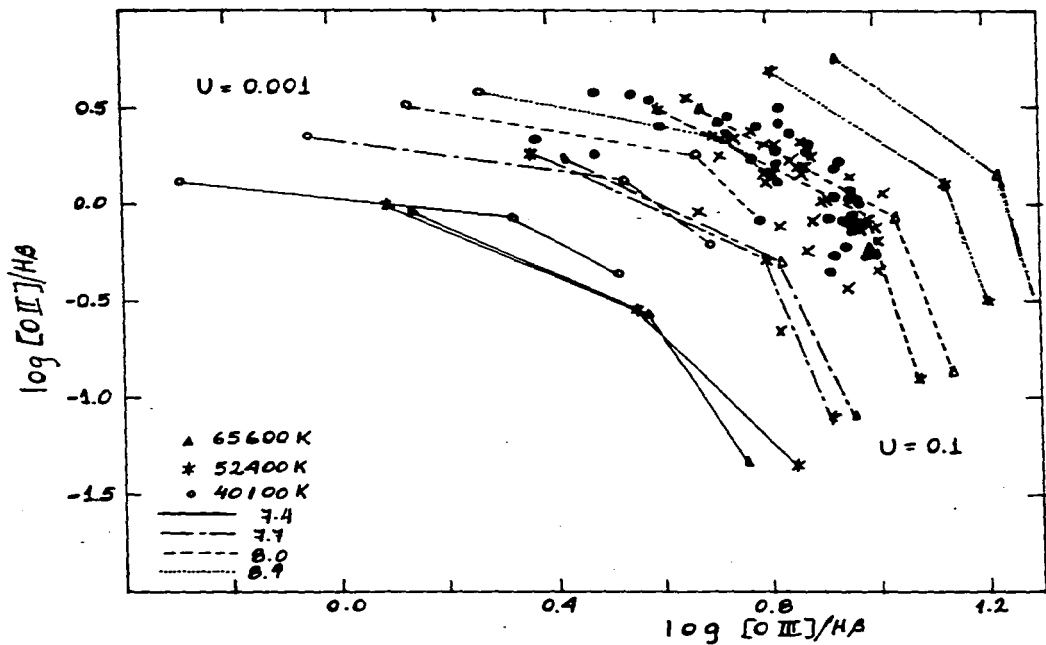


Figura VI.3.b Diagrama de excitación. Se han incluido los modelos de la red presentada por Campbell (1988). La abundancia O/H y la T_e de cada modelo están señalados. Los modelos de presentan en secuencias donde el parámetro de ionización crece de 0.001 hasta 0.1

GHII quedan bien representadas por modelos con abundancia $\log O/H \geq 8.0$ y temperaturas efectivas del orden o mayores que 50,000 K, en donde el parámetro de ionización varía de 0.001 a 0.01. Algunas de las GHII se ajustan mejor a modelos con una abundancia menor o menor T_{ef} y más alto U: no se puede distinguir entre estos dos efectos en esta gráfica. Las GHII parecen constituir una secuencia cuyas características espectrales se ordenan siguiendo una curva con $T_{\text{ef}} \geq 50,000$ K y un parámetro de ionización creciente. De aquí se desprende que la secuencia de McCall *et al.* no se ajusta a las observaciones de estos objetos porque fué construida con un parámetro de ionización fijo.

VI.2.2 La relación entre las líneas de oxígeno y la temperatura electrónica.

a) Comportamiento del índice de excitación con la temperatura

En la figura VI.4.a se muestra el comportamiento del índice de excitación, $[O III]/[O III]$, con la temperatura electrónica, t_e (10^4 K). Se encuentra una clara correlación que muestra que t_e disminuye al aumentar $[O III]/[O III]$. Es decir mientras más baja es la excitación de la región es menor su temperatura electrónica. La dispersión en la correlación es menor para las regiones de mayor excitación.

Una comparación de esta correlación con la red de modelos (figura VI.4.b) permite comprobar que las diferencias de t_e entre las distintas regiones es debida fundamentalmente a un efecto de abundancia de elementos pesados, en el sentido de que a menor

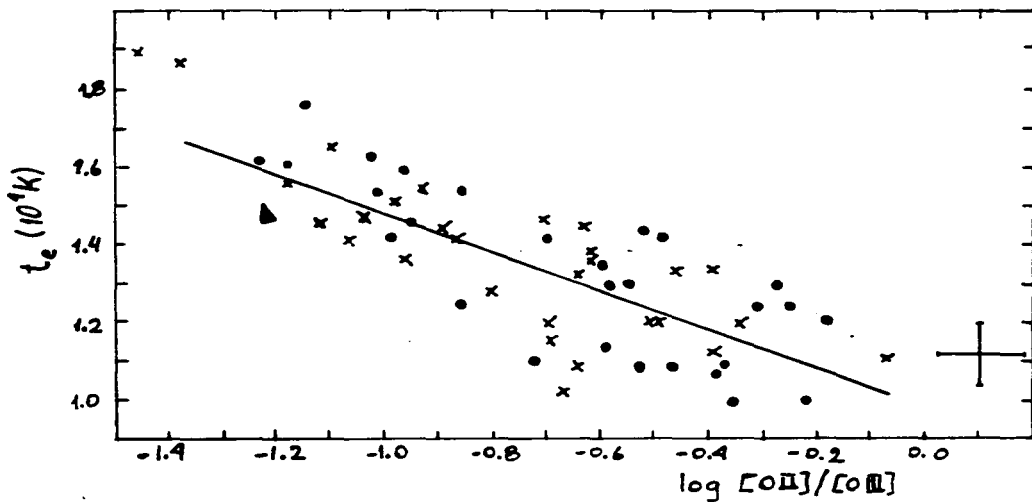


Figura VI.4.a Relación entre la temperatura electrónica y el índice de excitación. Se indica el mejor ajuste para los datos. Los símbolos tienen el mismo significado que en la figura VI.2.

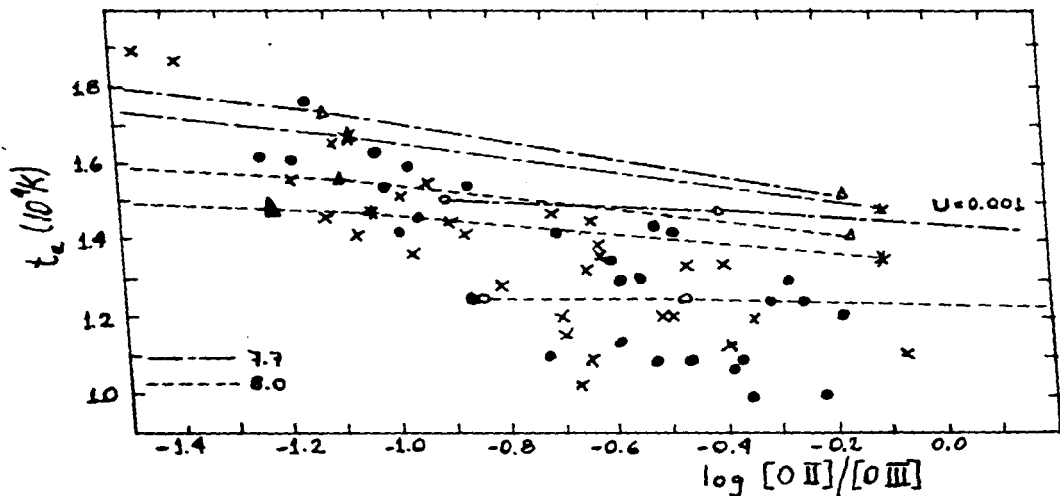


Figura VI.4.b Relación entre T_e y el índice de excitación. Se han incluido los modelos de Campbell (1988). Se señalan las abundancias y el parámetro de ionización de los modelos. Los símbolos tienen el mismo significado que en la figura VI.4.a.

metalicidad t_e es mayor, aunque t_e también muestra una pequeña dependencia en la temperatura efectiva de las estrellas ionizantes y, para muy bajas abundancias, varía levemente con U . Por otro lado, las diferencias de índice de excitación se deben preferentemente a cambios en el parámetro de ionización. Las regiones con mayor U presentan una mayor excitación. La correlación entre temperatura e índice de excitación muestra que las GHII comparten con las regiones H II de galaxias espirales la propiedad de que tienen una mayor excitación a menor metalicidad. Un resultado de la figura VI.4.b es que los modelos con $T_{\text{eff}} \geq 50,000$ K y $U \ll 0.01$ pueden descartarse para las GHII de esta muestra.

La relación t_e vs. $\log (O \text{ III})/(O \text{ III})$ podría usarse para determinar la temperatura de regiones en las que la línea $(O \text{ III}) \lambda 4363$ no se haya medido. El ajuste por mínimos cuadrados de esta relación es:

$$t_e (10^4 \text{ K}) = -0.49 \log (O \text{ III})/(O \text{ III}) + 1.00, \quad \text{VI.3}$$

con un índice de correlación de 0.5 y una dispersión en t_e de 0.3. Aunque esta correlación pueda usarse para la determinación de t_e , hemos encontrado una mejor relación entre t_e y $(O \text{ III})/H\beta$ que se describirá más adelante.

b) [O II] y [O III] como función de la temperatura electrónica

El comportamiento de la intensidad de los cocientes de [O III]/H β y [O III]/H β con t_e y la comparación con las predicciones de la red de modelos se presenta en las gráficas VI.5 y VI.6.

En la figura VI.5.a, pese a que hay bastante dispersión, se encuentra que la temperatura electrónica disminuye a medida que el cociente [O III]/H β vá aumentando, en concordancia con lo encontrado en la figura VI.4. Este comportamiento es el inverso del comportamiento que se obtiene para la emisividad de la línea, que crece con la temperatura (ver figura V.1).

En la figura VI.5.a la anticorrelación entre t_e y [O III]/H β es tan nítida que puede ser usada para la determinación de la temperatura electrónica a partir de la intensidad de [O III]. El ajuste por mínimos cuadrados de esta relación, para los datos de Calán-Tololo y Campbell *et al.*, es:

$$t_e \cdot 10^4 \text{ K} = -0.62 \log [\text{O III}]/\text{H}\beta + 1.43, \quad \text{VI.4}$$

con un coeficiente de correlación de 0.70 y una dispersión en t_e de 0.22. La correlación es mejor para los objetos de la zona de alta t_e y representa una manera rápida de obtener una estimación de la temperatura electrónica para este tipo de objetos.

La disminución de [O II] con t_e se debe a una disminución de la abundancia iónica O⁺ con la temperatura electrónica. Esto es un reflejo de que se encuentra una mayor excitación de la región ionizada en regiones de menor metalicidad.

De la comparación de este diagrama con las predicciones de la red de modelos (figura VI.5.b) vemos que podemos descartar

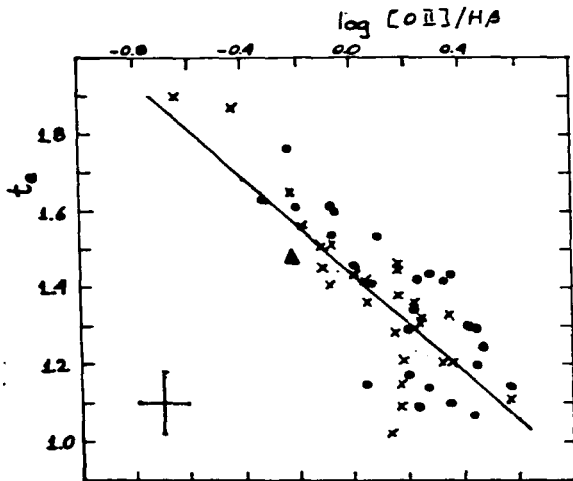


Figura VI.5.a La relación entre la temperatura electrónica y $\log [O II]/H\beta$. Se presenta el mejor ajuste para los datos. Los símbolos tienen el mismo significado que en la figura VI.2.

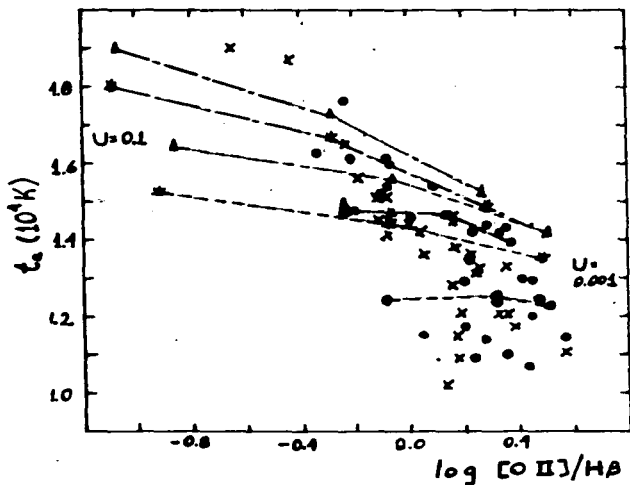
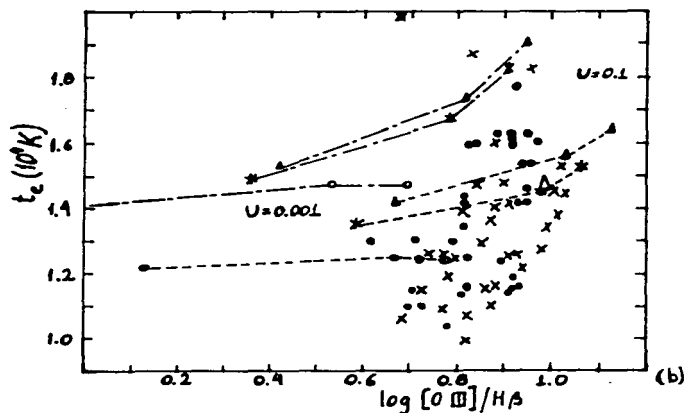
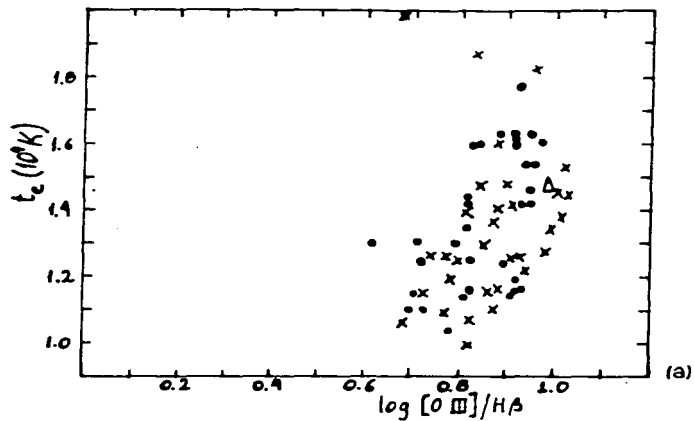


Figura VI.5.b. El mismo diagrama anterior. Se han incluido algunos de los modelos de Campbell (1988), con la misma simbología que en la gráfica VI.2. Se encuentra que los modelos con $U = 0.1$ no representan el comportamiento observacional de las GHII de esta muestra.

los modelos con $U \cong 0.1$. La zona en que se ubican los objetos corresponde a un valor de U entre 0.01 y 0.001, excepto en el caso de regiones ionizadas por estrellas con $T_{ef} \cong 40,000$ K cuyo comportamiento se mimetiza con el de los modelos de más alta T_{ef} y menor U .

En el caso del [O III] vs. t_{\bullet} (figura VI.6.a) se encuentra que el diagrama presenta una gran dispersión y tiene una envolvente que acota la zona de alta excitación. Esta envolvente es real y no se debe a un efecto de selección ya que si hubiera objetos de mayor excitación y brillo, estos hubieran sido observados en las búsquedas de GHII, tanto en la de Campbell *et al.* como en la de Calán-Tololo. En esta envolvente la intensidad de $\log [O III]/H\beta$ llega al valor máximo 1.03 para $t_{\bullet} \cong 1.40$ y se mantiene ahí hasta $t_{\bullet} \cong 1.80$. Al seguir aumentando la temperatura electrónica, el cociente $[O III]/H\beta$ decrece como consecuencia de la baja abundancia de oxígeno. Las GHII que definen la envolvente son los objetos que, para una abundancia dada tienen el mayor grado de ionización posible. Por lo tanto corresponden a los objetos más jóvenes de la muestra en el sentido de que serían los que estarían ionizados por un cúmulo estelar con la mayor temperatura efectiva posible. Esto los hace interesantes para el estudio de la Función de Masas Iniciales.

En la figura VI.6.b se presenta una comparación entre las observaciones y los modelos para el diagrama t_{\bullet} vs. $[O III]/H\beta$. En este caso se encuentra que, cuando $t_{\bullet} \leq 1.55$, los modelos que mejor se ajustan a los datos corresponden a estrellas con $T_{ef} \geq 50,000$ K y U entre 0.001 y 0.01. Dentro de esta muestra no se encuentran objetos que correspondan a modelos con estrellas más frías ($T_{ef} \cong$



Figuras VI.6.a y b. Se presenta el comportamiento de t_e con $\log [O III]/H\beta$. En la figura b se han incluido algunos de los modelos de Campbell. Los símbolos son los mismos que en las figuras anteriores. Los modelos con $U = 0.001$ no representan los datos observacionales; igualmente los modelos con $T_{ef} = 40,000$ K y $\log O/H < 7.7$ quedan descartados.

40,000 K) y $U \leq 0.01$. Probablemente esta ausencia es debida a un efecto de selección ya que tales objetos serían de baja excitación y bajo brillo superficial, por lo que no se habrían incluido en la muestra.

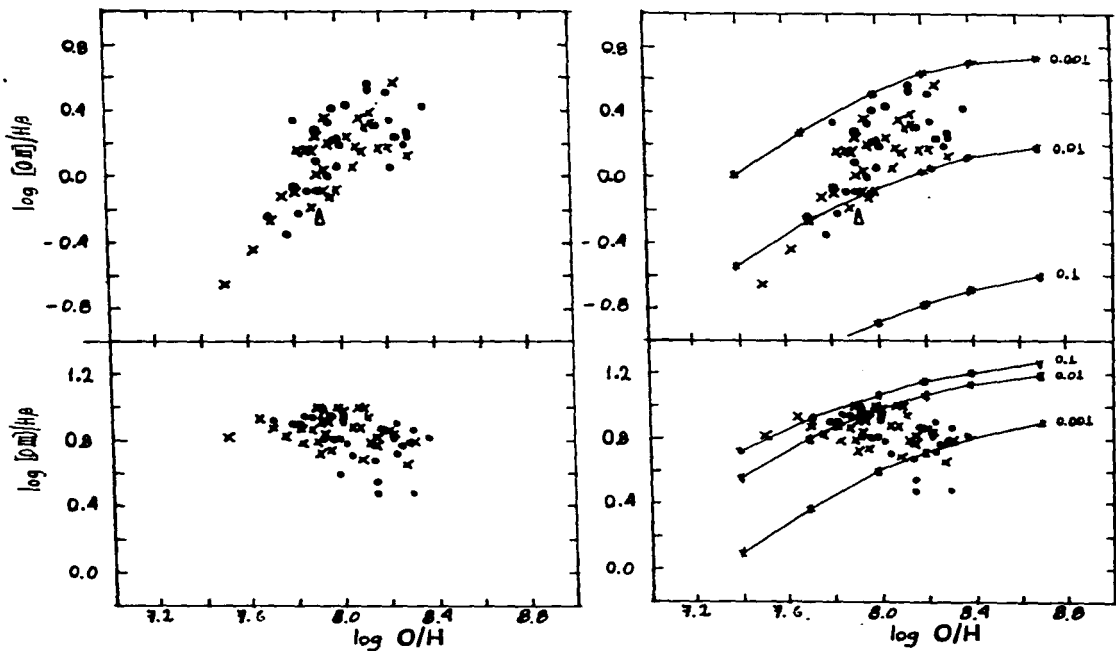
Por otra parte para la zona de $t_e \geq 1.55$, que es la zona de objetos de menor metalicidad, se pueden descartar los modelos con $U \leq 0.01$ y las temperaturas efectivas bajas. Las GHII de menor metalicidad de la muestra corresponden a regiones ionizadas por estrellas de $T_{\text{ef}} \geq 50,000$ K y con alto U .

A continuación se discutirán las relaciones entre las líneas de O y la abundancia para reafirmar lo dicho anteriormente.

Dado que la t_e de una región es una función muy dependiente de la abundancia de oxígeno (ver sección VII.1) y hemos encontrado una correlación entre la intensidad de las líneas de oxígeno y la temperatura electrónica, es de esperarse que esta correlación pueda reencontrearse al estudiar el comportamiento de los cocientes $[O II]/H\beta$ y $[O III]/H\beta$ con O/H. Este comportamiento se presenta en las figuras VI.7.a y b.

Como un reflejo de la correlación encontrada entre $[O III]/H\beta$ y t_e , vemos que $[O II]/H\beta$ se correlaciona con O/H de manera que estadísticamente se puede utilizar esta relación para estimar la abundancia de oxígeno si puede medir el cociente $[O III]/H\beta$. Esta estimación da una precisión de 0.2 dex para los objetos con $O/H < 8.0$ y una precisión mucho más pobre de 0.4 dex para los objetos con $\log O/H \geq 8.0$. En esta última zona la calibración de la abundancia basada en el índice de metalicidad de Pagel *et al.* es más confiable.

De la comparación del diagrama con la red de modelos se



Figuras VI.7.a y b. Relación entre las intensidades de las líneas de oxígeno y la abundancia O/H. En la figura b se incluyen modelos de Campbell con $T_{ef} = 52.400$ K y distintos valores para U.

reobtiene la fuerte dependencia de $(O III)/H\beta$ con el parámetro de ionización y se pueden descartar los modelos con $U \geq 0.1$, ya que no reproducen las observaciones.

En el caso de la relación $(O III)/H\beta$ con O/H se reobtiene la envolvente detectada para la zona de alta excitación, que corresponde al máximo valor posible de $(O III)/H\beta$ para una abundancia dada. El comportamiento de esta envolvente, al compararse con la predicción de los modelos, muestra que, en las GHII, al pasar de los objetos de alta excitación a los de menor excitación, se requiere de modelos con T_{ef} menores y/o menores U . De hecho los objetos de la muestra que tienen $\log O/H < 7.7$ requieren modelos con $T_{ef} > 52400$ K y U del orden de 0.1. Dado que estos U tan altos habían sido descartados en el diagrama VI.6.b se puede concluir que estos objetos deben tener estrellas ionizantes de T_{ef} más altas.

En resumen podemos concluir que, en la GHII, a medida que la metalicidad de los objetos disminuye la T_{ef} y/o el parámetro de ionización aumenta y la zona de O^{2+} crece a costa de la zona de O^+ . Esto, que ya se había detectado anteriormente en estudios previos, ha sido interpretado como una variación en la Función de Masas Iniciales con la composición química. Shields y Tinsley (1976) lo atribuyeron a un aumento en el límite superior de la FMI al disminuir la metalicidad. Terlevich (1985) por su parte opina que lo que varía es la pendiente de la FMI y no el límite superior. Otra escuela de pensamiento argumenta que el cambio de excitación obedece a cambios sistemáticos en U ; es decir, habría una geometría nebular dependiente de la metalicidad. (Dopita y Evans 1986). McCall et al. parametrizaron este efecto para

modelar las regiones H II de las galaxias espirales, variando la T_{ef} del cúmulo ionizante y manteniendo fijo U . En el caso de las GHII vemos que, a menor abundancia, se requieren modelos con mayor T_{ef} y mayor U .

VI.2.3. La relación entre líneas de otros iones y el índice de excitación.

Es interesante buscar correlaciones entre las líneas en emisión de distintos iones y el parámetro de excitación $(I O II)/(I O III)$. En las gráficas VI.8.a, b y c se presenta el comportamiento de los cocientes $(I O III)/H\beta$, $(Ne III)/(I O III)$ y $(I O II)+(I O III)$ con el índice de excitación.

La figura VI.8.a muestra el comportamiento esperado en el sentido que a menor excitación la línea $(I O III)$ se debilita. Debe notarse que esta línea tiene un valor practicamente constante del orden de 1.1 para $(I O II)/(I O III) \leq -0.8$.

En la figura VI.8.b se encuentra que el cociente $(Ne III)/(I O III)$ presenta una pequeña dependencia con el índice de excitación, en el sentido que $(Ne III)/(I O III)$ aumenta al disminuir la excitación de la región. El valor promedio de $\log [(Ne III)/(I O III)]$ es -1.0, pero en la zona de alta excitación baja a -1.1 y en la zona de baja excitación alcanza un valor de -0.9.

El cociente de estas líneas puede expresarse como:

$$\log [(Ne III)/(I O III)] = \log Ne^{+2}/O^{+2} + \log j(\lambda 3689)/j(\lambda 5007+4959)$$

VI.5

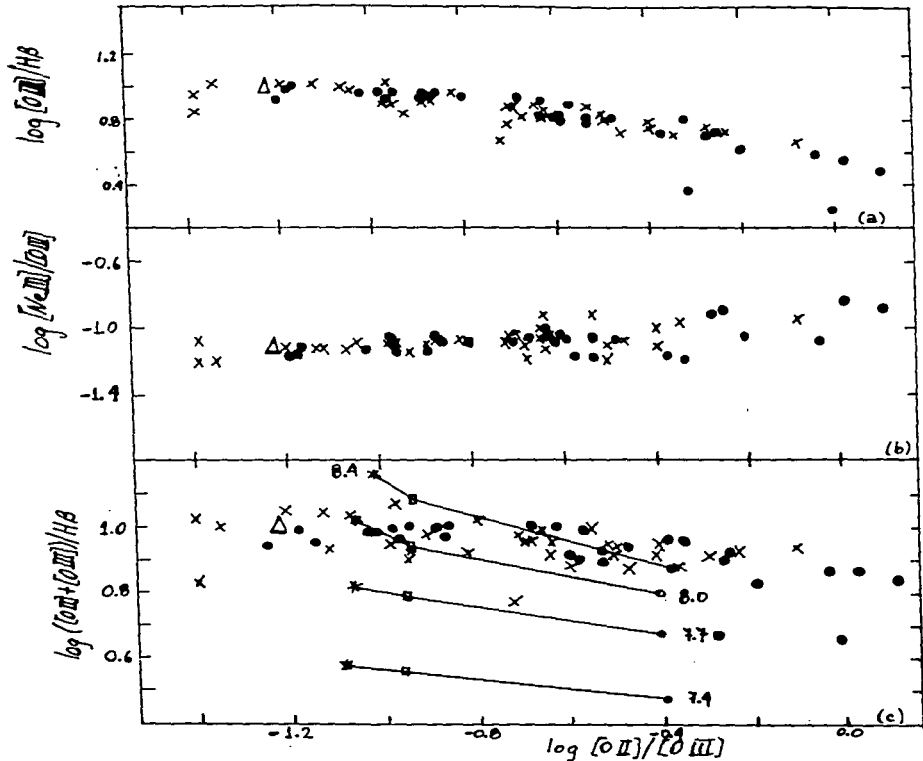


Figura VI.8.a. Comportamiento de $[O III]/H\beta$ vs. el índice de excitación. Tal y como se espera, el $[O III]$ baja al disminuir la excitación de la región.

Figura VI.8.b Comportamiento del cociente $[Ne III]/[O III]$ con el índice de excitación. Este cociente aumenta levemente al disminuir la excitación de la región.

Figura VI.8.c Comportamiento del 'índice de metalicidad' con el índice de excitación. Se incluyen algunos de los modelos de Campbell (1988) para distintas abundancias ($O/H = 8.4, 8.0, 7.7$ y 7.4) y $T_{ef} \approx 40,100$ K, $\square \approx 45,900$ K, $*$ $\approx 52,400$ K. El parámetro de ionización de estos modelos es 0.01.

y, de las relaciones entre las emisividades (ver gráficas V.5 y V.6), encontramos que el cociente de las emisividades aumenta levemente con la temperatura electrónica, por lo que el aumento de $[Ne\ III]/[O\ III]$ con la disminución de la excitación no se puede atribuir a un efecto de la temperatura. En consecuencia debe ser causado por un aumento del cociente de abundancias iónicas Ne^{2+}/O^{2+} al pasar de regiones de alta excitación a regiones de baja excitación. Esto es corroborado en la figura V.1.3 que presenta Ne^{2+}/O^{2+} vs $O^{2+}/(O^{2+}+O^+)$ (sección V).

Finalmente en la figura VI.8.c encontramos que la suma de las líneas $[O\ II] + [O\ III]$ (índice de metalicidad de Pagel et al.) muestra un valor constante cuando el índice de excitación es menor que -0.6 (regiones de alta excitación). Para regiones de menor excitación $([O\ II] + [O\ III])/H\beta$ disminuye. La razón de la disminución del índice de metalicidad al bajar la excitación puede encontrarse al comparar con las predicciones de los modelos. Se deduce que la caída de $([O\ II] + [O\ III])/H\beta$ con $[O\ III]/[O\ III]$ es debida a que las regiones de menor excitación están ionizadas por estrellas de menor temperatura efectiva aunque un menor U también podría aducirse. En este diagrama las GHII de menor metalicidad se ubican por abajo de la curva promedio definida por el conjunto de los objetos. De la comparación de los modelos con las observaciones se encuentra que no hay objetos de abundancia $\log O/H > 8.2$ que estén ionizados por cúmulos de $T_{\text{eff}} \geq 50,000$ K.

CAPITULO VII

ANALISIS DEL COMPORTAMIENTO DE LAS CONDICIONES FISICAS CON LA ABUNDANCIA DE OXIGENO

VII.1 La temperatura como función del cociente O/H

Como ya se dijo anteriormente, el enfriamiento del gas ionizado depende fundamentalmente de la emisión de energía por medio de las líneas de excitación colisional, por lo que es de esperarse que exista una fuerte correlación entre la temperatura electrónica del gas y la abundancia de elementos pesados, aunque esta correlación se hace menos importante a medida que el gas es más pobre en elementos pesados y el enfriamiento empieza a depender de otros procesos.

Es sabido que el oxígeno representa aproximadamente el 45% por masa del total de elementos pesados y su abundancia es la que se determina mejor, dado que los dos estados de ionización más abundantes en estas regiones, O^+ y O^{2+} , son directamente observables en el visible. Además es el elemento que más contribuye al enfriamiento a través de sus intensas líneas de [O II] y [O III], por lo que se debe esperar una buena correlación entre la temperatura electrónica y O/H.

En la figura VII.1.a presentamos el comportamiento de la temperatura electrónica del gas, t_e ([O III]), como función de la abundancia total de O. Tal como se esperaba, se encuentra una estrecha correlación entre estas cantidades, que se extiende incluso a las regiones de muy baja abundancia, en donde se espera que la emisión de fotones Ly contribuya substancialmente al

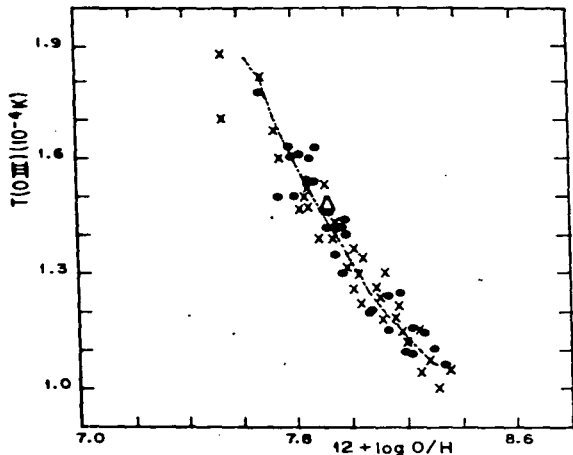


Figura VII.1.a Se presenta la correlación entre t_e y O/H . La pequeña dispersión de la gráfica se debe a que los errores de ambas cantidades están correlacionados. Se ha incluido la curva de enfriamiento debido a [O III], normalizada en $\log O/H = 8.0$.

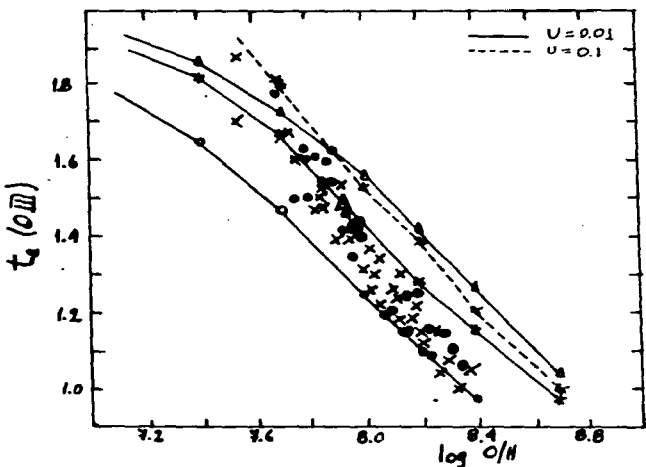


Figura VII.1.b Se presenta el mismo diagrama anterior con la inclusión de algunos de los modelos de Campbell. Se encuentra que t_e tiene una leve dependencia con T_{e1} . A bajas abundancias t_e también depende de U .

enfriamiento. La poca dispersión de este diagrama se debe a que los errores de ambas cantidades están correlacionados. En la misma gráfica hemos incluido la curva de enfriamiento debido a la emisión del $10\text{ IIII } \lambda 5007$. Se ve que el comportamiento de la gráfica t_e vs $\log O/H$ queda perfectamente explicado por este enfriamiento.

En la figura VII.1.b se han incluido las predicciones de los modelos de estructuras de ionización calculados con distintas temperaturas efectivas para el cúmulo ionizante. Como en secciones anteriores hemos descartado la posibilidad de tener objetos con $U \geq 0.1$ y $U \leq 0.001$, solo se han incluido los modelos con $U = 0.01$. Se encuentra que la t_e es sensible a T_{ef} especialmente cuando $\log O/H \geq 8.0$; pero es también sensible al valor de U en el caso de bajas abundancias ($\log O/H \leq 7.7$).

Según lo que se observa en el diagrama VII.1.b, las regiones de menor abundancia parecen ionizadas por un cúmulo estelar de temperatura efectiva más alta. Esta tendencia ha sido reportada en numerosos estudios previos (ver Vilchez y Pagel 1988 y las referencias que allí se dan). Skillman (1989) argumenta que este efecto podría ser también reproducido con aumento del parámetro de ionización sin necesidad de invocar mayores T_{ef} . Sin embargo al restringir la comparación observación-modelos considerando solo los modelos que no han sido descartados previamente, se encuentra que en efecto las regiones de menor abundancia requieren de estrellas ionizantes de mayor T_{ef} . De hecho en el diagrama se encuentra que las regiones con $\log O/H \leq 7.7$ y alta t_e requerirían cúmulos estelares con $T_{ef} \geq 65000\text{ K}$ y $U \geq 0.1$.

Este aumento en la T_{ef} del cúmulo estelar ionizante al disminuir O/H está implicando una variación del límite superior de la FMI. Si suponemos que las regiones aquí presentadas están siendo ionizadas por un cúmulo estelar muy joven. Esta conclusión se verá corroborada en la siguiente sección.

VII.2 Comportamiento de la abundancia O/H con el índice de excitación.

En la figura VII.2 se presenta el comportamiento de O/H como función de $(O \text{ III})/(O \text{ II})$. En esta gráfica hemos incluido los objetos de la muestra Calán-Tololo y los de Campbell *et al.* Se observa una gran dispersión por todo el plano, pero existe claramente una envolvente en la zona de mayor ionización. De acuerdo a lo que ya hemos discutido, esta envolvente corresponde a los objetos que, para una abundancia dada, están ionizados por las estrellas de la mayor temperatura efectiva posible y tienen el mayor parámetro de ionización posible. Corresponden entonces a aquellos objetos que están ionizados por un cúmulo estelar no evolucionado.

La envolvente se comporta de manera que, a menor abundancia hay un mayor grado de ionización. Al comparar esta envolvente con los modelos se observa que la envolvente no puede ser reproducida por los modelos cambiando sólo la abundancia de los modelos y dejando fijos la T_{ef} y U . Una secuencia de modelos en donde solo cambia la abundancia produce una línea casi vertical, es decir dá un único valor de $(O \text{ III})/(O \text{ II})$ para todo valor de O/H.

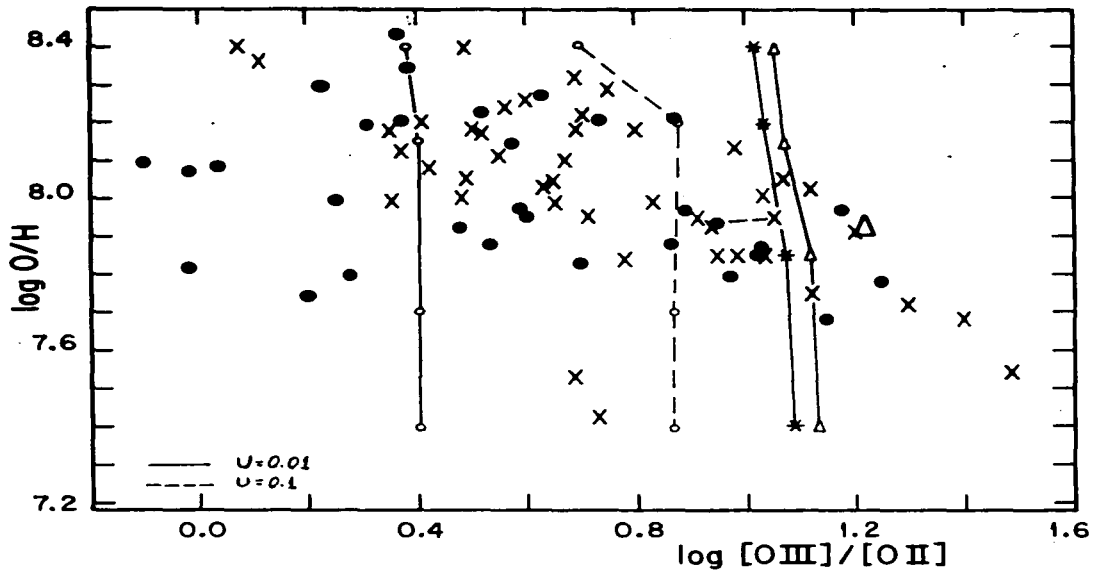


Figura VII.2 Diagrama O/H vs. $\log [O III]/[O II]$. Los objetos se distribuyen por todo el diagrama. Se encuentra una envolvente en la zona de alta excitación, que está delineada por los objetos ionizados por los cúmulos más jóvenes dentro de la muestra. Se incluye el comportamiento de algunos de los modelos. Los símbolos son los mismos que en las figuras anteriores.

La pendiente observada en la envolvente sólo puede producirse considerando que T_{ef} y U dependen de la abundancia de oxígeno y son mayores a menor metalicidad. La envolvente se reproduciría variando preferentemente U . Los objetos de menor metalicidad y que se ubican en la envolvente deben tener un parámetro de ionización con valor alrededor de 0.05 y T_{ef} de 60,000 K aproximadamente. Un mayor valor de U implica un mayor número de estrellas ionizantes en el cúmulo y/o una mayor densidad del gas ionizado.

Con respecto a los objetos que están dentro de la envolvente se puede decir que son regiones H II evolucionadas. Los cúmulos ionizantes de estas regiones están constituidos por estrellas cuya distribución ya no se ajusta a una Secuencia Principal de la Edad Cero. Son cúmulos relativamente evolucionados en los cuales las estrellas más masivas están fuera de la secuencia principal, pueden estar en la fase de supergigantes o estrellas WR e incluso pueden haber explotado como supernovas. Esto ocasiona que la temperatura efectiva de ionización haya disminuido al mismo tiempo que el número de fotones ionizantes se hace menor.

Para comprobar el hecho de que los objetos que definen la envolvente son los que tienen los cúmulos ionizantes más jóvenes de la muestra presentamos en la siguiente gráfica (figura VII.3) el comportamiento del ancho equivalente de $H\beta$, $W(H\beta)$, con el índice de excitación $(O III)/(O II)$ para los objetos de la muestra de Campbell *et al.* Se encuentra que las GHII que en la gráfica anterior definen la envolvente son los que tienen mayor $W(H\beta)$. Por lo tanto, de acuerdo a los criterios de Copetti *et al.*

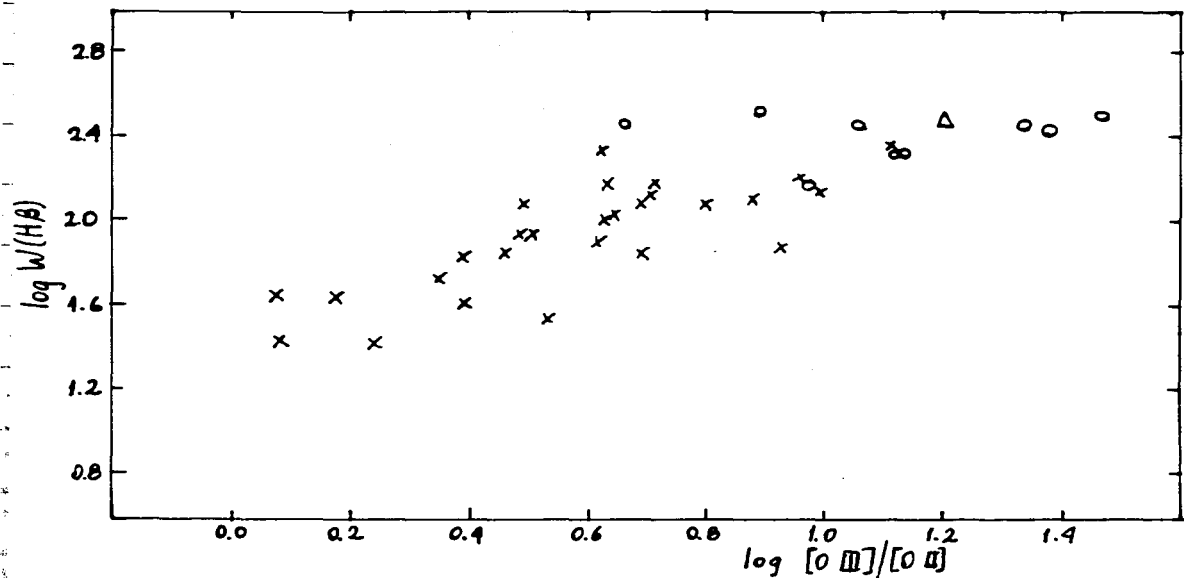


Figura VII.3 Ancho equivalente de H β como función de la abundancia de oxígeno. Los objetos de la envolvente de la figura VII.2 (o) son los que tienen los mayores anchos equivalentes dentro de la muestra total de objetos. Esto demuestra que están ionizados por los cúmulos estelares más jóvenes. (Copetti et al. 1986)

(1986) son las regiones ionizadas más jóvenes de la muestra. Todos ellos presentan un valor de $\log W(H\beta) \cong 2.4 \pm 0.1$, que parece ser el máximo valor posible para $W(H\beta)$. Esto mismo ocurre con la muestra de McCall et al. de RHIE (Dottori y Copetti 1989).

VIII. ANALISIS DE LAS ABUNDANCIAS QUIMICAS Y SUS RELACIONES

VIII.1 La abundancia de oxígeno

Como se dijo anteriormente, las GHII permiten estudiar la composición química del medio interestelar en regiones de baja metalicidad. Las abundancias de los elementos pesados en el medio interestelar reflejan el estado evolutivo de la galaxia en cuestión y son una restricción fuerte para los modelos de evolución estelar y evolución química galáctica. Por otra parte las GHII se encuentran formando estrellas a tasas prodigiosas, algunas de ellas por primera vez, por lo que representan la mejor opción para el estudio de la formación estelar en condiciones de baja metalicidad. Numerosos estudios se han hecho en torno a esto encontrándose resultados interesantes que iremos comentado.

La confiabilidad de las deducciones que se hagan sobre el comportamiento de los elementos pesados y su evolución depende de la precisión con que puedan medirse las abundancias químicas. En el capítulo V se describieron las causas que producen las mayores incertidumbres en la determinación de las abundancias y se mostró que en el caso de este trabajo, al haberse medido la temperatura electrónica para la mayoría de los objetos de estudio, la determinación de O/H en especial es muy confiable.

En general la abundancia de oxígeno es la que se determina mejor, ya que sus líneas son intensas y se observan los dos estados de ionización presentes en estas regiones, O^+ y O^{2+} . Las fracciones de O^+ y O^{3+} normalmente son despreciadas dado que no llegan a constituir más que un porcentaje pequeño del

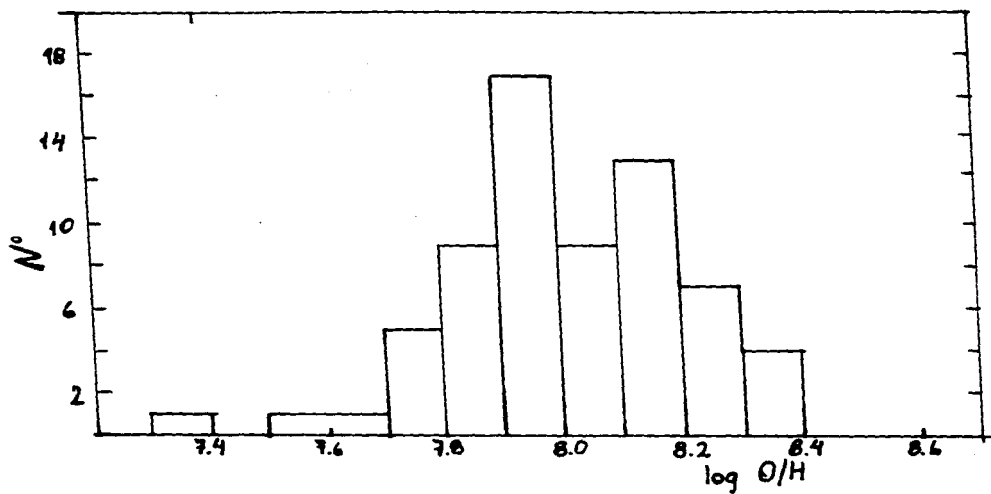


Figura VIII.1 Histograma del número de objetos de una abundancia O/H dada. La mayoría de los objetos se ubican entre $7.9 \leq \log O/H \leq 8.1$.

oxígeno total.

En la gráfica VIII.1 se presenta un histograma con el número de objetos por intervalo de abundancia de oxígeno. Se encuentra que para la muestra total de objetos (Calán-Tololo más Campbell *et al.*) el cociente $\log O/H$ está en el intervalo entre 7.3 y 8.4, en unidades de $\log H = 11.0$. Esto corresponde a una abundancia de oxígeno entre 0.05 y 0.6 veces el valor solar. La mayoría de los objetos en esta distribución se ubican entre $7.9 \leq \log O/H \leq 8.1$ y la distribución se corta casi abruptamente en $\log O/H = 7.7$, con muy pocos objetos con abundancias menores. Un aspecto interesante de esta distribución es que parece haber un menor número de objetos con $\log O/H$ entre 8.0 y 8.1 que en los intervalos entre 7.9 a 8.0 y 8.1 a 8.2. Es decir la distribución parece mostrar dos máximos. Dado que se trata de una muestra de pocos objetos, este fenómeno puede deberse a una fluctuación de tipo estadístico. Sin embargo, un comportamiento similar se encontró al hacer el mismo histograma para los objetos estudiados por Vignoux *et al.* (19876). Este es un fenómeno que requiere un mejor estudio. Es necesario analizar una muestra estadísticamente significativa para intentar aclarar esta cuestión.

El hecho de que tanto entre los objetos de la muestra de Calán-Tololo como entre las GHII de Campbell *et al.* no se encuentren objetos con $\log O/H < 7.5$ probablemente se debe a un efecto de selección, ya que las GHII con menor abundancia tienen líneas relativamente débiles de [O II] y [O III] y pudieron haber quedado excluidas de las muestras dado el método espectroscópico que se usó para la búsqueda. Recientemente Skillman *et al.* (1989) han encontrado algunas regiones H II con abundancia de oxígeno

menor que 7.5 en galaxias enanas del Grupo Local usando el criterio propuesto por Lequeuer *et al.* (1979) en el sentido de que las galaxias irregulares con menor masa tendrían menor metalicidad. La sugerencia de que existe esta correlación entre la masa y la metalicidad ha sido corroborada en trabajos posteriores (Garnett y Shields 1987).

VIII.2 La relación entre la abundancia de neón y la de oxígeno.

En la figura VIII.2 se muestra el comportamiento de la abundancia de Ne como función de la abundancia de O. En esta gráfica no hemos incluido las regiones que presentan un muy bajo grado de ionización pues, como ya se discutió en la sección V.3 la determinación del cociente Ne/H a partir de la abundancia relativa de los iones de Ne^{2+} y O^{2+} ya no es adecuada. Tal como ya se explicó anteriormente esto se debe a que en las zonas de baja ionización, donde el O^{2+} está recombinándose a O^+ la reacción de transferencia de carga $\text{O}^{2+} + \text{H}^0 \rightarrow \text{O}^+ + \text{H}^+$ está afectando el cociente O^{2+}/O^+ y, como no hay una reacción igualmente eficiente para Ne^{2+} , el cociente $\text{Ne}^{2+}/\text{O}^{2+}$ ya no refleja la relación de abundancias totales de ambos elementos.

La figura VIII.2 muestra una estrecha correlación entre la abundancia del Ne y la del O, aunque algunos de los objetos observados caen un poco fuera. Excluyendo a estos objetos, la correlación entre las abundancias, en unidades relativas a $\log H = 12$, queda dada por la expresión:

$$\log \text{Ne}/\text{H} = 1.09 \log \text{O}/\text{H} - 1.37,$$

VIII.1

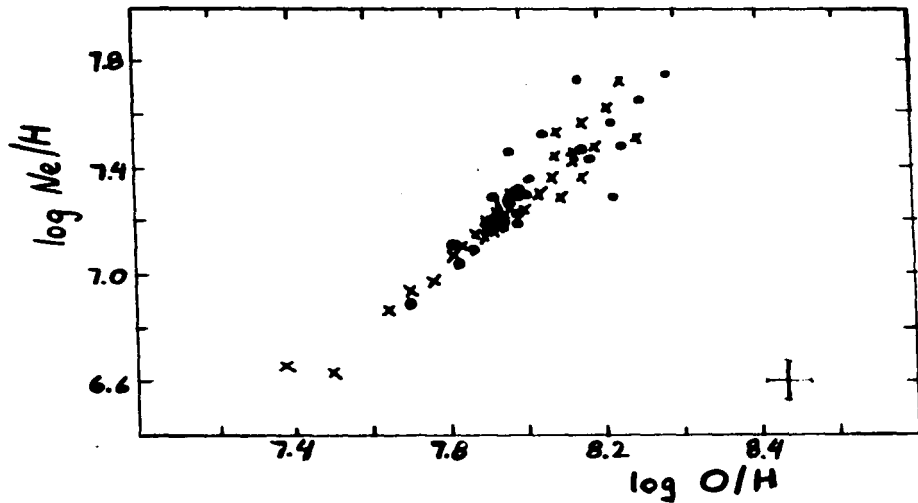


Figura VIII.2 Relación entre la abundancia de Ne y el O. La correlación indica que el Ne y el O son elementos primarios, formados por el mismo tipo de estrellas

con un coeficiente de correlación de 0.91. La dispersión estándar de la muestra en Ne es 0.10 dex y en O es 0.17 dex. Esta estrecha correlación de la abundancia de Ne con la de O ha sido reportada previamente tanto para regiones H II extragalácticas y galácticas, como para otro tipo de objetos.

Vignoux et al. (1987) encuentran, para una muestra de regiones H II extragalácticas, una relación lineal entre el Ne y el O, con pendiente 1.05. Recientemente Henry (1989a y b) ha estudiado el comportamiento de la abundancia de Ne vs. la abundancia de O en 171 nebulosas planetarias pertenecientes a distintas galaxias y encuentra una relación con pendiente 1.16, lo que es muy similar a la relación reportada aquí.

Este hecho se ha interpretado como la prueba de que el oxígeno y el neón tienen un origen común. Puesto que, en el caso de las GHII, estamos tratando con un conjunto de regiones que tienen distinto estado evolutivo y, como ya hemos dicho, distinta FMI, solo se puede concluir que el Ne y el O deben ser producidos por el mismo tipo de estrellas (es decir estrellas del mismo intervalo de masas) y que la evolución de las mismas es similar. Los modelos de evolución estelar predicen que el oxígeno, el neón y el silicio se producen en estrellas de masa mayor que $10 M_{\odot}$, aunque en cada caso en procesos nucleosintéticos distintos (son distintas variantes de la nucleosíntesis del carbono) y en distintas condiciones de temperatura. Los materiales así producidos escapan al medio interestelar en la explosión de la supernova. Tanto el O como el Ne y el Si serían elementos de origen primario.

Algunos autores han argumentado que encuentran una leve dependencia del cociente Ne/O con la abundancia de oxígeno lo que sería indicativo de una producción secundaria de Ne o de que el Ne y el O se han producido por distintos caminos evolutivos distintos (Masagosa 1989). En este trabajo revisamos la posibilidad de que esta dependencia existe. Los datos de Ne/O en función de O/H se encuentran graficados en la figura VIII.3. El ajuste de los datos por mínimos cuadrados da una correlación:

$$\log \text{Ne/O} = 0.10 \log \text{O/H} - 0.30 \quad \text{VIII.2}$$

con un coeficiente de correlación muy pobre de 0.29, por lo que concluimos que esta correlación no existe, dentro de la incertidumbre de los datos. En todo caso de nuestra muestra se obtiene un promedio $\langle \log \text{Ne/O} \rangle \cong -0.70$ que está en perfecta concordancia con el valor promedio reportado por otros autores (Vigroux *et al.* 1987; Henry 1989b; Torres-Feimbert *et al.* 1989).

VIII.3 La relación $\log \text{N/O}$ vs $\log \text{O/H}$.

En la figura VIII.4 se presenta el cociente N/O en función de la abundancia de oxígeno para la muestra completa de GHII. Esta relación presenta una gran dispersión y se observa ninguna tendencia clara. El valor promedio de la muestra es $\langle \log \text{N/O} \rangle = -1.31 \pm 0.27$. Buena parte de la dispersión proviene del hecho de que la determinación de N se hace en base a la línea [N III] $\lambda 6584$, que en el caso de objetos de alta excitación es extremadamente débil y se encuentra en el ala de $\text{H}\alpha$ por lo que su medición precisa es difícil. Además el N^+ es solo una fracción

esqueletos del nitrógeno total, el cual preferentemente se encuentra en la forma de N^{2+} en estos objetos. Por esto las abundancias derivadas para el nitrógeno dependen mucho del factor de corrección por ionización que se utilice y esto podría producir parte de la dispersión observada.

Se han hecho varios estudios de abundancia de nitrógeno relativa a la abundancia de oxígeno en GHII (ver por ejemplo Pagel 1985; Dufour 1986; Campbell et al. 1987; Vignoux et al. 1987) con un resultado similar al que se encuentra aquí. El cociente N/O se dispersa alrededor de un valor aproximado de -1.3 a -1.4 y no presenta variaciones en función de O/H. Esto es diferente de lo que ocurre en el caso de las regiones H II de galaxias espirales donde se encuentra una clara relación N/O - O/H cuando la abundancia $\log O/H$ es mayor que 8.5 (Pagel 1985; Torres-Peimbert, et al. 1989).

Este tipo de relación entre el N y el O parece mostrar que si bien a altas abundancias el N se comporta como un elemento de origen secundario, a bajas metalicidades hay una importante componente de origen primario en la abundancia de nitrógeno que está dominando la situación.

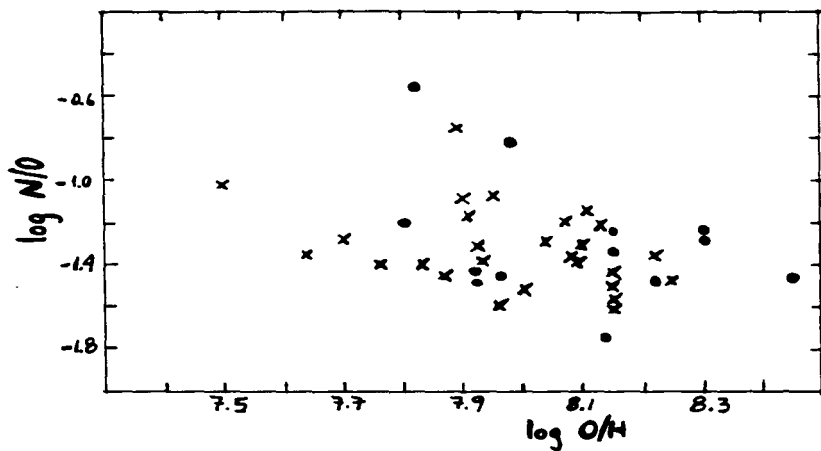


Figura VIII.4 Comportamiento de N/O vs. O. No hay correlación entre estas cantidades para los objetos de la muestra estudiada.

VIII.4 La relación $\log \text{He}/\text{H}$ vs Z y el helio pregaláctico.

VIII.4.1 Introducción

Una de las evidencias en favor del modelo cosmológico estandar de la Gran Explosión es la universalidad de la abundancia de He que se encuentra en estrellas y nebulosas. El valor medido es $Y \geq 0.24$, por masa.

La fracción de helio, por masa, en un objeto celeste puede ser expresada como:

$$Y = Y_p + \Delta Y \quad \text{VIII.3}$$

donde Y_p es la abundancia pregaláctica o primordial y ΔY es la contribución de la evolución química galáctica a la masa de helio. En el caso del medio interestelar, esta contribución es el producto de los procesos nucleares de estrellas de generaciones previas más la contaminación del medio debido a la eyección de materia enriquecida que ocurre en estrellas del tipo Wolf-Rayet o similares.

El cálculo de los procesos de nucleosíntesis en el universo temprano indica que la cantidad de helio que se produce, Y_p , es función de varios parámetros físicos fundamentales, como por ejemplo el número de fotones al número de bariones, el número de las familias de neutrinos livianos, la vida media del neutrón, etc. Un análisis completo de esto se puede encontrar en Yang et al. (1984), Bossgaard y Steigman (1985) o Kawano et al. (1988). Las consecuencias profundas que tiene la determinación de la abundancia precisa de helio pregaláctico, ha motivado a un gran número de autores a estudiar este asunto.

Las GHII son objetos donde la actividad de nucleosíntesis de las estrellas y el enriquecimiento de medio interestelar han sido mínimos por lo que ofrecen un campo idóneo para la determinación de Y_p . El procedimiento usualmente empleado fué desarrollado por Peimbert y Torres-Peimbert (1974, 1976) al notar que la abundancia de helio en las Nubes de Magallanes y algunas GHII era menor que en la Nebulosa de Orión. Estos autores propusieron que la abundancia de He y la abundancia de O estaban relacionadas por la expresión:

$$Y = Y_p + Z \frac{dY}{dZ} = Y_p + O/H \frac{dY}{dO} / H \quad \text{VIII.4}$$

por lo cual Y_p y dY/dZ pueden ser medidos mediante una regresión lineal de helio vs. oxígeno. Este procedimiento ha sido aplicado posteriormente por muchos autores. Recientemente se han realizado trabajos en los que se emplea nitrógeno y/o carbono para la determinación de Z, bajo el argumento de que estos elementos son sintetizados por el mismo tipo de estrellas que estarían produciendo el He que enriquece al medio interestelar (Pagel 1985; Vignoux *et al.* 1987; Gallagher *et al.* 1987; Torres-Peimbert *et al.* 1989). Los resultados son similares al caso de emplear oxígeno para medir Z.

Existen varios artículos de revisión que analizan el resultado de los esfuerzos de determinar Y_p mediante las GHII (Shields 1985; Boesgaard y Steigman 1986; Kunth 1986; Dinerstein 1990; Shields 1990). Hasta el momento, dada las grandes incertidumbres que la observación de los elementos apropiados tienen, los resultados de los distintos autores resulta controversial. Hay dos escuelas de pensamiento. La primera ha

establecido que es posible medir Y_p mediante el estudio de la relación $\Delta Y/\Delta Z$ vs. Z extrapolando los datos observacionales para $Z = 0$ (Peimbert y Torres-Peimbert 1974; Pagel et al. 1986; Dinerstein y Shields 1988; Torres-Peimbert et al. 1989, Pagel y Simonson 1989). El valor derivado está en el intervalo $0.23 < Y_p < 0.24$ y se obtiene una pendiente $\Delta Y/\Delta Z \cong 3$. El valor más aceptado a la fecha es $Y_p = 0.230 \pm 0.004$ y está en concordancia con el modelo estándar de Gran Explosión, suponiendo que la vida media del neutrón, $\tau_{1/2}$, es de 10.1 min. y que el número de familias de neutrinos livianos es 3.

La segunda escuela asegura que la incertidumbre de los datos es tan grande que no es posible determinar el valor de $\Delta Y/\Delta Z$ por lo que ninguna extrapolación es posible (Kunth y Sargent 1983; Boesgaard y Steigman 1985; Macgregor 1989). Estos autores toman para Y_p el valor promedio de sus datos que es 0.243 ± 0.010 . Estos autores declaran que $\Delta Y/\Delta Z = 0$.

Mejorar esta situación no es fácil porque la determinación de Y_p con la precisión adecuada, requiere que el cociente He/H sea determinado, para cada objeto, con una precisión mejor que el 5% lo que desde el punto de vista de la observación astronómica representa una precisión sin precedentes.

VIII.4.2 Incertidumbres en la determinación del cociente He/H.

Un estudio profundo de las incertidumbres a que está sujeta la determinación del He en nebulosas gaseosas está dada en las revisiones de Davidson y Kinman (1985), Dinerstein y Shields (1986). Daremos aquí una revisión rápida de esto.

a) Corrección de las intensidades de las líneas.

La determinación de la abundancia de He^+ descanza en la medición de las líneas de recombinación del He^+ de las cuales la más intensa es $\lambda 5876 \text{ \AA}$. La intensidad de esta línea es del orden de 0.1 $H\beta$. La mayoría de los objetos tiene líneas demasiado débiles para que esta medición pueda darse con la exactitud requerida.

Además hay una serie de efectos que alteran la intensidad de las líneas, que necesitan ser corregidos para obtener una determinación confiable de la abundancia iónica de He^+ . Algunos de estos efectos son: la no-linealidad de los detectores entre número de cuentas y flujo recibido (Rosa 1985; Peimbert y Torres-Peimbert 1987), la contaminación por líneas del cielo ($\text{Na I } \lambda\lambda 5889 \text{ y } 5895 \text{ \AA}$) y el recientemente re-estudiado efecto de la excitación colisional de los niveles metastables del He I (Ferland 1986; Clegg 1987; Peimbert y Torres-Peimbert 1987), que hace que la intensidad de las líneas de He no sean solamente debida a recombinación.

Un problema adicional lo causa el hecho de que el espectro de las regiones estudiadas frecuentemente incluye emisión estelar con de He en absorción (si las estrellas son de secuencia principal) o en emisión (si las estrellas son del tipo WR) cuya contribución debe ser descontada de la emisión nebulosa. Estos efectos pueden ser relativamente bien corregidos empleando detectores 'lineales' (tipo CCD), haciendo una corrección cuidadosa por la contribución del cielo, descontando la contribución a la intensidad de la líneas debido a la excitación colisional de los estados metastables y seleccionando una muestra

de objetos con poca contribución de la luz de las estrellas de la región ionizada.

b) La corrección por He neutro.

La determinación de la abundancia total de He depende de la determinación de las abundancias iónicas de todos sus posibles estados de ionización, es decir:

$$\text{He/H} = (\text{He}^0 + \text{He}^+ + \text{He}^{2+}) / (\text{C}^0 + \text{H}^+) \quad \text{VIII.5}$$

Sin embargo, como ya fué señalado en el capítulo IV, el He neutro no es detectable y su contribución debe ser incluida mediante el empleo de un $\tau(\text{cf})$ empírico que no está satisfactoriamente determinado o mediante la construcción de modelos de estructura de ionización que predicen su abundancia. Una complicación adicional surge si se toma en cuenta que las observaciones de GHII pueden estar incluyendo, en el volumen observado, varias regiones H II de distintas condiciones físicas y composición química que se encuentren alineadas a lo largo de la visual o sobre la rendija de observación. Esto complica la interpretación de las líneas.

El efecto de tener distintas zonas ionizadas mezcladas en una observación, fué analizado por Peña (1986, apéndice 3) y Shields y Dinerstein (1986) quienes encontraron que en caso de tener regiones de baja ionización mezcladas con regiones de alta ionización, el efecto sobre la determinación del He podría ser del orden o menor que el 5%, por lo que lo más confiable es utilizar regiones con un muy alto grado de ionización ($O^{2+}/O \geq 0.8$) para garantizar que la presencia de He neutro debida a baja ionización

o a la mezcla de regiones de alto y bajo grado de ionización no sea superior al 2 o 3 % del He total.

El He^{2+} produce varias líneas de recombinación en el visible, la más intensa de ellas con longitud de onda de $\lambda 4686 \text{ \AA}$ por lo que, en principio, la abundancia iónica puede determinarse. Esta línea ha sido detectada en varias GHII, pero hay dificultad en distinguir si se trata de emisión nebular o es producida por estrellas WR. Emisión del tipo WR ha sido detectada en algunas GHII (Kunth y Joubert 1985). En todo caso, aún tratándose de emisión nebular pura, la fracción de He^{2+} no representa más del 2 al 3 % del He total.

c) Contaminación del medio interestelar debido a vientos estelares.

De acuerdo a recientes revisiones de la teoría de evolución estelar, se tiene que el He es producido principalmente en estrellas con masas del orden de $5 M_{\odot}$ y tiempos de evolución del orden de 10^8 años, en tanto que el C y el N provienen de estrellas con masas de aproximadamente $2 M_{\odot}$ y tiempos de evolución de 5×10^8 años (Maeder 1984). Sin embargo hay una contribución adicional al He y al N del medio interestelar proveniente de vientos emitidos por estrellas masivas en su fase de supergigantes o de estrellas WR. Esto puede causar una contaminación localizada y temporal en el gas ionizado por el brote reciente de formación estelar. Esto se ha detectado en nebulosas de anillo que rodean a las estrellas WR en nuestra galaxia y la Nubes de Magallanes (Kwitter 1984; Rosa 1987; Rosa y Mathis 1987). Esta contaminación localizada podría estar causando una sobreabundancia de He y N por

encima de la abundancia de O debida a la evolución química galáctica, alterando así cualquier posible relación entre Y y O/H o Y vs N/H. Este efecto ha sido encontrado en GHII que muestran características espectrales de tipo WR. (Pagel et al. 1986; Pagel 1987).

Para evitar este tipo de incertidumbre en la relación Y vs. O/H es conveniente usar datos de regiones en donde la formación estelar sea muy reciente, evitando así la presencia de estrellas supergigantes o en fase de WR.

VIII.4.3 La relación Y vs Z para las GHII de este trabajo.

Considerando lo discutido en la sección anterior hemos decidido estudiar el comportamiento de Y en función de O/H y N/O para aquellos objetos de nuestra muestra que tengan las siguientes características:

- 1.- Tener un alto grado de ionización, $O^{2+}/O > 0.8$,
- 2.- Tener mediciones de las abundancias de He, O y/o N con una precisión superior al 10%.
- 3.- Ser GHII donde el brote actual de formación estelar sea lo más reciente posible. En este caso los cúmulos estelares ionizantes serán muy jóvenes y no contendrán estrellas evolucionadas (supergigantes O y/o estrellas en fase WR). De esta manera se evitará la contaminación local debida a los vientos de estas estrellas.

Estas características, en general, se cumplen en las GHII que definen la envolvente formada por los objetos de más alto grado de ionización de la figura VII.2. En la Tabla VIII.1 se

listan los datos de Y, O/H y N/H que se derivaron para estos objetos.

En la figura VIII.5 se muestra el comportamiento de Y en función de el cociente O/H. Para los objetos aquí utilizados se encuentra una correlación en el sentido de que a mayor O/H corresponde una mayor abundancia de He. Formalmente la correlación puede ajustarse con la regresión:

$$Y = 106 \text{ O/H} + 0.236; \quad \text{VIII.6}$$

que tiene un coeficiente de correlación de 0.4. La extrapolación para O/H = 0 da un valor de $Y_p = 0.236 \pm 0.010$. El ajuste permite comparar los valores de Y y O/H medidos para objetos fuera de la muestra, bastante conocidos como son las Nubes de Magallanes y Orión, con la predicción de la correlación. Estos datos se presentan en la Tabla VIII.1 y en general vemos que las predicciones son razonables.

La pendiente que se encuentra para esta correlación implica un valor de $\Delta Y/\Delta Z \cong 3.5$ que está en concordancia con resultados previos y no es conflictiva con teorías de evolución estelar que incluyen 'convective overshooting' para estrellas de masa baja e intermedia. (Serrano 1986; Peimbert 1986)

En la figura VIII.6 presentamos el comportamiento de Y en función de N/H. De manera similar al caso anterior encontramos que Y aumenta con N/H. La correlación puede representarse formalmente mediante la expresión:

$$Y = 3234 \text{ N/H} + 0.230; \quad \text{VIII.6}$$

TABLA VIII.1 ABUNDANCIA DE HE, N, O PARA GHII JOVENES.

Galaxia	He	Y por masa	N/H 10^{-6}	O/H 10^{-5}	χ^2	χ^2
T1304-353	10.87±.04	0.209	1.95	4.37		
T1304-368	10.90±.05	0.251	5.50	8.13		
T0513-393	10.98±.05	0.270	---	7.76		
II Zw 40	10.89±.05	0.232	6.17	12.59		
M1 439	10.90±.04	0.243	---	9.33		
T1214-377	10.89±.05	0.237	3.02	3.16		
T1334-326	10.93±.05	0.253	3.09	10.00		
T1116-325	10.93±.04	0.257	6.17	19.95		
NGC2363	10.88±.04	0.232	2.6	18.3		
SMC ³		0.237	2.6	7.8	0.238	0.244
LMC ⁴		0.250	10.7	21.9	0.264	0.259
Orión ⁵		0.280	47.9	44.7	0.385	0.283

- (1) predicción de la correlación Y vs. N/H.
 (2) predicción de la correlación Y vs. O/H.
 (3) Datos tomados de Peimbert y Torres-Peimbert (1976).
 (4) Datos tomados de Peimbert y Torres-Peimbert (1974).
 (5) Datos tomados de Peimbert y Torres-Peimbert (1977).

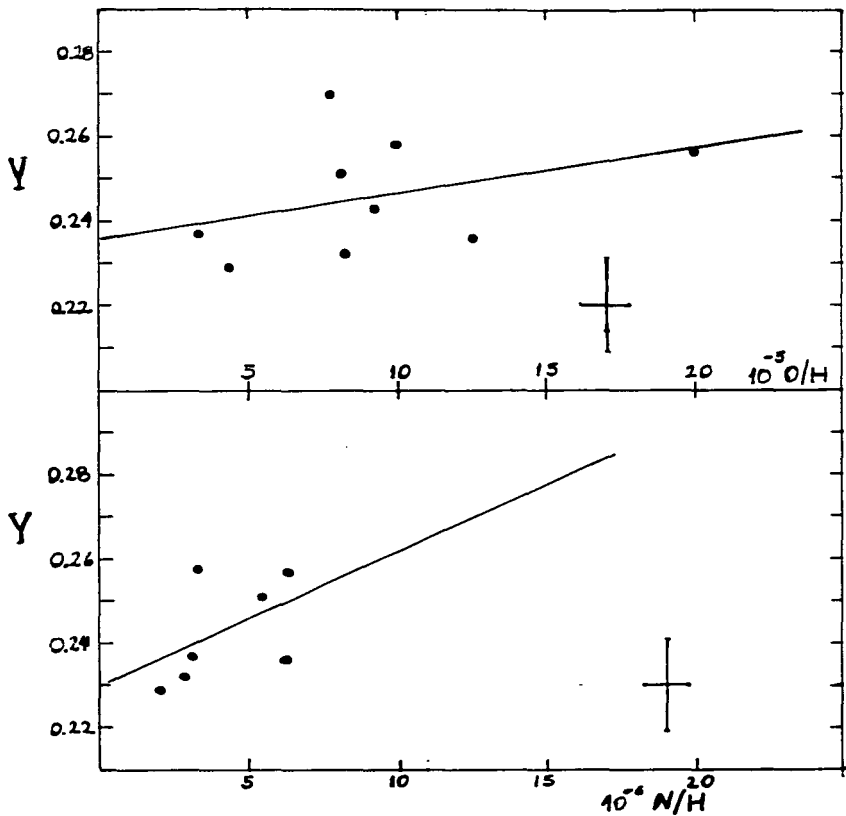


Figura VIII.5 La correlación entre Y y O/H para los objetos más jóvenes de la muestra. Para la abundancia de helio pregaláctico se obtiene un valor de 0.236 ± 0.010 . La correlación tiene una pendiente $\Delta Y/\Delta Z \cong 3.5 \pm 0.5$.

Figura VIII.6 La correlación entre Y y N/H para los objetos más jóvenes del estudio. Se deduce un valor de $Y_p \cong 0.23 \pm 0.01$.

con un coeficiente de correlación de 0.5 y una dispersión en Y de 0.010. En este caso la extrapolación para objetos con abundancias fuera del diagrama no es buena como se puede apreciar en la Tabla VIII.1 y la validez de la correlación está restringida a los límites de la figura. Una posible explicación a este hecho está en la posibilidad de contaminación local debido a vientos estelares, que destruyen la correlación y otra posibilidad es que para objetos de mayor abundancia como Orión la abundancia de nitrógeno esté dominada por la componente secundaria de la abundancia en cuyo caso no debe esperarse una correlación lineal entre He y N/H (Peimbert 1987).

Como resultado de esta sección podemos decir que para las abundancias de las GHII con brotes de formación estelar más jóvenes de la muestra analizada en este trabajo se encuentra una relación entre la abundancia de He y la metalicidad que permite concluir que la abundancia de He pregaláctico es del orden de 0.233 ± 0.010 y que la pendiente $\Delta Y/\Delta Z$ tiene un valor entre 3 y 4.

CAPITULO IX

CONCLUSIONES

A lo largo de este trabajo se ha estudiado un conjunto de galaxias azules compactas con espectros del tipo de región HII (GHII). En este tipo de galaxias el cociente de la masa en forma de gas a la masa en forma de estrellas es muy alto por lo que se deduce que estos objetos han sido poco eficientes en el proceso de formación estelar. Debido a esto mismo, estas galaxias muestran una metalicidad inferior a la metalicidad solar por factores entre 4 y 40. Actualmente estas galaxias están pasando por un periodo de formación estelar violenta y pueden ser analizadas para determinar las características de la formación estelar en condiciones de baja metalicidad y la composición química del gas poco procesado por estrellas.

Entre las aportaciones de este trabajo se cuentan las siguientes:

1) Se presenta una lista de 45 galaxias H II del hemisferio sur de las cuales 42 son objetos no que no habían sido reportados previamente. Estas galaxias fueron descubiertas en una búsqueda de objetos con líneas en emisión del hemisferio sur realizada en los observatorios de Cerro Calán, Universidad de Chile y Cerro Tololo, AURA. Se presentan mapas de identificación y datos generales para estos objetos.

2) Se reportan datos espectrofotométricos en el intervalo de longitudes de onda entre 3500 y 7000 Å para los objetos mencionados anteriormente. Estos espectros fueron calibrados y

reducidos de una manera uniforme y se midieron los flujos de las líneas de emisión de los iones H^+ , He^+ , (NIII), (O III), (O III), (Ne III) y (S III). A partir de estos datos y mediante procedimientos estándar se obtuvieron las condiciones físicas, densidad y temperatura electrónica, y abundancias químicas de las regiones fotoionizadas.

3) Se analizó el comportamiento de la líneas en emisión de estos objetos. Esto permitió verificar que las GHII son regiones H II de mayor grado de excitación que las regiones H II que se localizan en los brazos de las galaxias espirales (RHIE). De hecho las GHII constituyen el extremo de alta excitación de las regiones H II extragalácticas.

4) A partir del cálculo de las abundancias químicas se encuentra que la mayoría de los objetos de las muestras aquí analizadas tienen abundancia de oxígeno, $\log O/H$, entre 7.9 y 8.2 (en unidades de $\log H = 12.00$), lo que indica que estos objetos son sub-abundantes en elementos pesados en relación a la composición química solar, por factores mayores de 4. Este resultado es similar al que se han obtenido otros autores al analizar otras GHII.

5) En las GHII aquí reportadas la abundancia de neón presenta una estrecha correlación con la abundancia de oxígeno que muestra que ambos elementos se enriquecen proporcionalmente y son elementos primarios. No se deriva ninguna desviación de este comportamiento. Este es un resultado similar al encontrado para las regiones H II galácticas, nebulosas planetarias y otros objetos.

6) Para los objetos de este trabajo no se encuentra ninguna correlación entre el cociente de abundancias N/O con O/H, lo que es indicativo de que a estas bajas abundancias el nitrógeno se comporta como un elemento de origen primario. Este comportamiento de la abundancia de nitrógeno en relación a la de oxígeno es diferente de lo reportado para las regiones H II galácticas y para las RHIE donde se encuentra que N/O es una función creciente de O/H, indicando un origen secundario para el nitrógeno.

7) Se analiza el comportamiento de las líneas en emisión buscando su correlación con las propiedades físicas de la región ionizada. Esto se hace por medio de la comparación de los datos observacionales con las predicciones de modelos numéricos de estructuras de ionización obtenidas de la literatura. A partir de este análisis obtenemos los siguientes resultados:

- Se encuentra que el cociente $(I_{O II} + I_{O III})/H\beta$ no es un buen indicador de metalicidad para estos objetos debido a que, para las abundancias típicas de estos objetos, la intensidad de $I_{O II} + I_{O III}$ presenta un comportamiento casi constante con la abundancia.
- El comportamiento del índice de excitación, $I_{O III}/I_{O II}$, y su comparación con la predicción de los modelos de estructura de ionización permite deducir que las características espectroscópicas de las GHII se ajustan mejor a modelos construidos con temperaturas efectivas mayores a 50,000 K y parámetros de ionización grandes, $U \cong 0.01 \pm 0.005$. Recordamos que el parámetro de ionización

representa el número de fotones ionizantes por partícula de gas dentro de la esfera de Strömgren. El grado de ionización del gas fotoionizado es mayor a mayor T_{ef} y/o mayor U .

- En el intervalo de abundancias de O/H reportados aquí, se encuentra una dependencia de la temperatura electrónica de la región con la intensidad de la línea de $IO III$. Esto es debido a que los objetos de mayor excitación y que por lo tanto presentan menores intensidades de $IO III$ son los que tienen mayores temperaturas electrónicas. Esta correlación encontrada aquí puede ser usada para determinar la abundancia de oxígeno de una región.

- A partir de intensidad de las líneas de $IO III$ y del índice de excitación, $IO III/IO III$, se encuentra que las GHII muestran un valor máximo del índice de excitación a una abundancia de O/H dada. Se deduce que los objetos con este valor máximo son los que están siendo ionizados por los cúmulos estelares más jóvenes de toda la muestra. Estas regiones son además las que muestran el valor más alto de parámetro de ionización. A partir del análisis del grado de excitación de estas regiones ionizadas por cúmulos estelares no evolucionados se deduce que tanto el límite superior de la Función de Masas Iniciales como el parámetro de ionización, U , son mayores a menor metalicidad. Se encuentra un valor máximo de U cercano a 0.1 y una T_{ef} máxima del orden de 60,000 K

8) Se encuentra una correlación entre la abundancia de helio y la de oxígeno que permite hacer una estimación de la abundancia de

He pregaláctico. $\gamma \cong 0.236 \pm 0.010$. El valor estimado está en buena concordancia con estimaciones hechas por otros autores. De esto mismo se deduce que existe un enriquecimiento de He y O en el medio interestelar que están relacionados por la expresión $\Delta Y / \Delta Z \cong 3.5 \pm 0.5$.

9) Un procedimiento similar se puede realizar con las abundancias de nitrógeno y de helio, encontrándose un valor de $\gamma_p \cong 0.230 \pm 0.011$. En este caso la relación calculada, He vs. N, solo es válida en el rango de abundancias de la muestra empleada y no predice correctamente las abundancias de objetos fuera de este rango. Esto es debido a que en regiones de mayores abundancias de elementos pesados que las GHI la componente secundaria de la abundancia de nitrógeno es dominante.

Referencias.

- Alloin, D., Collin-Souffrin, S., Joly, M. y Vigroux, L. 1979, *Astron. Astroph.* **78**, 200.
- Arp, H.C., 1966, *Atlas of Peculiar Galaxies*, California Institute of Technology, Pasadena.
- Baldwin, J.A., Phillips, M.M. y Terlevich, R. 1981, *Pub. A.S.P.* **93**, 5.
- Barker, T. 1965, *Ap. J.* **294**, 193.
- Bergvall, N. y Olafsson, K. 1966, *Astron. Astroph. Suppl.* **64**, 469.
- Berrington, K.A., Kingston, A.E. 1987, *J. Phys. B: At. Mol.* **20**, 6631.
- Binette, L. 1985, *Ap. J.* **143**, 334.
- Boesgaard, A. y Steigman, G. 1985, *Ann. Rev. Astr. Ap.* **23**, 319.
- Brocklehurst, M. 1971, *M. N. R. A. S.* **153**, 471.
- Campbell, A.W. 1988, *Ap. J.* **335**, 644.
- Campbell, A.W., Terlevich, R. y Melnick, J. 1986, *M.N.R.A.S.*, **223**, 811.
- Clegg, R.E.S. 1987, *M.N.R.A.S.*, **229**, 31p.
- Copetti, M.V.F., Pastoriza, M.G. y Dottori, H.A. 1986, *Astron. Astroph.* **156**, 111.
- Costero, R. y Peimbert, M. 1970, *Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya*, **5**, 229.
- Davidson, K. y Kinman, T.D. 1985, *Ap. J. Suppl.* **58**, 321.
- Dinerstein, H.L. 1990, plática invitada en el
- Dinerstein, H.L. y Shields, G.A. 1986, *Ap. J.* **311**, 45.
- Dopita, M.A. y Evans, I.N. 1986, *Ap. J.* **307**, 431.
- Dottori, H. 1981, *Astr. Spa. Sci.* **80**, 267.
- Dottori, H.A. 1986, *Rev. Mex. Astron. Astrof.* **14**, 463.
- Dottori, H.A. y Copetti, M.V.F. 1989, *Rev. Mex. Astron. Astrof.* **18**, 115.
- Dufour, D.R. 1986, *Pub. A.S.P.* **98**, 1025.
- Dufour, D.R., Garnett, D.R. y Shields, G.A. 1988, *Ap. J.* **332**, 119.
- Evans, I.N. y Dopita, M.A. 1985, *Ap. J. Suppl.* **58**, 125.
- Ferland, G.J. 1986, *Ap. J. Lett.* **310**, L67.

- Ferland, G.J. y Netzer, H. 1983, Ap. J. **264**, 105.
- Ferland, G.J. y Osterbrock, D. 1986, Ap. J. **300**, 658.
- French, H.B. 1980, Ap. J. **240**, 41.
- Gallagher, J.S., Steigman, G. y Schramm, D. 1987, en el 13^o Texas *Symposium on Relativistic Astrophysics*, ed. M.P. Ulmer (Singapore: World Scientific), p. 103.
- Garnett, D.R. y Shields, G.A. 1987, Ap. J. **317**, 82.
- Gerola, H., Seiden, F.E. y Schulman, L.S. 1980, Ap.J. **242**, 517.
- Gondalekhar, P.M., Morgan, D.H., Dopita, M. y Phillips, A.F. 1984, M.N.R.A.S. **209**, 59.
- Haro, G. 1956, Sol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya **2**, 8.
- Hazard, C. 1985, en *Star Forming Dwarf Galaxies*, ed. D. Kunth, T.X. Thuan y J. Tran Thanh Van, Frontières, p.9.
- Heckman, T. M. 1980, Astron. Astrophys. **87**, 142.
- Henry, R.B.C. 1989a, Rev. Mex. Astron. Astrof. **18**, 81.
- Henry, R.B.C. 1989b, M.N.R.A.S. **241**, 453.
- Huchra, J.P. 1977a, Ap. J., **217**, 298
- Huchra, J.P. 1977b, Ap. J. Suppl., **35**, 171.
- Hummer, D. y Storey, P.J. 1987, M.N.R.A.S. **224**, 801.
- Hunter, D.A., Gallagher, J. y Rautenkranz, D. 1982, Ap. J. Suppl. **49**, 53.
- Kawano, L., Schramm, D. y Steigman, G. 1988, Ap. J. **327**, 750.
- Kunth, D. 1986, Pub. A.S.P. **98**, 1025.
- Kunth, D. y Joubert, M. 1985, Astron. Astrophys. J., **142**, 411.
- Kunth, D. y Sargent, W.L.W. 1979, Astron. Astroph. **76**, 50.
- Kunth, D. y Sargent, W.L.W. 1983, Ap. J. **273**, 81.
- Kunth, D., Sargent, W.L.W. y Kowal, C. 1981, Astron. Astroph. Suppl. **44**, 229.
- Kunth, D., Martin, J.M., Maurogordato, S. y Vigroux, L 1985, en *Star Forming Dwarf Galaxies*, ed. D. Kunth, T.X. Thuan y J. Tran Thanh Van, Frontières, p. 89.
- Kwitter, K. 1984, Ap. J. **287**, 840.
- Lambert, D.L. 1978, M.N.R.A.S. **182**, 249.
- Lambert, D.L. y Luck, R.E. 1978, M.N.R.A.S. **189**, 79.
- Larson, R.B. y Tinsley, B.M. 1978, Ap.J. **219**, 46.
- Lequeux, J., Peimbert, M. Rayo, J.F., Serrano, A. y Torres-Peimbert, S. 1979, Astron. Astroph. **80**, 155.
- Mac Alpine, G.M. y Lewis, D.W. 1978, Ap.J. Suppl. **35**, 587.

- Mac Alpine, G.M. y Williams, G.A. 1981, Ap. J. Suppl. **45**, 113.
- Mac Alpine, G.M., Lewis, D.W. y Smith, S.B. 1977a, Ap. J. Suppl. **34**, 203.
- Mac Alpine, G.M., Smith, S.B y Lewis, D.W. 1977b, Ap. J. Suppl. **34**, 25.
- Mac Alpine, G.M., Smith, S.B y Lewis, D.W. 1977c, Ap. J. Suppl. **35**, 197.
- Maeder, A. 1984, en *Stellar Nucleosynthesis*, ed. C. Chioldi y A. Renzini, Reidel, Dordrecht, p. 113.
- Mathis, J.S. 1979, *Astrophys. J.*, **159**, 263.
- Markarian, S.E. 1967, *Astrophysica*, **3**, 55.
- Markarian, S.E., Lipovetskii, V.A. y Stepanian, D.A. 1969, *Astrophysika*, **15**, 549.
- Masegosa, J. 1988, Tesis Doctoral, Universidad de Granada, España.
- Matteucci, F. y Chioldi, C. *Astron. Astroph.* **123**, 121.
- Maza, J. y Ruiz, M.T. 1989, Ap. J. Supp. **69**, 353.
- Maza, J., Ruiz, M.T., González, L.E. y Wichjniesky, M. 1989, Ap. J. Suppl. **69**, 349.
- McCall, M.L., Rybsky P.M. y Shields, G.A. 1985, Ap. J. Suppl. **57**, 1.
- Mendoza, C. 1983, en *Planetary Nebulae*, IAU Simp. # **103**, ed. D.R. Flower, Reidel, Dordrecht, p. 143.
- Meurs, E.J.A. 1982, Ph. D. Thesis, University of Leiden.
- Meurs, E.J.A. y Wilson, A.S. 1984, *Astron. Astrophys.* **136**, 206.
- Nandy, K., McLachlan, A., Thompson, G.I., Morgan, D.H., Willis, A.J., Wilson, R., Gonhalekar, P.M., Houziaux, L. 1982, *M.N.R.A.S.*, **210**, 1p.
- Osterbrock, D. 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, ed. University Science Books.
- Pagel, B.E.J. 1985, en *Production and Distribution of the C, N, O Elements*, eds. J. Danziger, F. Matteucci y K. Kjar, Garching - ESO, p, 155.
- Pagel, B.E.J. 1987, en *Starburst and Galaxy Evolution*, eds. T. Montmerle, y J.T.T. Van, Frontières, Paris, p.227.
- Pagel, B.E.J. y Edmunds, M.J. 1981, *Ann. Rev. Astron. Astroph.* **19**, 77.

- Pagel, B.E.J., y Simonson, E.A. 1989, R.M.A.A. **18**, Memorias de la II Reunión Mexicano-Texana de Astronomía, p. 153.
- Pagel, B.E.J., Edmunds, M.J. y Smith, G. 1980, M.N.R.A.S. **193**, 219.
- Pagel, B.E.J., Terlevich, R. y Melnick, J. 1986, Pub. A.S.P. **98**, 1005.
- Pagel, B.E.J., Edmunds, M.J., Fosbury, R.A.E. y Webster, B.L. 1978, M.N.R.A.S. **184**, 569.
- Pagel, B.E.J., Edmunds, M.J., Blackwell, D.E., Chun, M.S. y Smith, G. 1979, M.N.R.A.S. **189**, 95.
- Peimbert, M., Peña, M. y Torres-Peimbert, S. 1986, Astron. Astroph. **158**, 266.
- Peimbert, M. 1986, Pub. A.S.P. **98**, 1057.
- Peimbert, M. 1987, en *Planetary and Proto-Planetary Nebulae: from IRAS to ISO*, ed. A. Fraite-Martinez, Reidel Pub. Co., p. 91.
- Peimbert, M. y Torres-Peimbert, S. 1974, Ap. J. **193**, 327.
- Peimbert, M. y Torres-Peimbert, S. 1976, Ap. J. **203**, 581.
- Peimbert, M. y Torres-Peimbert, S. 1977, M.N.R.A.S. **179**, 217.
- Peimbert, M. y Torres-Peimbert, S. 1987, R.M.A.A. **14**, 540.
- Péquignot, D. 1984, Astron. Astrophys. **131**, 159.
- Peña, M. 1986, Pub. A.S.P., **98**, 1061.
- Peña, M., Ruiz, M.T., Maza, J. y González, L.E. 1989, R.M.A.A. **17**, 25.
- Peña, M., Ruiz, M.T., Torres-Peimbert, S. y Maza, J. 1990, A. y A., enviado.
- Rayo, J., Peimbert, M. y Torres-Peimbert, S. 1982, Astrophys. J. **255**, 1.
- Rosa, M. 1985, *The Messenger* **39**, 15.
- Rosa, M. 1987, en *Circumstellar Matter*, IAU Simp. # 122, eds. I. Appenzeller y C. Jordan, Reidel, Dordrecht, p. 457.
- Rosa, M. y Mathis, J.S. 1987, Ap. J. **317**, 163.
- Sargent, W.L.W. 1970a, Ap. J. **159**, 765.
- Sargent, W.L.W. 1970b, Ap. J. **160**, 405.
- Sargent, W.L.W. y Searle, L. 1970, Ap. J. Lett., **162**, L153.
- Searle, L. y Sargent, W.L.W. 1972, Ap. J. **173**, 25.
- Searle, L., Sargent, W.L.W. y Bagnuolo, W.G., 1973, Ap. J. **179**, 427.

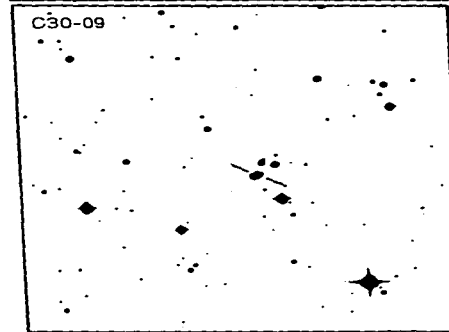
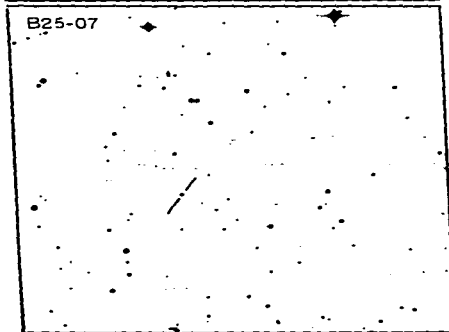
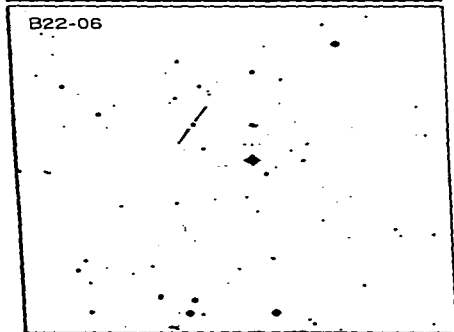
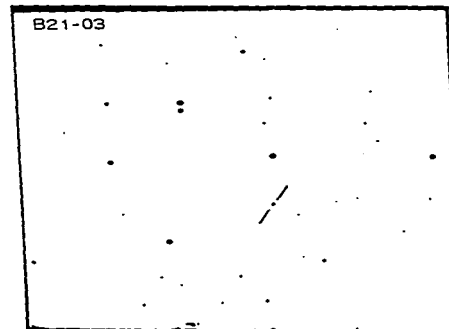
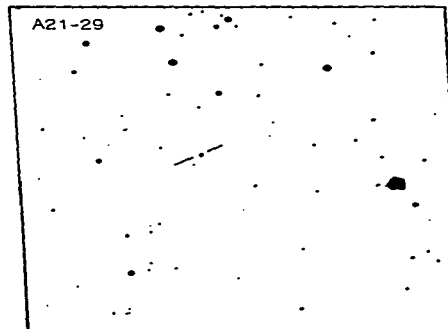
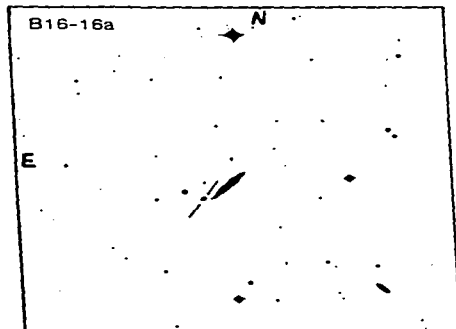
- Searle, L. 1971, Ap. J. **168**, 307.
- Seaton, M.J. 1979, M.N.R.A.S., **185**, 57p.
- Serrano, A. 1986, Pub. A.S.P. **98**, 1066.
- Shields, G.A. 1990, Ann. Rev. Astron. Astroph., en prensa.
- Shields, G.A. 1985, en *Star Forming Dwarf Galaxies*, ed. D. Kunth, T.X. Thuan y J. Tran Thanh Van, Frontières, p.9.
- Shields, G.A. y Tinsley, B.M. 1976, Ap. J. **203**, 66.
- Skillman, E.D. 1989, Ap. J. **347**, 683.
- Skillman, E.D., Kennicutt, R.C. y Hodge, P.W. 1989, Ap. J. **347**, 875.
- Smith, P. G. 1975, Ap. J. **202**, 591.
- Smith, M. G., Aguirre, C. y Zemelman, M. 1976, Ap. J. Suppl **32**, 217.
- Stasińska, G. 1980, Astron. Astroph. **84**, 326.
- Stasińska, G., Alloin, D. Collin-Souffrin, S. y Joly, M. 1981, Astron. Astroph. **93**, 362.
- Stasińska, G. 1982, Astron. Astrophys. Suppl., **48**, 299.
- Stasińska, G. 1984a, Astron. Astrophys. Suppl. **55**, 15.
- Stasińska, G. 1984b, Astron. Astrophys. **135**, 341.
- Stauffer, J.R. 1982, Ap. J. **262**, 66.
- Stone, R.S.P. y Baldwin, J.A. 1983, M.N.R.A.S. **204**, 347.
- Takase, 1980, P.A. Soc. Japan **32**, 605.
- Terlevich, R. 1985, en *Star Forming Dwarf Galaxies*, ed. D. Kunth, T.X. Thuan y J. Tran Thanh Van, Frontières, p.395.
- Terlevich, R. y Melnick, J. 1981, M.N.R.A.S. **195**, 839.
- Thuan, T.X. 1983, Ap. J., **269**, 667.
- Thuan, T.X. 1985, Ap. J., **299**, 831.
- Torres-Peimbert, S. y Peimbert, M. 1977, Rev. Mex. Astron. Astrof. **2**, 181.
- Torres-Peimbert, S. y Peña, M. 1990, Reporte Técnico del IA-UNAM, en preparación.
- Torres-Peimbert, S., Peimbert, M. y Fierro, J. 1989, Ap. J. **345**, 186.
- Veilleux, S. y Osterbrock, D.E. 1987, Ap. J. Suppl. **63**, 295.
- Vigroux, L., Stasińska, G. y Comte, G. 1987, Astron. Astroph. **172**, 15.
- Vilchez, J. M. y Pagel, B.E.J. 1988, M.N.R.A.S. **231**, 257.
- Withford, A.E. 1958, Astron. J., **63**, 210.

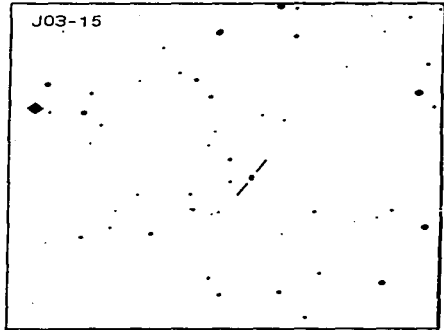
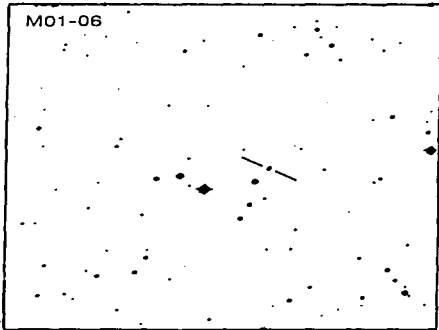
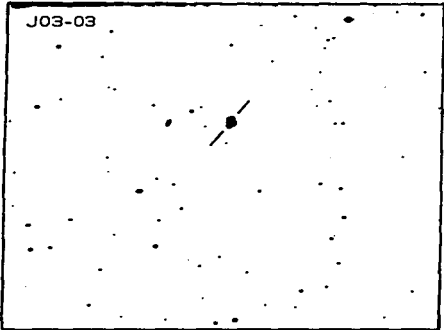
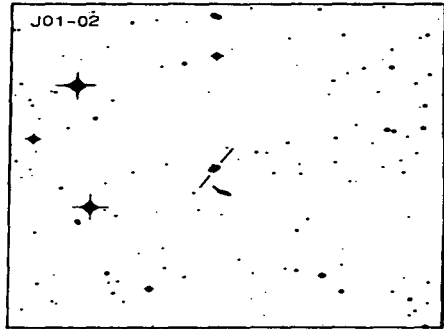
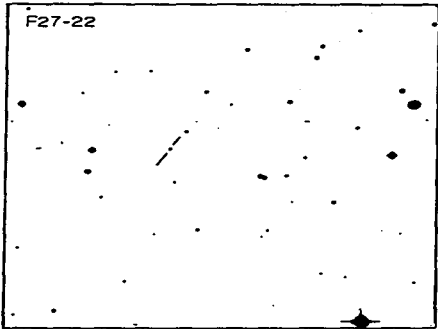
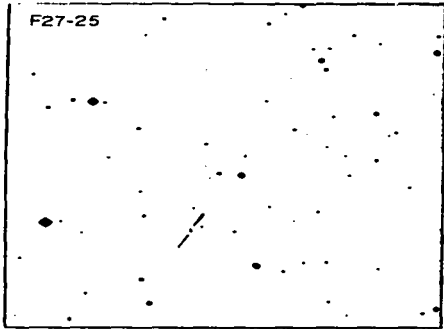
- Yang, J., Turner, M.S., Steigman, G., Schramm, D.N. y Olive,
K.A. 1984, Ap. J. **281**, 493.
- Zamorano J. y Rego M. 1985, Astron. Astroph. Suppl. **62**, 173.
- Zwicky, F. 1967, Adv. Astron. Astroph. **5**, 267.
- Zwicky, F. 1971, en *Catalogue of selected compact galaxies and
of post-eruptive galaxies.*

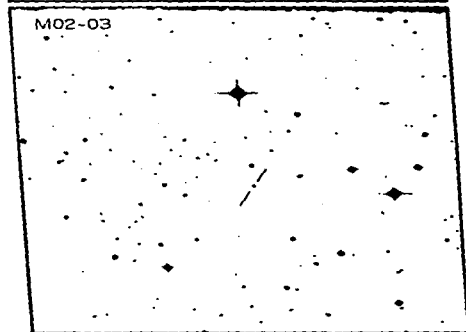
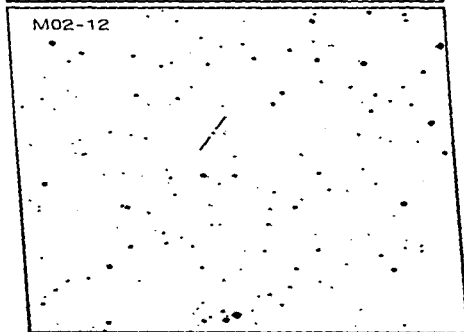
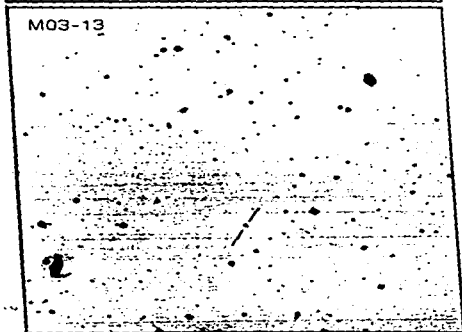
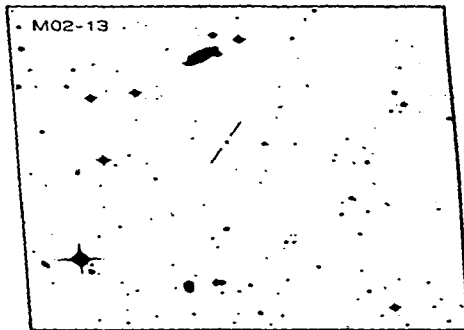
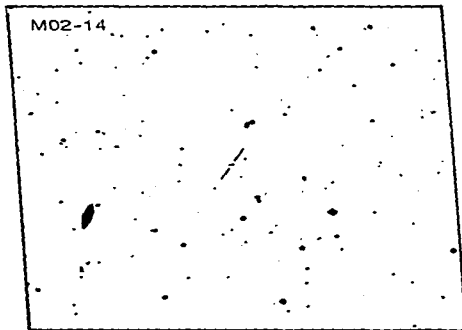
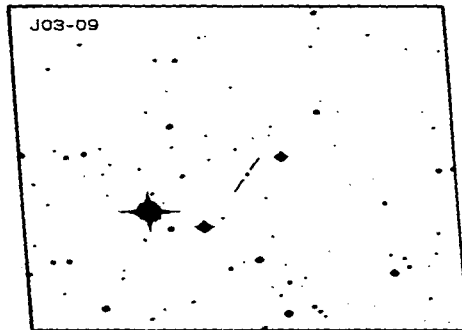
Apéndice 1

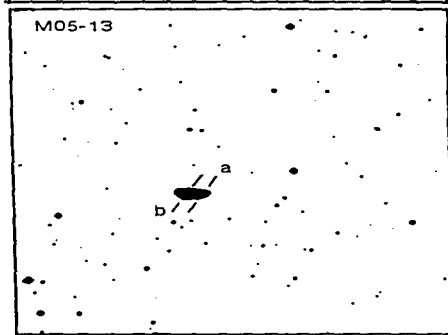
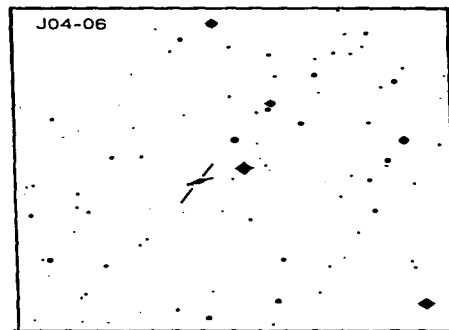
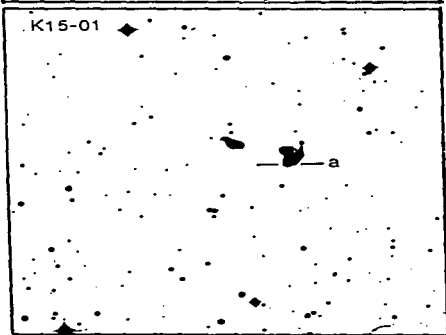
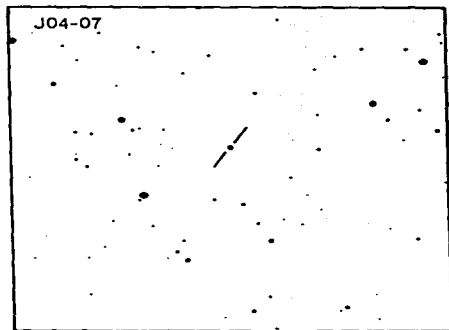
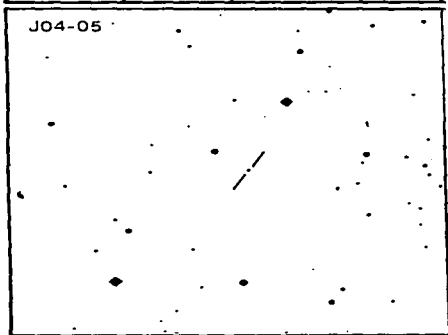
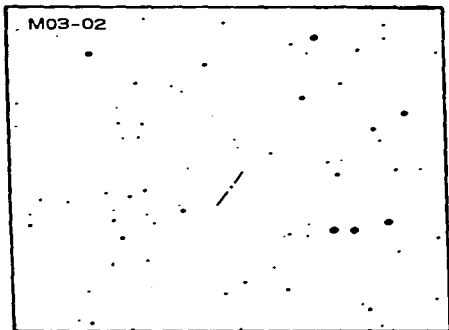
**Mapas de identificación de las GHII descubiertas en la búsqueda
Calán-Tololo**

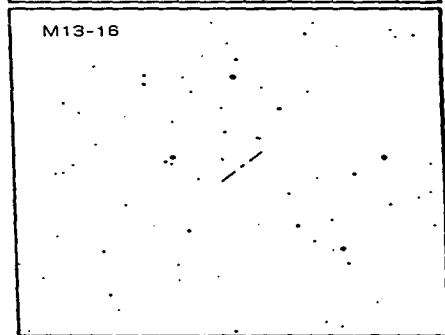
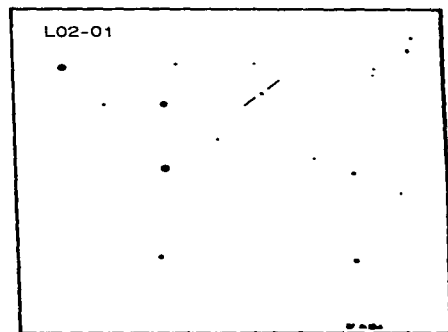
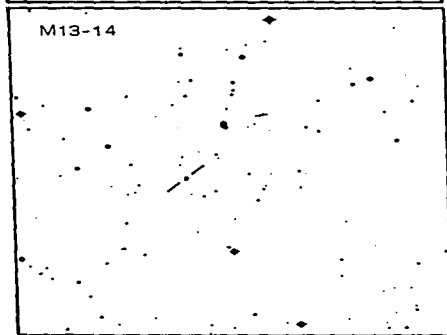
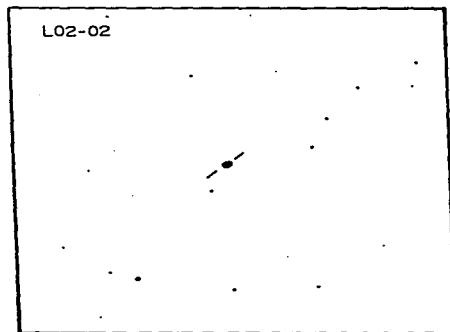
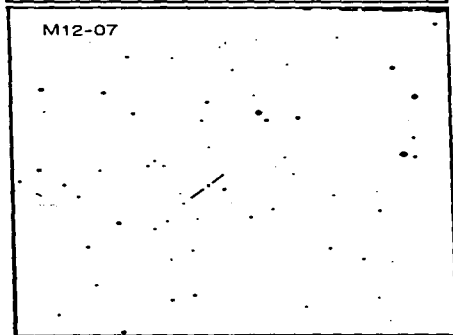
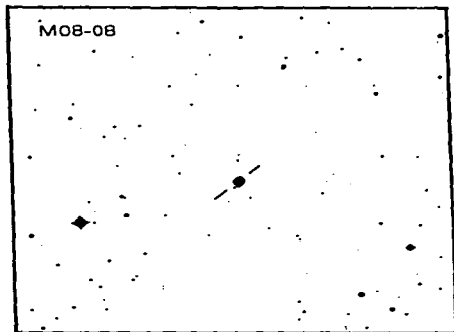
10'



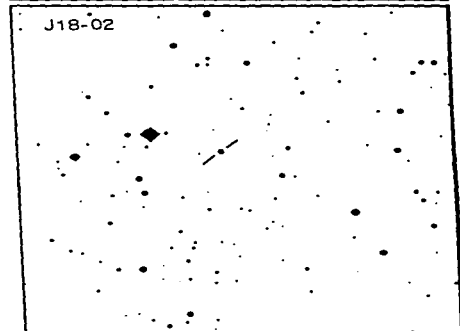
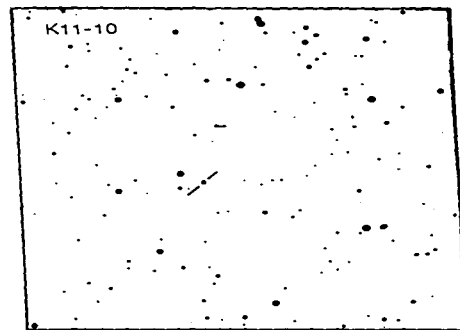
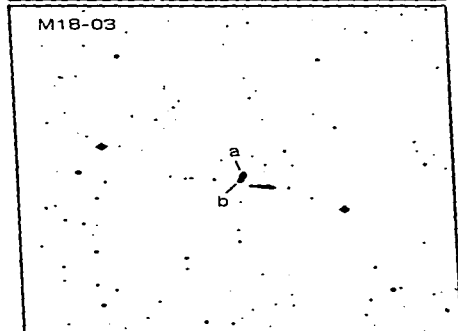
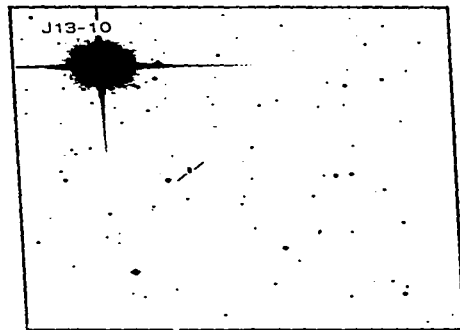
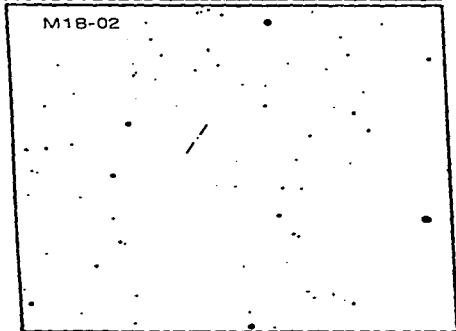
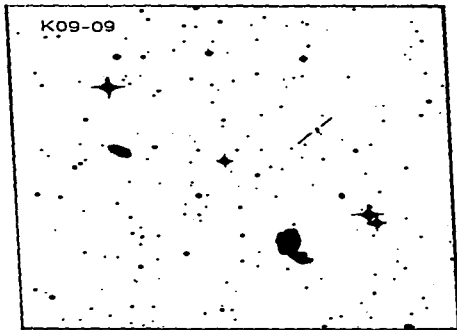




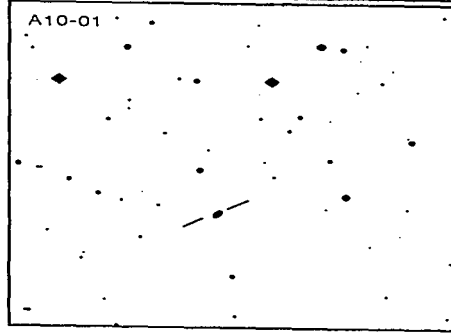
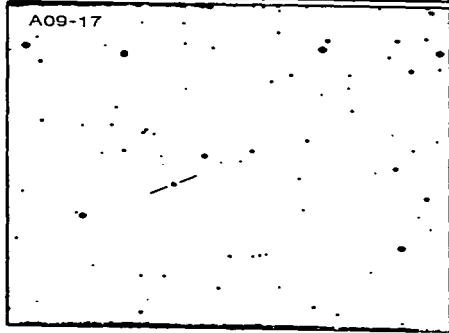
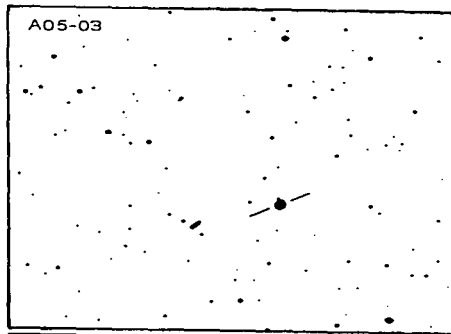
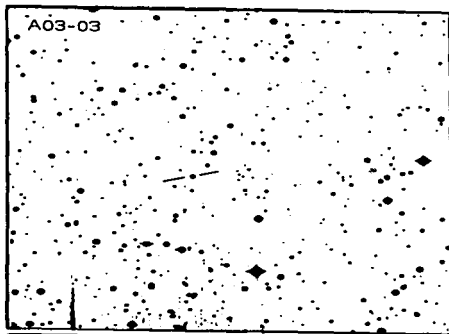




A1-6



AL-7



Apéndice 2

Determinación de la composición química en NGC 2363

The chemical composition of NGC 2363

M. Peimbert*, M. Peña, and S. Torres-Peimbert*

Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 70-264, México 04510 D.F., México

Received August 30, accepted October 28, 1985

Summary. Photoelectric spectrophotometry in the 3400–7400 Å is presented for the metal-poor extragalactic H II region NGC 2363. Based on these data, on IUE observations and on ionization structure models we have obtained the chemical abundances. The C/O ratio is a factor of two smaller than in the solar vicinity and under reasonable assumptions implies that most of the C in the solar vicinity is produced by intermediate mass stars. The N/C ratio is the same in NGC 2363 and in the Orion nebula, but the N/H ratio is 17 times smaller than in the Orion nebula. From line ratios involving five He emission lines it is found that $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0.077 \pm 0.006$ (3σ), which corresponds to $Y = 0.235 \pm 0.013$ (3σ).

Key words: irregular galaxies – interstellar abundances – galactic evolution – H II regions

1. Introduction

NGC 2363 is a very bright H II region in the irregular galaxy NGC 2366. The brightest part of NGC 2363 has dimensions of $10'' \times 20''$ with its major axis oriented east-west, its size makes it ideal for observations with the IUE large aperture. Probably it is the extragalactic H II region, larger than $10''$, with the highest observed surface brightness in H α and in $\lambda 5007$; these properties make NGC 2363 an excellent object for spectroscopic studies and for determining its chemical composition. Several papers on NGC 2363 have been published recently (Kennicutt et al., 1980; Gondhalekar, 1983; Dufour et al., 1985), nevertheless we considered that an improvement on the accuracy of previous determinations could be made, particularly for abundances based on faint emission lines in the optical region. The low heavy element abundance of NGC 2363 makes it ideal to test models of the early chemical evolution of galaxies.

2. Observations

2.1. Optical

The observations were carried out during six observing seasons in 1979–1985 with the 2.1 m telescope at KPNO and the intensified

Send offprint requests to: M. Peimbert

* Visiting Astronomer, Kitt Peak National Observatory, National Optical Astronomy Observatories, operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc. under contract with the National Science Foundation. Guest Investigator of the International Ultraviolet Explorer Program operated by the National Aeronautics and Space Administration

image dissector scanner (IIDS). The observational procedure has been described before (Torres-Peimbert and Peimbert, 1977). Several gratings were used that covered the following wavelength ranges: $\lambda\lambda 3400\text{--}5200$, $\lambda\lambda 5600\text{--}7400$, $\lambda\lambda 5850\text{--}6750$ and $\lambda\lambda 4800\text{--}6600$. The IIDS is a dual-beam multichannel spectrometer, each spectrum of ~ 20 mm is recorded into 1024 channels. The dual entrance slits used were 0.30×0.98 mm where the first value is along, and the second perpendicular to the dispersion; they correspond to 3.78×12.74 on the plane of the sky. The slits were oriented east-west and the separation between the centers of both slits corresponds to $99''$. The full width at half-maximum of the comparison emission lines was of 3.8 channels.

The data were reduced to absolute fluxes using the standard stars observed by Stone (1977) and Oke (1974) and by considering that the actual flux F was related to the instrumental signal, S , by (Peimbert and Torres-Peimbert, 1985; Davidson, 1985; Rosa, 1985)

$$S \propto F^{1.07} \quad (1)$$

In Figs. 1–3 we show typical spectra of one observing season. In Table 1 we present the intrinsic line intensities in $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, $I(\lambda)$, given by

$$\log \left[\frac{I(\lambda)}{I(\text{H}\beta)} \right] = \log \left[\frac{F(\lambda)}{F(\text{H}\beta)} \right] + C(\text{H}\beta) f(\lambda), \quad (2)$$

where $F(\lambda)$ is the observed line flux corrected for atmospheric extinction and $C(\text{H}\beta)$ is the logarithmic reddening correction at $\text{H}\beta$. The errors are standard deviations and for some of the faint lines are larger than expected because the intensities were not measured in all the spectra available. The reddening function, $f(\lambda)$, normalized at $\text{H}\beta$, is derived from the normal extinction law (Seaton, 1979) and is also presented in Table 1. $C(\text{H}\beta)$ was determined by fitting the observed Balmer decrement to the one computed by Brocklehurst (1971) for $T_e = 14,800$ K and $N_e = 10,000 \text{ cm}^{-3}$. The continuum contribution to each emission line was subtracted by interpolating the continuum at both sides of the emission line.

The $I(4922, \text{He I})/I(\text{H}\beta)$ ratio is equal to -2.02 dex and was computed after the contribution due to $\lambda 4931$ of $[\text{O III}]$ was subtracted (Nussbaumer and Storey, 1981); the contributions to $I(4922)$ due to $\lambda\lambda 4924$ and 4930 of $[\text{Fe III}]$ are negligible considering that the $I(4658, \text{Fe II})/I(\text{H}\beta)$ ratio is smaller than -2.00 dex (Garstang et al., 1978). The differences between the intrinsic line ratios $\text{H}\delta/\text{H}\beta$, $\text{H}_\gamma/\text{H}\beta$, $\text{H}_\alpha/\text{H}\beta$, $4026, 4472, 4922, 4472, 5876, 4472$, and $6678, 4472$ and the theoretical ones computed by Brocklehurst (1971, 1972) for $T_e = 14,800$ K are 0.03, 0.01, 0.00, 0.01, 0.02, 0.01 and 0.01 dex respectively.

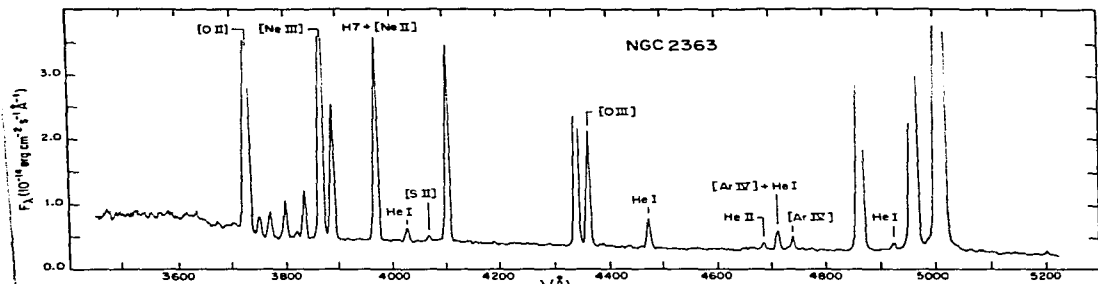
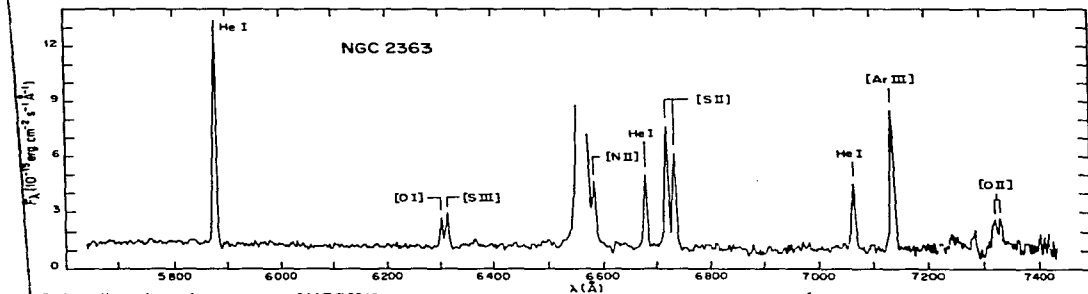
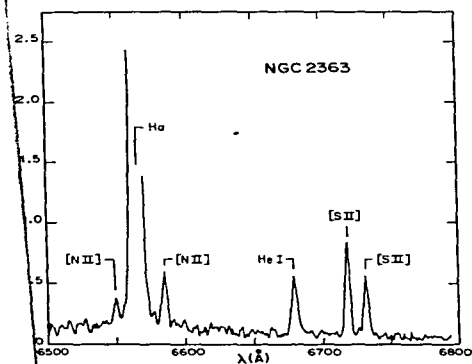


Fig. 1. Low dispersion blue spectrum of NGC 2363, showing the faintest lines measured



2. Low dispersion red spectrum of NGC 2363

High dispersion red spectrum, detail in the vicinity of H α

Also in Table 1 we present the equivalent widths, EW' , of the observed lines where it has been assumed that there is no underlying absorption or emission present due to stellar spectra. The continuum fluxes at each emission line wavelength can be obtained from the EW' and I values given in Table 1.

2.2. Ultraviolet

The UV data were extracted from the IUE observations catalogue of extragalactic H II regions (Rosa et al., 1984). This atlas contains two pairs of low dispersion large aperture observations of NGC 2363, taken with the short and long wavelength cameras respectively, and an average spectrum in the $\lambda\lambda$ 1200–3200 Å range.

We have measured the nebular emission line fluxes which are presented in Table 2. The quoted errors are estimates based on uncertainties in the continuum level determinations. For comparison we have also included in Table 2 fluxes obtained by Dufour et al. (1985) from high dispersion IUE spectra. We find a good agreement between both sets of data for $\lambda\lambda$ 1666 and 1909.

To obtain the intrinsic line intensities we corrected the observed fluxes with the $C(H\beta)$ determined from the visual data and adopting the reddening law by Seaton (1979). After following this procedure it was found that $\log I(1666)/I(5007) = -1.21$ while the

Table 1. Absolute line intensities, reddening corrections and equivalent widths: $I(\lambda)$ is the intrinsic line intensity and the error is the standard deviation, $f(\lambda)$ is the reddening function, $E(H\beta)$ is the equivalent width, the logarithmic reddening correction used is $C(H\beta) = 0.25$, and the intrinsic flux at $H\beta$ is $\log I(H\beta) = -11.87 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

λ (Å)	ID	$f(\lambda)$	\log $I(\lambda)/I(H\beta)$	$E(H\beta)$ Å
3726 + 3729	[O II]	+0.255	-0.24 ± 0.02	78
3869	[Ne III]	+0.235	-0.26 ± 0.02	94
3889	He I + H δ	+0.225	-0.71 ± 0.03	33
3967	[Ne III] + H γ	+0.205	-0.54 ± 0.02	53
4026	He I	+0.185	-1.77 ± 0.03	3.1
4068 + 4076	[S II]	+0.180	-2.06 ± 0.15	1.7
4102	H δ	+0.170	-0.61 ± 0.02	48
4340	H γ	+0.130	-0.33 ± 0.01	111
4363	[O III]	+0.125	-0.87 ± 0.00	32
4472	He I	+0.080	-1.44 ± 0.02	9.2
4686	He II	+0.040	-2.02 ± 0.08	2.6
4711 + 4713	[Ar IV] + He I	+0.030	-1.58 ± 0.05	7.3
4740	[Ar IV]	+0.025	-1.74 ± 0.04	5.0
4861	H β	+0.000	+0.00	300
4922 + 4931	He I + [O III]	-0.015	-1.98 ± 0.05	3.3
4959	[O III]	-0.025	+0.37 ± 0.01	751
5007	[O III]	-0.035	+0.85 ± 0.01	2283
5199 + 5201	[N I]	-0.075	-2.13 ± 0.07	2.6
5517	[Cl III]	-0.140	-2.63 ± 0.15	1.1
5538	[Cl III]	-0.145	-2.48 ± 0.15	1.5
5876	He I	-0.210	-1.02 ± 0.03	58
6300	[O I]	-0.285	-1.98 ± 0.05	6.6
6311	[S III]	-0.285	-1.78 ± 0.03	10.4
6364	[O I]	-0.295	-2.46 ± 0.11	2.1
6563	H α	-0.320	+0.45 ± 0.01	2008
6583	[N II]	-0.325	-1.64 ± 0.04	16
6678	He I	-0.340	-1.57 ± 0.03	22
6717	[S II]	-0.345	-1.36 ± 0.04	35
6731	[S II]	-0.345	-1.49 ± 0.05	28
7065	He I	-0.380	-1.54 ± 0.04	26
7136	[Ar III]	-0.390	-1.22 ± 0.05	56
7320 + 7330	[O II]	-0.410	-1.67 ± 0.05	24

Table 2. IUE line intensities: $F(\lambda)$ is the IUE observed flux, the intrinsic line intensities, $I(\lambda)$, have been decreased by a factor of 1.52 to take into account the difference in entrance slits between the visual and UV observations

λ (Å)	ID	$F(\lambda) (10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$		$f(\lambda)$	\log $I(\lambda)/I(H\beta)$
		This work	Dufour 1985		
1550	C IV	15 ± 3	—	+1.18	-0.59
1666	[O III]	17 ± 6	14.8 ± 5	+1.13	-0.54
1892	[S III]	17 ± 4*	6.4 ± 1.5	+1.18	-0.53
1909	C III]	59 ± 5	51.6 ± 3	+1.23	+0.02
2325	C II]	< 7	—	+1.37	< -0.88

* The line shows an odd shape with its center at 1885 Å

theoretical ratio for $T_e = 14,800$ K and $N_e < 100 \text{ cm}^{-3}$ is -1.39 dex, the difference was ascribed to the different visual and UV entrance slits. To normalize the UV and visual line intensities to a common aperture, it was decided to reduce the intensities of the UV lines by 0.18 dex (a factor of 1.52), i.e. the adopted UV intrinsic line intensities are given by

$$\log I(\lambda) I(H\beta) = \log F(\lambda) 1.52 F(H\beta) + C(H\beta) f(\lambda)$$

and are presented in Table 2.

The parent galaxy, NGC 2366, shows $A_B = 0.40$ which corresponds to $E(B-V) = 0.09$ (de Vaucouleurs et al., 1976), while our visual observations of NGC 2363 indicate that $E(B-V) = 0.17$. Part of the reddening originates in our galaxy and part in NGC 2363 which presumably has a reddening law different to the normal one. Fortunately all the UV line intensities are normalized to $\lambda 1666$ and the reddening correction is just the differential between $f(1666)$ and $f(\lambda)$ which is very small for all the lines presented in Table 2; if instead of the normal reddening law we adopt the one derived by Nandy et al. (1982) for the Small Magellanic Cloud, the differences would be smaller than 0.04 dex for most lines and smaller than 0.08 dex for all of them.

3. Physical conditions and chemical composition

3.1. Temperatures and densities

The relevant references to the atomic parameters used to derive electron temperatures, electron densities and chemical abundances are from the compilation by Mendoza (1983).

From the [O III] $\lambda\lambda 5007/4363$ line intensity ratio we have derived an electron temperature $T_e(\text{O III}) = 14,800 \pm 500$ K where the error corresponds to an uncertainty of 0.03 dex in the line intensity ratio. A higher temperature, $T_e(\text{O III}) = 15,600$ K, was derived by Kennicutt et al. (1980) based on different atomic data.

There are two other temperature sensitive ratios available: [O II] $\lambda\lambda(7320 + 7330)/(3726 + 3729)$ and [S II] $\lambda\lambda(6717 + 6731)/(4068 + 4076)$, unfortunately they are considerably less accurate than the [O III] ratio, due to the lower quality of the line intensities involved and the higher reddening correction needed. Nevertheless these ratios yield a lower limit of 14,000 K for the electron temperature.

The electron density derived from the [S II] $\lambda\lambda 6717/6731$ ratio amounts to 80 cm^{-3} and is almost temperature independent, on the other hand the line ratio is very close to the low density limit and consequently the derived density is very uncertain but smaller than 220 cm^{-3} .

To derive the root mean square density, $N_e(\text{rms})$, we assumed that our observations were representative of a spherical core with $r = 3.9$ (which corresponds to the area of our rectangular entrance slit). For a homogeneous sphere of radius r and at a distance d , $N_e(\text{rms})$ is given by

$$N_e^2(\text{rms}) = \frac{3d^2 I(H\beta) \left[1 + \frac{N(\text{He}^+)}{N(\text{H}^+)} + 2 \frac{N(\text{He}^{++})}{N(\text{H}^+)} \right]}{r^3 a(H\beta) b_V(H\beta)} \quad (3)$$

where $a(H\beta)$ is the H β effective recombination coefficient. From the a value by Brocklehurst (1971) for $T_e = 14,800$ K, the distance of 3.8 Mpc by Sandage and Tammann (1976), the $I(H\beta)$ of Table 1, and the He^+/H^+ and $\text{He}^{++}/\text{H}^+$ abundance ratios of $7.6 \cdot 10^{-2}$ and $8 \cdot 10^{-4}$ respectively (see below) it is obtained that $N_e(\text{rms}) = 25 \text{ cm}^{-3}$.

The $N_e(\text{rms})$ and $N_e(\text{S II})$ densities are too small to introduce any errors in the ionic abundance determinations since essentially collisional deexcitations at these densities are negligible for the ions under consideration.

The root mean square mass amounts to $M(\text{rms}) = 1.2 \cdot 10^6 M_\odot$, which is an upper limit to the real mass in the presence of spatial density fluctuations.

3.2. Chemical abundances

The ionic chemical abundances were derived adopting $T_e(\text{O III})$ as representative for the whole region and assuming no spatial temperature variations over the observed volume. The results are presented in Table 3 where the errors are one standard deviation and include the errors introduced by the line intensities, in the electron temperature and in the relative emissivities of the ion with respect to the Balmer lines.

The total O, N and Ne abundances were obtained from

$$\frac{N(\text{O})}{N(\text{H})} = \frac{N(\text{He}^+ + \text{He}^{++})}{N(\text{He}^+)} \frac{N(\text{O}^+ + \text{O}^{++})}{N(\text{H}^+)}. \quad (4)$$

$$\frac{N(\text{N})}{N(\text{H})} = \frac{N(\text{O})}{N(\text{O}^+)} \frac{N(\text{N}^+)}{N(\text{H}^+)}. \quad (5)$$

$$\frac{N(\text{Ne})}{N(\text{H})} = \frac{N(\text{O})}{N(\text{O}^{++})} \frac{N(\text{Ne}^{++})}{N(\text{H}^+)}. \quad (6)$$

and are presented in Table 4.

To derive other total abundances we have made use of ionization correction factors derived from models computed by Mathis (1982, 1985); we would have obtained similar results with the model 1 EF2 ($N_e = 100 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 55,000$ K, $Z/Z_\odot = 0.2$) of Stasinska (1982). From our data $\text{O}^+/\text{O} = 0.063$ and $\text{S}^+/\text{S}^{++} = 0.085$, based on these values and the models by Mathis we find: $\text{C}^{++}/\text{C} = 0.8$, $(\text{S}^+ + \text{S}^{++})/\text{S} = 0.45$, $\text{Cl}^{++}/\text{Cl} = 0.2$ and $\text{Ar}^{++}/\text{Ar} = 0.3$. The total C, S, Cl and Ar abundances are also given in Table 4. The errors correspond to the ionic abundance ones and do not include the uncertainties introduced by the ionization correction factors.

It is also possible to derive the C abundance by adding the C^+ , C^{++} and C^{2+} concentrations. From the upper limit to the C II] $\lambda 2325$ line, it is obtained that $\text{C}^+/\text{C}^{++} < 0.13$. On the other hand the C IV $\lambda 1550$ resonant line is clearly measurable but it could be contaminated by stellar emission or affected by dust absorption within the H II region, therefore it is not a reliable abundance

Table 3. Ionic abundances

Ion	$12 + \log N(\text{X})/N(\text{H})$
C^+	< 6.40
C^{++}	7.29 ± 0.07
N^+	5.24 ± 0.05
O^+	6.72 ± 0.04
O^{++}	7.89 ± 0.04
Ne^{++}	7.15 ± 0.04
S^+	4.87 ± 0.05
S^{++}	5.94 ± 0.05
Cl^{++}	4.11 ± 0.15
Ar^{++}	5.39 ± 0.06
Ar^{3+}	5.41 ± 0.06

Table 4. Total abundances: He/H by number, Y and Z by mass, the others $12 + \log(N(X)/N(H))$ the errors are discussed in the text

	NGC 2363			SMC		Orion	Sun
	(a)	(b)	(c)	(d)	(a), (e)	(f)	(g)
He/H	0.077 ± 0.006	—	—	—	0.078 ± 0.002	0.102	—
C	7.39 ± 0.07	—	7.30	7.30	—	8.57	8.67
N	6.44 ± 0.05	6.80	—	6.63	6.41 ± 0.07	7.68	7.99
O	7.92 ± 0.04	7.89	—	8.01	7.89 ± 0.08	8.65	8.92
Z _C	7.18 ± 0.04	—	—	—	7.03 ± 0.13	7.80	—
S	6.32 ± 0.05	—	—	—	—	7.10	7.23
Cl	4.81 ± 0.15	—	—	—	—	5.05	—
Ar	5.91 ± 0.06	—	—	—	—	6.65	—
Y	0.235 ± 0.013	—	—	—	0.237 ± 0.006	0.280 ± 0.010	—
Z	0.0017	—	—	—	0.0016	0.013 ± 0.002	—

References: (a) This work, (b) Kennicutt et al. (1980), (c) Gondhalekar (1983), (d) Dufour et al. (1985), (e) Peimbert and Torres-Peimbert (1976), Lequeux et al. (1979), (f) Peimbert and Torres-Peimbert (1977), Torres-Peimbert et al. (1980), (g) Lambert (1978), Lambert and Luck (1978)

indicator. In any case if we assume that the measured intensity corresponds to the nebular emission then $C^{3+}/C^{++} = 0.15$. Consequently the results derived from C^{++} and C^{3+} are not in contradiction with the C abundances derived from the C^{++} concentration and the models by Mathis (1985). A similar case can be made for Ar, from the Ar³⁺ observations.

The total helium abundance is given by

$$\frac{N(\text{He})}{N(\text{H})} = \frac{N(\text{He}^0 + \text{He}^+ + \text{He}^{++})}{N(\text{H}^0 + \text{H}^+)} \quad (7)$$

for objects of low degree of ionization there is an outer He⁰ zone within the H⁺ zone and no H⁰ zone, alternatively for objects of high degree of ionization there is an outer H⁰ zone within the He⁺ zone and no He⁰ zone. For density bounded nebulae the He⁰ and H⁰ zones can disappear. The relative importance of the He⁰ or H⁰ zone is minimized if one observes only the central regions of an H II region, moreover if one is dealing with density bounded nebulae the He⁰ and H⁰ zones can disappear. Fortunately for H II regions of high degree of ionization the H⁰ zone in general amounts to less than one percent of the H⁺ zone and the He⁰ zone does not exist (e.g. Stasinska, 1982). From the model by Stasinska that better reproduces the O⁺, O⁺⁺ and the S⁺, S⁺⁺ ratios observed in NGC 2363, 1EF 2, the H⁰ zone extends farther out than the He⁺ zone and there is no He⁰ zone, the effect of neglecting the H⁰ zone reduces the $N(\text{He}^+)/N(\text{H}^+)$ ratio by a factor of 1.01, considering that we have observed only the central region of NGC 2363 we decided to neglect the H⁰ term in Eq. (7).

From the computations by Brocklehurst (1971) for $T_e = 14,800$ K and the $I(4686)/I(4861)$ ratio presented in Table 1 we obtained that $N(\text{He}^{++})/N(\text{H}^+) = 8 \cdot 10^{-4}$, an almost negligible amount of He⁺⁺.

To obtain the He⁺/H⁺ ratio we followed the same procedure than Rayo et al. (1982). From the computations by Brocklehurst (1971, 1972) and the observations in Table 1 we have computed the $N(\text{He}^+)/N(\text{H}^+)$ values. Based on the observed 7065, 4472 ratios and the results by Robbins (1968) and Cox and Daltabuit (1971), we have taken into account the effect of self-absorption for the triplet series which reduce the (He⁺, λ)/H⁺ ratio by a factor of 1.02 for 5876, of 1.01 for 4472 and leaves 4026 unaffected. From the computations by Robbins and Bernat (1973) it is found that the

Table 5. Helium abundances by number, corrected for self-absorption

λ	He ⁺ /H ⁺
4026	0.0758
4472	0.0770
4922	0.0748
5876	0.0754
6678	0.0762

self-absorption effect for the singlet lines is negligible. The results are presented in Table 5.

The observed He and H line intensities are affected by underlying absorption and emission due to the stellar contribution to the spectra. The weakness of the WR features in the visual and UV regions of the spectrum indicates that the underlying emission is negligible (e.g. Rayo et al., 1982). Alternatively the very large EW in emission for H α and H β indicate that the underlying absorption for these lines should be negligible; moreover the least affected and the most affected He⁰ lines by underlying absorption are $\lambda\lambda 5876$ and 4026 respectively (e.g. Rayo et al., 1982), since the observed 5876 4026 ratio is very close to the theoretical ratio (e.g. Table 5) it follows that the underlying effect is negligible. In what follows we will not take into account the presence of underlying absorption or emission.

The total helium abundance is presented in Table 4 where the five He⁰ lines were taken into account weighted according to the observed accuracy, the error is a 3 σ error that only includes the uncertainties on the line intensity ratios, which for this object are the main source of error. For a thorough discussion of the different sources of error in the He/H abundance determinations in other extragalactic H II regions see Peimbert and Torres-Peimbert (1985) and Davidson and Kinman (1985).

We determined the total Z abundance by adding the abundances of all the heavy elements observed and by assuming that they comprise 90% of the total Z value. Under this assumption oxygen comprises 60% by mass of all the heavy elements, while for a solar vicinity mixture of elements it comprises

only about 45% (e.g. Peimbert and Torres-Peimbert, 1977). The difference is mainly due to the C/O and N/O values in NGC 2363 which are smaller than in the solar vicinity (see Table 4).

4. Discussion

The C, N, and O abundance determinations for NGC 2363 by other authors are included in Table 4; in general there is good agreement for O and C, while for N our results are significantly smaller.

A representative C/O value for the solar system and the solar vicinity (the Orion nebula) is 0.67 ± 0.15 (see Table 4). For NGC 2363 we obtained a value of $C/O = 0.30 \pm 0.06$. By assuming that the initial mass function is the same in the solar vicinity and in NGC 2363, the C/O difference can be explained as an age effect in the sense that the stellar population in NGC 2363 is younger on the average than that of the solar vicinity and that most of the C enrichment is due to intermediate mass star, IMS, with $1 m_{\odot} < m_i < 8 m_{\odot}$, where m_i is the initial mass in the main sequence; massive stars, MS, with $m_i \geq 8 m_{\odot}$ produce at most a C/O value of 0.30 while IMS produce at least the rest of the observed C/O value. The conclusion that IMS are responsible for a larger fraction of the C enrichment of the interstellar medium than MS has also been reached by other authors based on the C/O ratio in metal poor H II regions (Dufour et al., 1982; Dufour, 1985; Bergvall, 1985) and on other arguments (Serrano and Peimbert, 1981; Mallik and Mallik, 1985; Sarmiento and Peimbert, 1985).

The He/H abundance ratio derived by us is similar to that derived by Bergvall (1985) for the compact galaxy ESO 338-IG04 (0.074 ± 0.004) and to that obtained by Peimbert and Torres-Peimbert (1976) for the H II regions of the Small Magellanic Cloud.

In Table 4 we present the average abundance for three H II regions in the SMC for the case of no temperature variations along the line of sight ($t^2 = 0.00$); the total heavy element abundance value by mass Z has been recomputed under the assumption that oxygen comprises 60% of it. The errors for the SMC abundances are standard deviations obtained from the values for different regions and maybe include some real differences in addition to the observational errors. The He, N, O and Ne abundances relative to H in NGC 2363 and in the H II regions of the SMC are very similar; moreover the total mass and the mass in the form of gas are also similar (e.g. Thuan and Martin, 1981; Huchtmeier et al., 1981; Hindman, 1967). The very low and similar heavy element abundances imply that both of these objects are in an early and similar stage of chemical evolution.

In addition to the errors in the observed line intensity ratios, the three main sources of error in the determination of the He/H ratio for NGC 2363 are: a) the calibration of the detector, b) the presence of stellar underlying absorption and emission, and c) the ionization correction factor. For the SMC H II regions these three errors seem to be smaller because: a) a different detector with apparently no deviations from linearity was used, b) there is almost no stellar continua because we were able to place the slit away from the most brilliant stars, and c) the ionization correction factor was not derived from models. If we assume that the SMC and NGC 2363 started with the same He/H abundance ratio, the similitude in their observed He/H ratios seems to imply that the three sources of error mentioned above are not very important.

To derive the pregalactic helium abundance, Y_p , it is necessary to estimate the $\Delta Y/\Delta Z$ ratio for NGC 2363. From metal rich galactic H II regions it has been found that $\Delta Y/\Delta Z \sim 3$, while from metal poor extragalactic H II regions it has been found that

$\Delta Y/\Delta Z \sim 2$ (e.g. Rayo et al., 1982; Peimbert, 1985). By adopting $\Delta Y/\Delta Z = 2$ from the Z value of Table 4 it follows that $Y_p = 0.003$, a very small value, and consequently that $Y_p = 0.232 \pm 0.013$ (3σ).

The Y_p (2363) value is larger than the Y_p value of 0.216 ± 0.010 (3σ) derived by Rayo et al. (1982) from the M 101 H II regions, but their Y_p value should be increased due to the non linearity of the detector that was not taken into account; the correction for this effect is significant and not easy to perform. A rediscussion of the data by Rayo et al. as well as newer observations of the M 101 H II regions and other metal poor extragalactic H II regions will be presented elsewhere (Peimbert and Torres-Peimbert, 1985).

The Y_p (2363) value is smaller than the Y_p value of 0.245 ± 0.009 (3σ) derived by Kunth and Sargent (1983) but agrees within the errors. The Y_p (2363) value is also in excellent agreement with the Y_p value of 0.228 ± 0.014 derived from the SMC H II regions by Peimbert and Torres-Peimbert (1976).

Acknowledgements. It is a pleasure to thank J.F. Barral, K. Davidson, R.J. Dufour, J. Fierro, D.C.V. Mallik and M. Rosa for helpful discussions and preprints related to this paper. This is Contribution No. 173 of Instituto de Astronomia, UNAM.

References

- Bergvall, N.: 1985, *Astron. Astrophys.* **146**, 269
 Brocklehurst, M.: 1971, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **153**, 471
 Brocklehurst, M.: 1972, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **157**, 211
 Cox, D. P., Daltabuit, E.: 1971, *Astrophys. J.* **167**, 257
 Davidson, K.: 1985 (private communication)
 Davidson, K., Kinman, T. D.: 1985, *Astrophys. J. Suppl.* **58**, 321
 de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H. G., Jr.: 1976, Second Reference Catalog of Bright Galaxies, University of Texas Press, Austin
 Dufour, R.J.: 1985, in *Future of Ultraviolet Astronomy Based on Six Years of IUE Research*, eds. J.M. Mead, D. Chapman, Y. Kondo, NASA CP-2349, p. 107
 Dufour, R.J., Schiffer, F.H., III, Shields, G.A.: 1985, in *Future of UV Astronomy Based on Six Years of IUE Research*, eds. J.M. Mead, D. Chapman, Y. Kondo, NASA CP-2349, p. 111
 Dufour, R.J., Shields, G.A., Talbot, R.J., Jr.: 1982, *Astrophys. J.* **252**, 461
 Garstang, R.H., Robb, W.D., Rountree, S.P.: 1978, *Astrophys. J.* **222**, 384
 Gondhalekar, P.M.: 1983, *Adv. Space Res.* **2**, 163
 Hindman, J.V.: 1967, *Australian J. Phys.* **20**, 147
 Huchtmeier, W.K., Sciradakis, J.H., Materne, J.: 1981, *Astron. Astrophys.* **102**, 134
 Kennicutt, R., Balick, B., Heckman, T.: 1980, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **92**, 134
 Kunth, D., Sargent, W.L.W.: *Astrophys. J.* **273**, 81
 Lambert, D.L.: 1978, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **182**, 249
 Lambert, D.L., Luck, R.E.: 1978, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **183**, 79
 Lequeux, J., Peimbert, M., Rayo, J.F., Serrano, A., Torres-Peimbert, S.: 1979, *Astron. Astrophys.* **80**, 155
 Mallik, D.C.V., Mallik, S.V.: 1985, *J. Astrophys. Astron.* (in press)
 Mathis, J.S.: 1982, *Astrophys. J.* **261**, 195
 Mathis, J.S.: 1985, *Astrophys. J.* **291**, 247
 Mendoza, C.: 1983, in *Planetary Nebulae*, IAU Symp. **103**, ed. D.R. Flower, Reidel, Dordrecht, p. 143

- Nandy, K., McLachlan, A., Thompson, G.I., Morgan, D.H., Willis, A.J., Wilson, R., Gondhalekar, P.M., Houziaux, L.: 1982, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **201**, 1p
- Nussbaumer, H., Storey, P.J.: 1981, *Astron. Astrophys.* **99**, 177
- Oke, J.B.: 1974, *Astrophys. J. Suppl.* **27**, 21
- Peimbert, M.: 1982, in *Ann. New York Acad. Sci.* **395**, 24
- Peimbert, M.: 1985, in *Star Forming Dwarf Galaxies and Related Objects*, eds. D. Kunth, T.X. Thuan, Frontiers, Paris (in press)
- Peimbert, M., Torres-Peimbert, S.: 1976, *Astrophys. J.* **203**, 581
- Peimbert, M., Torres-Peimbert, S.: 1977, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **179**, 217
- Peimbert, M., Torres-Peimbert, S.: 1985 (in preparation)
- Rayo, J.F., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S.: 1982, *Astrophys. J.* **255**, 1
- Robbins, R.R.: 1968, *Astrophys. J.* **151**, 511
- Robbins, R.R., Bernat, A.P.: 1973, *Mém. Soc. Roy. Sci. Liège*, 6th Ser. **5**, 263
- Rosa, M.: 1985 (private communication)
- Rosa, M., Joubert, M., Benvenuti, P.: 1984, *Astron. Astrophys. Suppl.* **57**, 361
- Sandage, A., Tammann, G.A.: 1976, *Astrophys. J.* **210**, 7
- Sarmiento, A., Peimbert, M.: 1985, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.* **11**, 73
- Seaton, M.J.: 1979, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **185**, 57p
- Serrano, A., Peimbert, M.: 1981, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.* **6**, 41
- Stasinska, G.: 1982, *Astron. Astrophys. Suppl.* **48**, 299
- Stone, R.P.S.: 1977, *Astrophys. J.* **218**, 767
- Thuan, T.X., Martin, G.E.: 1981, *Astrophys. J.* **247**, 823
- Torres-Peimbert, S., Peimbert, M.: 1977, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.* **2**, 181
- Torres-Peimbert, S., Peimbert, M., Daltabuit, E.: 1980, *Astrophys. J.* **238**, 133

Apéndice 3

Estructura de ionización del Helio en complejos de regiones HII.

XIII. THE IONIZATION STRUCTURE OF HELIUM IN H II REGION COMPLEXES*

MIRIAM PENA

Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 70-264,
México 04510 D.F., México

ABSTRACT

Ionization structure models of H II regions are constructed to analyze the behavior of the helium ionization correction factor, i_{He} , for combinations of different stellar radiation fields as well as for mixtures of individual H II regions of different degrees of ionization.

It is found that the amount of He^0 is less than 3% and that $0.98 \leq i_{\text{He}} \leq 1.00$, for H II region complexes ionized by OB associations where the hottest stars are earlier than O6, if the ionizing stars are distributed according to a normal IMF. This result applies for a single H II region or for a mixture of unconnected H II regions.

This result implies that the He^+/H^+ ratio observed in extragalactic H II regions of high degree of ionization corresponds to the true He/H abundance ratios.

Key words: nebulae—H II regions—abundances

1. Introduction

In recent years, considerable effort has been devoted to determining the helium abundance in low-metallicity extragalactic H II regions (e.g., Rayo, Peimbert, and Torres-Peimbert 1982; Kunth and Sargent 1983).

In general, the helium abundance relative to hydrogen is given by

$$\frac{N(\text{He})}{N(\text{H})} = \frac{N(\text{He}^0 + \text{He}^+ + \text{He}^{++})}{N(\text{H}^0 + \text{H}^+)} \quad (1)$$

In H II regions the ionizing stars are not hot enough to produce a significant amount of He^{++} , as can be verified by the weakness or absence of the $\text{He}^+ \lambda 4686$ line. Therefore helium is expected to be in the form of He^0 or He^+ and the helium abundance can be written as

$$\frac{N(\text{He})}{N(\text{H})} = i_{\text{He}} \frac{N(\text{He}^+)}{N(\text{H}^+)} \quad (2)$$

The ionization correction factor, i_{He} , is obtained from numerical models of usually spherically symmetric nebulae excited by a single star (e.g., Stasińska 1982; Mathis 1982) or from semiempirical formulae which depend on the ionization degree of heavier elements like O and S (Peimbert and Torres-Peimbert 1977; Lequeux *et al.* 1979). From theoretical models it has been shown that the exact value of the correction depends on the ionizing spectrum and the distribution of the gas in the emitting zone. In any case, for a high degree of ionization (effective stellar temperatures larger than 40,000 K) the correction

factor for neutral helium tends to unity and could become slightly smaller than one, due to the possibility of having a He^+ zone greater than the H^+ zone. Therefore high-ionization H II regions have usually been chosen for the determination of helium abundance in order to avoid a large contribution of He^0 .

On the other hand, in giant extragalactic H II regions, which contain a large number of ionizing stars and complex structures (Kennicutt 1984), the emitting zone falling into the entrance slit is large enough to include a wide mass spectrum of stars with a large range of effective temperatures, or to include many individual H II regions ionized by stars of different characteristics. The presence of these clusters of H II regions has been reported in the literature (see Rosa (1983) and references therein), and Tully *et al.* (1981) pointed out a possible admixture of He^+ and He^0 zones within their observing slit in order to explain some discrepancies in the He abundance determination of VII Zw 403. Dinerstein and Shields (1986) have constructed an ionization structure model by combining a low-ionization H II region model ($i_{\text{He}} = 3.62$) with a high-ionization one ($i_{\text{He}} = 0.99$). For the composite model they derived an $i_{\text{He}} = 1.08$, which is a large value considering the high degree of ionization of the other ions ($\alpha(\text{O}^{++}) = 0.85$).

The purpose of this work is to derive the quantitative effects, on the abundance of He^0 and the ionization correction factors, when an ionizing flux from a mixture of different stars is used, or when a combination of individual H II regions with different ionization degree is considered. Several numerical models have been constructed for (a) nebulae photoionized by a mixture of ionizing fluxes of O and B stars in different proportions, and (b) combined models of two or more individual H II regions.

* Based on invited lecture given at *The Texas-Mexico Conference on Nebular and Abundances*, held at the University of Texas at Austin, 1986 April 16–18.

The model is described in Section II. In Section III, the obtained ionization structures are presented, and the results are discussed in Section IV.

II. Description of the Model

All the models were calculated with a computer code which solves for the ionization and temperature structure of a steady-state spherically symmetric nebula photoionized by a central source, under the assumption of thermal and statistical equilibrium of all the microscopic processes. The diffuse radiation is treated in the "on-the-spot" approximation.

The elements considered are H, He, C, N, O, Ne, S, Mg, and Si. The atomic data summarized by Mendoza (1983) were employed. A variety of charge-transfer reactions (Butler and Dalgarno 1980; Butler, Heil, and Dalgarno 1980), as well as dielectronic recombination (Nussbaumer and Storey 1983, 1984), were considered.

Our models can be constructed with different radial density distributions and any filling factor. Dust opacity can be considered, if desired. The needed input parameters are the chemical composition of the gas, the ionizing flux distribution, and the density distribution.

For each ion X^{+m} the mean fractional abundance is computed from

$$x(X^{+m}) = \frac{\int N(X^{+m})N_e dV}{\int N(X^{+m})N_e dV}, \quad (3)$$

and also the mean ionic temperature from

$$T(X^{+m}) = \frac{\int T_e N(X^{+m})N_e dV}{\int N(X^{+m})N_e dV}, \quad (4)$$

where N_e and T_e are the electron density and the electron temperature, respectively.

The integrated line emission of these nine elements is calculated by adding the contribution of spherical concentric shells with radii ranging from a small fraction of the Strömgren radius to a cutoff point specified by an electron temperature smaller than 1500 K or an electron density per H atom less than 10^{-5} .

III. The H II Region Models

For this work, all the models were constructed with a

homogeneous density, $n_H = 100 \text{ cm}^{-3}$, a filling factor of 1.0 and the same chemical composition. The adopted chemical abundances are: He/H = 0.08, log C/H = 4.10, log N/H = 5.00, log O/H = 5.60, log Ne/H = 4.30, log S/H = 5.00, and log Mg/H = 5.00, which can be considered representative of a metal-poor extragalactic H II region (Peimbert and Torres-Peimbert 1976; Peimbert, Peña, and Torres-Peimbert 1986).

It is well known that in an H II region, the helium degree of ionization depends strongly on the effective temperature of the ionizing star, and particularly on the ionizing flux distribution. It can be said, approximately, that a star with an effective temperature less than 32,500 K produces an H II region with $x(\text{He}^+) \approx 0.0$, while a star with T_{eff} greater than 35,000 K produces a region with $x(\text{He}^+) \geq 0.9$, and in this last case the predicted i_e is less than unity (Stasińska 1982). We want to estimate the error introduced in the He abundance determination when the real ionizing flux is the mixture of the fluxes of stars of different temperatures and a single-ionizing star model, with a similar ionization structure, is assumed. For this we have combined the ionizing fluxes of the coolest star able to produce $x(\text{He}^+) = 1$ ($T_{\text{eff}} = 40,000 \text{ K}$) with the hottest star which does not ionize He at all ($T_{\text{eff}} = 30,000 \text{ K}$). The mentioned error will be a maximum in this case.

In Table I we present the adopted stellar characteristics, the relation between spectral type, effective temperature, radius, and Lyman-continuum photon flux were extracted from the work by Cruz-González *et al.* (1974), Panagia (1973), and Humphreys (1976). The masses and the main-sequence evolutionary times were derived from theoretical H-R diagrams of evolution models with mass loss from Chiosi, Nasi, and Sreenivasan (1978) and Maeder (1981). The ionizing fluxes were taken from the non-LTE atmosphere models of Mihalas (1972).

Ionization structure models are presented in Table II. Models A, B, and C have a single ionizing star with T_{eff} of 30,000 K, 37,500 K, and 40,000 K, respectively. As expected, $x(\text{He}^+) = 0.01$ for the 30,000 K star while $x(\text{He}^+) \geq 0.95$ for the hotter stars.

Models D and E of Table II represent single H II re-

TABLE I

The Adopted Main Sequence Stellar Characteristics					
S_p	$\log T_{\text{eff}}$	$\log R/R_{\odot}$	$\log M/M_{\odot}$	$\log N_L$ (phot s^{-2})	t_{MS} (10^6 y)
O6V	4.60	1.01	1.48	49.01	6.2
O7.5V	4.57	0.94	1.40	48.70	7.8
E0V	4.48	0.88	1.30	47.63	11.6

TABLE II
 Ionization Structure Model 1c

	Single H II Region:					H II Region Complexes	
	A	B	C	D	E	F	G
Ionizing stars	B0V	O7.5V	O6V	3(B0)+O6	10(B0)+O6)	-	-
low T_e /high T_e						3:1	10:1
R_f (pc)	.68	2.38	3.14	3.14	3.20	-	-
$L_{H\beta}$ (10^{35} erg s $^{-1}$)	.51	20.3	43.6	44.7	48.6	45.1	48.7
x(H $^+$)	.96	.97	.97	.97	.97	.97	.97
x(He $^+$)	.01	.98	.99	.99	.99	.97	.90
x(N $^+$)	.97	.34	.27	.27	.28	.29	.33
x(N $^{++}$)	.00	.62	.68	.68	.70	.66	.62
x(O $^+$)	.96	.34	.25	.25	.25	.27	.31
x(O $^{++}$)	.00	.62	.72	.72	.72	.70	.65
x(Ne $^{++}$)	.00	.86	.92	.92	.92	.89	.83
x(S $^+$)	.38	.08	.07	.07	.08	.08	.10
x(S $^{++}$)	.62	.67	.52	.52	.52	.57	.57
t(O $^+$)	.80	1.15	1.30	1.28	1.26	1.24	1.16
t(O $^{++}$)	.68	.90	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
3727/H β	2.45	3.77	4.07	3.96	3.89	4.01	3.90
5007/H β	0.00	3.36	5.25	5.03	4.61	5.07	4.70
i_{cf} ($1-0.25$ x(O $^+$)) $^{-1}$	-	.99	.98	.98	.98	1.00	1.08
	1.32	1.09	1.07	1.07	1.06	1.07	1.08

gions ionized by a mixture of B0 (30,000 K) and O6 (40,000 K) stars. In model D, the proportion is 3:1, which corresponds to a mass distribution of ionizing stars according to a normal initial mass function (IMF). For high-mass stars, the IMF can be approximated by

$$\phi(m) dm \sim m^{-\gamma} dm \quad (5)$$

where the derived values of γ vary between 2.3 and 3.4 (e.g., Miller and Scalo 1979; Lequeux 1979; Garmany, Conti, and Chiosi 1982; Serrano and Peimbert 1981). According to this the number of B0 to O9 stars ($17-25 M_{\odot}$) relative to the number of stars earlier than O6 ($30-50 M_{\odot}$) varies between 1.7 to 3.1.

In model E, the proportion of cool to hot stars is 10:1; it would correspond to a very anomalous initial mass function ($\phi(m) \sim m^{-3}$) or to an evolved OB association, where the most massive stars have already left the main sequence while the less massive ones are still in this phase (age between 6 and 10 million years).

We can see that in model D and model E, the ionization structure is very similar to that produced by the O6 star

alone. This is to be expected since the O6 star radiates considerably more ionizing photons than the B0 star (see Table I), and the combined flux distribution beyond the He ionization threshold is dominated by the hottest star.

Two models corresponding to clusters of individual H II regions are also presented in Table II. Model F has been obtained by the combination of three low-ionization H II regions (model A) and one of high ionization (model C). This model represents a complex of unconnected H II regions produced by individual stars with a mass distribution according to a normal IMF. In model G, the proportion of low- to high-ionization regions is 10:1, corresponding to an evolved OB association or to an anomalous IMF.

The fractional abundance of the different ions was calculated according to

$$x(X^{+m}) = \frac{n_V^+ J_1(X^{+m}) + V_H J_2(X^{+m})}{n_V^+ + V_H} \quad (6)$$

and the ionic temperatures are

$$T(X^{+m}) = \frac{n_V^+ J_1(X^{+m}) T_1(X^{+m}) + V_H J_2(X^{+m}) T_2(X^{+m})}{n_V^+ J_1(X^{+m}) + V_H J_2(X^{+m})} \quad (7)$$

where the suffixes L and H refer to the low- and high-ionization regions, respectively, and n is the number of individual H II regions excited by a B0 V star.

We can conclude that in model F, the He^0 amount to 3% of the total He present in the ionized region but the i_{H} is still approximately one. On the other hand, in model G, $\alpha(\text{He}^0) = 0.10$ and the i_{H} is 1.08. A similar result was derived by Dinerstein and Shields (1956) by combining a low- and a high-ionization H II region model, under the assumption that 12% of $L(\text{H}\beta)$ comes from the low-ionization component. This assumption is equivalent to having more than 12 isolated low-temperature stars for each hot star which corresponds to a very old OB association or to a very anomalous IMF.

IV. Discussion

The ionization structure of two possible types of giant H II regions has been presented in Table II. The first type represents a single giant H II region ionized by an OB association (models D and E). The derived results imply that all the He inside the Strömgren sphere is singly ionized when the hottest ionizing star is earlier than O6 V. This certainly must be the case in extragalactic H II regions where the ionizing OB associations are distributed according to a normal IMF and are younger than 6 million years. In this case the i_{H} is less (but very close) to unity, and the use of an $i_{\text{H}} = (1 - 0.25 \alpha(\text{O}^+))^{-1}$ (Peimbert and Torres-Peimbert 1977) tends to overcorrect for the presence of He^0 and consequently the total He abundance is overestimated.

A different picture arises when H II region complexes, formed by unconnected H II regions of different ionization degrees, are considered. In this second type of giant H II region, the integrated amount of He^0 grows proportionally to the number of low-ionization regions included. However, the i_{H} is very close to unity when the unconnected H II regions are ionized by single stars whose masses are distributed according to a normal IMF, as in model F. In this case the number of low-ionization H II regions is not enough to increase the i_{H} above 1.00.

On the other hand, the i_{H} could be as large as $(1 - 0.25 \alpha(\text{O}^+))^{-1}$ if a much larger number of low-ionization regions is considered, as in model G. The ionization degree of the heavier elements also decreases, and it is similar to that produced by a star with lower T_{eff} , as in model B. Nevertheless, some spectral differences between a single H II region and an H II region complex with similar ionization structure would be observable: (a) The ionic temperature, $T(\text{O III})$, is approximately 1000 K higher and the $T(\text{O II})/T(\text{O III})$ ratio is lower for the H II region complex model than for the single one. A similar behavior is expected for the other ions. (b) The $\text{H}\beta$ emission equivalent width would be smaller for the H II region complex, because the low-ionization regions contribute only a few percent to the total $\text{H}\beta$ luminosity, but the excess of B stars con-

tribute significant amounts to the optical continuum and have larger Balmer-absorption equivalent widths than the O stars. (c) For an H II region complex, a smaller filling factor is to be expected, taking into account the neutral zones located among the unconnected H II regions.

Moreover, it is very unlikely that anomalous proportions of low-temperature stars are present in extragalactic H II regions. This could only occur when the IMF is very abnormal or when the ionizing OB association is older than 7 million years. Some arguments that permit us to reject these two possibilities can be given, for example: (a) The observational evidence has shown that metal-poor extragalactic H II regions have normal IMF (e.g., Lequeux *et al.* 1981; McCall, Rybsky, and Shields 1985; Scalo 1986) with larger upper-mass limits for regions with larger underabundances of heavy elements. (b) Some age determinations of extragalactic H II regions (Copetti, Pastoriza, and Dottori 1985; Tarrab 1985) show that most of them are younger than 5×10^6 yr. (c) The luminosity of an H II region decreases with age, and if most of the extragalactic H II regions were old, they would have been brighter in the past. The observed giant H II regions are generally the brightest available and therefore they must be the youngest among them.

In conclusion, we can say that an $i_{\text{H}} = 1.00$ seems to be adequate for those giant H II regions which show a high degree of ionization, even for the case of a mixture of unconnected H II regions of different degrees of ionization.

I would like to thank M. Peimbert, S. Torres-Peimbert, and J. Fierro for very useful discussions and helpful suggestions. This is contribution No. 196 of Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México.

REFERENCES

- Butler, S. E., and Dalgarno, A. 1980, *Ap. J.*, **241**, 835.
 Butler, S. E., Heil, T. G., and Dalgarno, A. 1980, *Ap. J.*, **241**, 442.
 Chiosi, C., Nasi, E., and Sreenivasan, S. B. 1975, *Astr. Ap.*, **63**, 103.
 Copetti, M. V. F., Pastoriza, M. G., and Dottori, H. A. 1985, *Astr. Ap.*, **152**, 427.
 Cruz-González, C., Recillas-Cruz, E., Costero, R., Peimbert, M., and Torres-Peimbert, S. 1974, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, **1**, 211.
 Dinerstein, H. L., and Shields, G. A. 1956, *Ap. J.*, in press.
 Garmany, G. D., Conti, P. S., and Chiosi, C. 1982, *Ap. J.*, **263**, 777.
 Humphreys, R. M. 1978, *Ap. J. Suppl.*, **41**, 513.
 Kennicutt, B. C. 1984, *Ap. J.*, **287**, 116.
 Kunth, D., and Sargent, W. L. W. 1983, *Ap. J.*, **273**, 81.
 Lequeux, J. 1979, *Astr. Ap.*, **50**, 35.
 Lequeux, J., Mouchart-Joubert, M., Deharveng, J. M., and Kunth, D. 1981, *Astr. Ap.*, **103**, 905.
 Lequeux, J., Peimbert, M., Bassi, J. F., Scarlato, A., and Torres-Peimbert, S. 1979, *Astr. Ap.*, **50**, 155.
 Macleod, A. 1981, *Astr. Ap.*, **102**, 401.
 Mathis, J. S. 1982, *Ap. J.*, **261**, 195.
 McCall, M. L., Rybski, P. M., and Shields, G. A. 1985, *Ap. J. Suppl.*, **57**, 1.

- Mendoza, C. 1983, in *IAU Symposium 103, Planetary Nebulae*, ed. D. B. Flower (Dordrecht: Reidel), p. 143.
- Mihalas, D. 1972, *Non-LTE Model Atmospheres for B and O Stars*, NCAR-TN-STB-76.
- Miller, G. E., and Scalo, J. M. 1979, *Ap J. Suppl.*, 41, 513.
- Nussbaumer, N., and Storey, P. J. 1983, *Astr. Ap.*, 126, 75.
- , 1984, *Astr. Ap. Suppl.*, 56, 293.
- Panagia, N. 1973, *A J.*, 78, 929.
- Peimbert, M., and Torres-Peimbert, S. 1976, *Ap J.*, 203, 581.
- , 1977, *M.N.R.A.S.*, 179, 217.
- Peimbert, M., Peña, M., and Torres-Peimbert, S. 1986, *Astr. Ap.*, 158, 266.
- Rayo, J. F., Peimbert, M., and Torres-Peimbert, S. 1982, *Ap J.*, 255, 1.
- Rosa, M. 1983, in *Highlights in Astronomy*, Vol. 6, ed. Richard M. West (Dordrecht: Reidel), p. 625.
- Scalo, J. M. 1986, *Fundamentals of Cosmic Physics*, 11, 1.
- Serrano, A., and Peimbert, M. 1981, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, 5, 109.
- Stasińska, G. 1982, *Astr. Ap. Suppl.*, 45, 299.
- Tarrab, I. 1985, *Astr. Ap.*, 150, 151.
- Tully, B. B., Boesgaard, A. M., Dyck, H. M., and Schempp, W. V. 1981, *Ap J.*, 246, 38.

Apéndice 5

Artículo publicados por Miriam Peña

1. "IUE Observations of NGC 3012 and NGC 2442"
E. Torres-Peimbert, M. Peña y E. Daltabuit.
en "The Universe in UV Wavelengths. The First two years of
IUE". ed. R.D. Chapman. NASA CP-2171. 1981. p. 641.
2. "Ultraviolet Spectrum of the Planetary Nebula NGC 7662.
Observations and Models".
M. Peña y S. Torres-Peimbert. *Rev. Mexicana de Astron. y
Astrof.*, 6, 309. (Memorias de la II Reunión Regional
Latinoamericana de Astronomía. Mérida. Venezuela) 1981.
3. "Ultraviolet Observations of Planetary Nebulae: NGC 6572, NGC
5315 and BD+30° 3639".
S. Torres-Peimbert y M. Peña. *Rev. Mexicana de Astron. y
Astrof.*, 6, 301. 1981. (Memorias de la II Reunión Regional
Latinoamericana de Astronomía. Mérida. Venezuela) 1981.
4. "High Dispersion IUE Observations of the Planetary Nebula
NGC 3918"
M. Peña y S. Torres-Peimbert. *Rev. Mexicana de Astronomía y
Astrof.*, 5, 213. 1983.
5. "New Observations of the CIV and NV Resonance Doublets in the
Planetary Nebula NGC 3918".
S. Torres-Peimbert y M. Peña. *Rev. Mexicana de Astron. y
Astrof.*, 9, 107. 1985.
6. "On the Planetary Nebula NGC 3918"
M. Peña y S. Torres-Peimbert. *Rev. Mexicana de Astron. y
Astrof.*, 11, 35. 1985.
7. "The Chemical Composition of NGC 2363".
M. Peimbert, M. Peña, y S. Torres-Peimbert. *Astronomy and
Astrophysics*, 155, 266. 1986.
8. "On the Amount of Neutral Helium in Extragalactic HII Regions"
M. Peña. *Publ. A.S.P.*, 99, 1061. 1986.
9. "Spectrophotometric Observations of Very Low Ionization HII
Regions in the LMC".
M. Peña, M.T. Ruiz y M. Rubio. *Rev. Mexicana de Astron. y
Astrof.*, 14, 178. 1987.
10. "JHK Photometry of Compact Planetary Nebulae"
M. Peña, y S. Torres-Peimbert. *Rev. Mexicana de Astron. y
Astrof.*, 14, 534. 1987.

11. "A Spectrophotometric Study of the Planetary Nebula N66 in the Large Magellanic Cloud".
M. Peña, y M.T. Ruiz. *Rev. Mexicana de Astron. y Astrof.* 16, 66, 1988.
12. "A New Halo Planetary Nebula".
M. Peña, M.T. Ruiz, J. Maza y L.E. González. *Rev. Mexicana de Astron. y Astrof.* 1989. 17, 25.
13. "The High Excitation Planetary Nebulae NGC 2242 and NGC 4361"
S. Torres-Peimbert, M. Peimbert y M. Peña. *Astron. Astroph.* 1990. en prensa.
14. "A Newly Discovered Carbon Poor Planetary Nebula: PN 242-37.1"
M. Peña, M.T. Ruiz, S. Torres-Peimbert y J. Maza. enviado a *Astron. Astroph.*