

DEPARTAMENTO DE ASTROFISICA

Universidad de La Laguna

Abundancias químicas en regiones H II y fluctuaciones de temperatura

Memoria que presenta
D. Jorge García Rojas
para optar al grado de
Doctor en Ciencias Físicas.



INSTITUTO DE ASTROFISICA DE CANARIAS
marzo de 2009

Fecha de examen: 18 Diciembre, 2006
Director de Tesis: Prof. Dr. César Esteban López

© Jorge García Rojas 2006

Algunas de las figuras incluidas en este documento ya han sido publicadas en *The Astrophysical Journal*, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, *The Astrophysical Journal Letters*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* y *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*.

Parte del material incluido en este documento ya ha sido publicado en *The Astrophysical Journal*, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, *The Astrophysical Journal Letters*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* y *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*.

*A mis padres: Mario y María Rosa;
a mi abuela Mercedes;
a mi hermana Raquel.*

Agradecimientos

En primer lugar, indicar que sin la insistencia, tenacidad, paciencia y confianza depositada en mí por el director de esta tesis, Dr. César Esteban, este trabajo hubiera sido imposible. Muchas gracias César por estos cuatro años trabajando contigo; he aprendido mucho más de lo que podía imaginar.

A mi amigo Pablo Rodríguez le tengo que agradecer, además de muchas risas y momentos inolvidables, el que me haya inculcado el amor a la astronomía; y a Iván, meterme el gusanillo de la investigación y empujarme dentro del IAC. Con Raúl he compartido muchos momentos inolvidables enseñando el cielo a la gente en Lanzarote y aprendí lo que es el amor a la astronomía. Con Alexis Schwartz, compartí mucho en Lanzarote y me enseñó casi todo lo que sé sobre los volcanes. Y qué decir de David, el astrónomo trotamundos, que es como el tío Matt de los fraguel, gracias por todas las experiencias que hemos vivido juntos. Gracias también a Pablo Bonet, a quién recurro siempre que tengo alguna duda sobre física, y a Charo, por los “cafeses” y los buenos momentos que llevamos compartiendo desde hace más de 12 años. Esta tesis no la hubiera podido llevar a cabo sin los desayunos en la cafetería, por eso tengo mucho que agradecerle a Pepa, Inés y Karin, mis compañeras en esos desayunos en el IAC.

He tenido la suerte de compartir corralín con personas extraordinarias durante estos cuatro años. El trabajo se hizo menos duro gracias al genial ambiente de trabajo que se ha creado en este corralín en el que, incluso en medio del bullicio de nuestras conversaciones, he podido trabajar muy a gusto. A Corrado lo he echado de menos, a pesar de nuestras acaloradas discusiones; a Robert, Conrado y Santi tengo que agradecerles las largísimas charlas sobre la actualidad mundial y sus conocimientos sobre estadística y probabilidad (estos cosmólogos son la hostia). Gracias Alex, por darme la lata para ir a inglés y por ayudarme en todo lo que le he pedido. A Noe por ser el alma del corralín y por las risas que nos hemos echado. Mirjana acaba de llegar y ya es una más de nuestro irreductible corralín. Por último, Miguel, compañero de despacho, de piso y amigo: qué grandes momentos aquellos en los que explicamos la sociedad actual gracias a la termodinámica (qué lástima que no nos acordemos...).

A Ángel y a Sergio les reservo un sitio especial en estos agradecimientos, porque han sido un apoyo constante durante esta tesis. Tengo que agradecerles especialmente su apoyo con IRAF e IDL y su ayuda directa en algunos temas extragalácticos (Ángel) y estelares (Sergio).

A las chicas de enseñanza e investigación: Nieves, Lourdes, Tanja, Judith, Eva e Irene. Qué sería de nosotros sin vuestra efectividad para resolver problemas.

A la gente del centro de cálculo: Joaquín, Isa y Elito, y al responsable del SIC: Nicola, porque siempre que he tenido un problema informático, lo han resuelto.

A toda la gente que ha pasado por la cafetería del IAC, pero sobre todo a Rosi, Jose, Antonio y Mimo. Muchas gracias por esos ricos desayunos que tanto he disfrutado.

Muchas cosas relacionadas con este trabajo se las debo a Manuel Peimbert, persona sabia y cercana, de la que he aprendido muchísimo. Las discusiones con Antonio Peimbert fueron muy fructíferas, y las largas conversaciones sobre ciencia (y muchas cosas más) con Mónica han sido imprescindibles para que esta tesis llegara a buen puerto. A Leticia, gracias por ser excelente persona, investigadora y, sobre todo,

amiga. A la gente de la UNAM en México D.F. y del INAOE, en Puebla, les tengo que agradecer su “cálida acogida”, aunque luego se ríen. Gracias Fabio y Miguel por la hospitalidad en Hawaii. Gracias también a Pepe Vílchez y Valentina Luridiana por interesarse por mi trabajo.

A toda mi gente en Tenerife: a *Las Ratas* por ser amigos geniales y divertidos y por su música. A Yaiza por ser mi gran amiga y consejera. A Ricardo por abrir camino con su tesis. A Elisa y Cris, por su amistad incondicional. A Rebe por “prestarnos” su casa y la piscina de sus abuelos tantas veces. A Pino, Phil y Gemma por esas cervecitas en el sur. A los compis de física. A todos los demás, incondicionales o no del “Ladrón de Mandarinas” por todos esos momentos inolvidables de antes y después de meterme en esto de hacer una tesis.

Lo peor de irme de Lanzarote fue dejar a todos mis queridos amigos allá; son tantos que estos agradecimientos se harían interminables. No tengo palabras para decirles lo que mucho que los echo de menos.

Sin el apoyo de mi familia no habría podido realizar esta tesis. A mis padres, que me han enseñado lo importante que es esforzarse por el placer de aprender, va dedicada esta tesis. A mi pequeña hermana mayor Raquel, a la que quiero “montones”. También le dedico la tesis a mi abuela Mercedes, una persona asombrosa, con una capacidad para el trabajo duro impresionante y que siempre tiene una sonrisa y una broma preparada; espero haber heredado algo de ti.

A mi “familia política” en Icod. Gracias por tratarme siempre con tanto cariño.

A la persona más increíble que he conocido nunca: Ani, por su alegría, su constancia, su aplomo, su belleza, su amor y por todas esas cosas que los dos sabemos. Este trabajo se ha hecho mucho más llevadero sabiendo que pasara lo que pasara ibas a estar ahí con una sonrisa y un “todo va a salir bien”. Te quiero.

Resumen

Las regiones H II son objetos fundamentales para el conocimiento de la composición y la evolución química en el Universo, especialmente en el dominio extragaláctico. Debido a esto, es fundamental conocer si los métodos tradicionales de determinación de abundancias en nebulosas ionizadas (basados en el análisis de líneas de excitación colisional) son fiables o no

El objetivo principal de esta tesis es determinar de forma alternativa la abundancia de ciertos iones (O^{++} , C^{++} , O^+ y Ne^{++}) a partir de la intensidad de líneas de recombinación, mucho más débiles que las líneas de excitación colisional pero medibles en espectros lo suficientemente profundos. Resultados previos obtenidos para las regiones H II galácticas y extragalácticas más brillantes indicaban que las abundancias calculadas a partir de líneas de recombinación son sistemáticamente mayores (hasta un factor 2-3) que las determinadas a partir de líneas de excitación colisional. Este problema (conocido como “discrepancia de abundancias”) puede estar relacionado con la presencia de fluctuaciones de temperatura en las nebulosas.

En esta tesis se presenta un análisis en detalle de datos espectrofotométricos de zonas brillantes de 8 regiones H II galácticas. Los datos han sido adquiridos con el espectrógrafo echelle UVES (*Ultraviolet Visual Echelle Spectrograph*) del telescopio *Kueyen* del VLT (*Very Large Telescope*), en el Observatorio de Cerro Paranal, Chile, durante dos campañas de observación. En cada uno de los objetos se ha cubierto un amplio rango de longitud de onda (3100–10400 Å), con una resolución espectral efectiva de $R = \lambda/\Delta\lambda \sim 8800$. Hemos detectado varios cientos de líneas de emisión en cada región (en total se han medido más de 2600 líneas), conformando el conjunto más detallado de observaciones de este tipo realizadas hasta la fecha en regiones H II. Gracias a la enorme cantidad de información disponible se han podido determinar las condiciones físicas del gas (temperatura y densidad electrónica) a partir de gran cantidad de diagnósticos que involucran relaciones entre líneas de emisión o entre el continuo y líneas de emisión. A partir de estas condiciones físicas, hemos determinado las abundancias de un gran número de iones usando líneas de excitación colisional. La profundidad de los espectros disponibles también nos ha permitido determinar las abundancias de O^{++} , C^{++} y, en algunos casos O^+ y Ne^{++} a partir de líneas de recombinación.

Se ha obtenido el parámetro t^2 (fluctuación cuadrática media de la temperatura) usando diferentes métodos: a) comparando las temperaturas electrónicas obtenidas a partir de los saltos de Balmer y/o Paschen de H I y a partir de cocientes de líneas de excitación colisional; b) comparando las abundancias iónicas de O^{++} (y en algunos casos de C^{++} , O^+ y Ne^{++}) obtenidas a partir de líneas de recombinación y líneas de excitación colisional; y c) a partir del espectro de recombinación de He I. Los resultados obtenidos usando los distintos métodos son, por lo general, consistentes entre sí. El parámetro t^2 medio para cada objeto ha sido utilizado para calcular las abundancias de numerosos iones en presencia de fluctuaciones de temperatura.

La medida de líneas de recombinación de O^{++} y C^{++} en todos los objetos ha permitido la determinación del gradiente de O y C en el disco galáctico. La obtención de estos gradientes con precisión es una de las restricciones más importantes para los modelos de formación y evolución química del disco de la Galaxia y de la vecindad solar.

Esta es la primera vez que se determina el gradiente de C para un número importante de regiones H II distribuidas en un rango tan amplio de distancias galactocéntricas. El valor de las abundancias de O y C en la vecindad solar coincide con los valores más recientes de las abundancias de O y C en el Sol, teniendo en cuenta la evolución química experimentada en esta zona de la Galaxia desde la formación de nuestra estrella.

Finalmente, realizamos el análisis global de la muestra en el que hemos comparado los distintos diagnósticos de temperatura y densidad, y donde hemos realizado un estudio comparativo entre dos de los escenarios propuestos para explicar la discrepancia de abundancias en nebulosas planetarias y regiones H II: la existencia de fluctuaciones de temperatura y la presencia de inhomogeneidades químicas más frías y densas que el medio interestelar circundante. En esta tesis hemos encontrado que hay una diferencia significativa entre los resultados obtenidos en NP y regiones H II siendo, en estos últimos, consistentes con el escenario de fluctuaciones de temperatura.

CÓDIGOS UNESCO: 2101.06, 2103.03

Summary

H II regions are essential tools for the study of the chemical composition and chemical evolution of the Universe, specially in the extragalactic domain. It is necessary to be confident that our traditional techniques for deriving chemical abundances in ionized nebulae (based on the analysis of intensity ratios of collisionally excited lines, CELs) provide the real values.

The main aim of this thesis is to derive the abundances of several ions (O^{++} , C^{++} , O^+ and Ne^{++}) from the intensity of recombination lines (RLs), which are much more fainter than collisionally excited lines, although well measured in sufficiently deep spectra. Previous results for bright Galactic and extragalactic H II regions show that abundances obtained from RLs are systematically larger than those obtained from CELs (factors as high as 2–3). This problem (known as “the abundance discrepancy problem”) may be related to the so-called temperature fluctuations suggested to be present in nebulae.

In this thesis we present a detailed analysis of spectrophotometric data that have been taken in bright zones of eight Galactic H II regions. The data have been acquired with the Ultraviolet Visual Echelle Spectrograph (UVES) at the Very Large Telescope (VLT) *Kueyen* Telescope in Cerro Paranal Observatory (Chile), during two runs on 2002 and 2003. For each object we have covered the region from 3100 to 10400 Å, with an effective spectral resolution $R = \lambda/\Delta\lambda \sim 8800$. We have detected hundreds of emission lines on each region (more than 2600 in the whole sample), which is the most detailed set of spectral emission lines ever obtained for a group of Galactic or extragalactic H II regions. Thanks to the huge amount of spectral information we have derived the physical conditions (electron temperature and density) of the gas from many different diagnostics involving several emission line ratios or continuum to emission line ratios. We have derived chemical abundances from CELs for a large number of ions of different elements. We have derived the abundances of O^{++} and C^{++} and, in some cases, the abundances of O^+ and Ne^{++} , from faint RLs.

We have obtained remarkable consistent estimations of the t^2 parameter (mean square temperature fluctuation) using different methods: a) by comparing electron temperatures obtained from H I Balmer and Paschen discontinuities with those derived from CELs ratios; b) by comparing O^{++} (and in some cases C^{++} , O^+ or Ne^{++}) ionic abundances obtained from optical RLs and CELs and c) from the He I recombination spectra. The mean t^2 for each object has been used to derive the ionic abundances in the presence of temperature fluctuations.

These data allow us to derive the gas-phase C and O abundance gradients of the Galactic disk. These gradients are of paramount importance for chemical evolution models of the Galactic disk and the solar vicinity. This is the first time the C gradient is derived from such a large number of H II regions distributed in such a wide range of Galactocentric distances. The Solar vicinity O and C abundances derived from these gradients agree very well with the expected values taking into account the most recent O and C abundances in the Sun and the chemical evolution of the solar vicinity since the Sun was formed.

Finally, we have developed a global analysis of the sample. In this study, we

have compared different temperature and density diagnostics, and have developed a comparative analysis of two different scenarios proposed to explain the abundance discrepancies in planetary nebulae and H II regions: the presence of temperature fluctuations or the presence of chemical inhomogeneities that are colder and denser than the “normal” chemical composition ionized gas. In this thesis we have found that there are significant differences among the results obtained in planetary nebulae and H II regions, and that the results found in H II regions are, in principle, consistent with the predictions of the temperature fluctuations scenario.

UNESCO CODES: 2101.06, 2103.03

Contenido

1	Introducción	1
1.1	Espectros de emisión en nebulosas gaseosas	1
1.2	Espectros de emisión en nebulosas fotoionizadas	2
1.2.1	Equilibrio de fotoionización.	3
1.2.2	El espectro de emisión en nebulosas fotoionizadas.	3
1.3	Determinación de las condiciones físicas del gas.	9
1.3.1	Temperatura Electrónica.	9
1.3.2	Densidad Electrónica.	11
1.4	Determinación de abundancias.	11
1.4.1	Abundancias a partir de líneas de recombinación ópticas.	12
1.4.2	Abundancias a partir de líneas de excitación colisional.	13
1.4.3	Calibraciones empíricas.	14
1.5	Las regiones H II	15
1.6	El problema de las fluctuaciones de temperatura.	17
1.6.1	El planteamiento de Peimbert (1967).	17
1.6.2	Obtención de t^2	18
1.6.3	Posibles causas físicas de las fluctuaciones de temperatura.	20
1.6.4	Una reformulación del problema.	25
1.6.5	Estado de la cuestión.	26
1.7	Objetivos de este trabajo.	30
2	Observaciones y Reducción de los datos	33
2.1	Justificación de las observaciones.	33
2.2	Muestra de estudio.	34
2.3	Obtención de los echellogramas (espectros echelle 2-D).	34
2.4	Proceso de reducción de los datos.	36
3	Descripción de la muestra de regiones H II	41
3.1	M16.	41
3.2	M8.	42
3.3	M17.	42
3.4	M20.	43
3.5	NGC 3576.	44
3.6	Nebulosa de Orión.	44

3.7	NGC 3603.	46
3.8	S 311.	46
4	Resultados observacionales	49
4.1	Flujo e identificación de las líneas de emisión.	49
4.1.1	Errores en la determinación de los flujos.	55
4.2	Corrección por enrojecimiento.	56
4.2.1	Error asociado a la extinción.	60
4.3	Condiciones Físicas del gas.	60
4.3.1	Densidad Electrónica.	61
4.3.2	Temperatura Electrónica.	70
4.4	Determinación de t^2 a partir de la discrepancia de temperaturas.	78
4.5	Discusión sobre las condiciones físicas	79
4.6	Efectos de luz estelar dispersada por polvo.	85
4.7	Líneas de deuterio.	89
4.7.1	El caso de M17.	91
4.8	Componentes cinemáticas en NGC 3603.	93
5	Cálculo de abundancias	97
5.1	Abundancia de He ⁺	97
5.2	Abundancias a partir de líneas de excitación colisional.	100
5.2.1	Abundancias de Fe ⁺ , Fe ⁺⁺ y Fe ³⁺	102
5.3	Abundancias a partir de líneas de recombinación.	104
5.4	Determinación de t^2 a partir de la discrepancia de abundancias.	122
5.5	Abundancias totales.	123
5.5.1	Helio	123
5.5.2	Oxígeno	124
5.5.3	Carbono	124
5.5.4	Nitrógeno	125
5.5.5	Azufre	126
5.5.6	Neón	126
5.5.7	Cloro	127
5.5.8	Argón	127
5.5.9	Hierro	128
5.5.10	Comparación con determinaciones de abundancias previas.	128
5.5.11	Una reflexión adicional.	134
6	Análisis global de la muestra	137
6.1	El gradiente de C y O en la Galaxia	137
6.1.1	Introducción.	137
6.1.2	Discusión	138
6.1.3	Implicaciones en la evolución química de la Galaxia.	141
6.1.4	El problema con las abundancias de O y C en el Sol y en la vecindad solar.	143
6.2	Gradientes de elementos α	145

6.3	Gradientes de temperatura electrónica.	147
6.4	Variaciones de los diagnósticos de temperatura y densidad.	147
6.5	Relaciones del ADF con parámetros nebulares.	151
6.6	Implicaciones en el escenario de t^2	160
6.6.1	Temperaturas determinadas a partir de LR de O II.	165
6.7	Efecto en las calibraciones empíricas	167
7	Conclusiones y trabajo futuro.	173
A	Identificación de líneas.	179
B	Condiciones Físicas y Abundancias Químicas.	223
C	Glosario de términos.	243
	Bibliografía	251

Introducción a la física de las nebulosas fotoionizadas

1.1 Espectros de emisión en nebulosas gaseosas

Las nebulosas gaseosas presentan espectros de líneas de emisión. Estos espectros están dominados por líneas intensas de iones de elementos comunes, como son [O III] $\lambda\lambda 4959, 5007$, el famoso doblete verde de líneas nebulares del que se pensaba que era indicativo de la presencia de un hipotético elemento llamado *nebulio*; [N II] $\lambda\lambda 6548, 6583$ en el rojo; y [O II] $\lambda\lambda 3726, 3729$, el doblete ultravioleta (UV) el cual aparece como una sola línea a $\lambda 3727$ en los espectros de baja dispersión de casi todas las nebulosas. Además, las líneas de la serie de Balmer del hidrógeno, $H\alpha$ $\lambda 6563$ en el rojo, $H\beta$ $\lambda 4861$ en el azul, $H\gamma$ $\lambda 4340$ en el violeta, y otras, son rasgos característicos de cada espectro nebuloso, así como He I $\lambda 5876$, la cual es considerablemente más débil, mientras que He II $\lambda 4686$ aparece sólo en nebulosas altamente excitadas (de alto grado de ionización), donde se encuentra una fracción grande de He^{++} . Observaciones espectroscópicas de larga exposición –o en nuestro caso, espectroscopía *echelle*–, o espectrofotometría fotoeléctrica extendiéndose a intensidades débiles, muestran progresivamente líneas de emisión cada vez menos intensas como, por ejemplo, líneas débiles de elementos comunes como O II, C II, C III, C IV, N II y otros. En las nebulosas en las que la estrella central tiene una temperatura especialmente alta –Nebulosas Planetarias–, el campo de radiación tiene un elevado número de fotones de alta energía, con lo que la ionización de la nebulosa es alta. En estas nebulosas se pueden llegar a observar, además del He II, líneas de alta excitación, como pueden ser: [Ne V] o [Fe VII].

Las nebulosas gaseosas tienen además un espectro continuo débil, que está formado por dos componentes: atómica y de reflexión. El continuo atómico se emite fundamentalmente por transiciones libre–ligado, principalmente en el continuo de Paschen de HI a $\lambda < 8245 \text{ \AA}$ –en el óptico–, y el continuo de Balmer a $\lambda < 3648 \text{ \AA}$ –en el UV–. Además, la mayoría de las nebulosas tienen un continuo de reflexión que consiste en luz estelar dispersada por polvo. La cantidad de polvo puede variar de una nebulosa a otra, y la intensidad de este continuo fluctúa correspondientemente. En el infrarrojo, el continuo nebuloso es en gran parte radiación térmica emitida por el polvo, que absorbe la radiación estelar, calentándolo, y la reemite a longitudes de onda más largas.

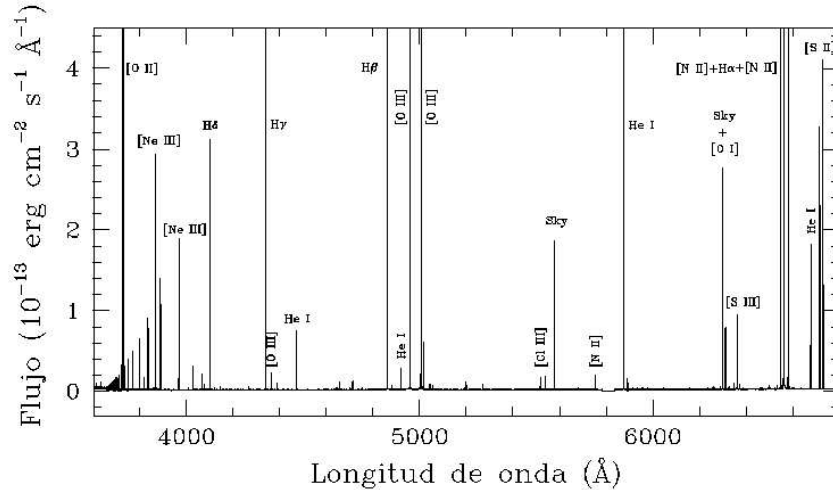


FIGURA 1.1 Muestra de un espectro de emisión de una nebulosa –NGC 3576– en el que se han marcado las líneas más características de estos espectros.

1.2 Espectros de emisión en nebulosas fotoionizadas

En esta sección pretendemos hacer un repaso a la física necesaria para comprender algunos de los procesos que tienen lugar en las nebulosas fotoionizadas y que son necesarios para poder interpretar el espectro observado.

La fuente de energía que permite radiar a las nebulosas de emisión es, en la mayoría de los casos, la radiación ultravioleta ionizante de las estrellas en el interior de la nebulosa. Hay una o más estrellas, con temperaturas superficiales $T_{\star} \geq 3 \times 10^4$ K, en las proximidades o en el interior de cada nebulosa; los fotones ultravioleta que estas estrellas emiten, transfieren energía a la nebulosa por fotoionización. En las nebulosas, y prácticamente en todos los objetos astronómicos, el hidrógeno es, con mucho, el elemento más abundante, y la fotoionización del H es el principal mecanismo que insufla energía a la nebulosa. Los fotones con energía mayor que el potencial de ionización del H ($-H\nu_0 \sim 13.6$ eV, $\lambda \leq 912$ Å) son absorbidos en este proceso, y el exceso de energía de cada fotón sobre el potencial de ionización ($-h(\nu - \nu_0)$) aparece como energía cinética del fotoelectrón liberado. Esta energía cinética es la principal fuente de calentamiento de la nebulosa. Las colisiones entre electrones, y entre electrones e iones, termalizan rápidamente a los electrones libres generados en este proceso, con lo que dan lugar a una distribución Maxwelliana de velocidades definida por una temperatura electrónica, T_e , que típicamente se encuentra en el rango entre $5000 \text{ K} < T_e < 20000 \text{ K}$ (Osterbrock y Ferland 2006).

1.2.1 Equilibrio de fotoionización.

En una nebulosa gaseosa fotoionizada, el flujo de fotones ionizantes que han sido emitidos por la fuente ionizante determina la tasa de fotoionizaciones para unas condiciones dadas de densidad y abundancias químicas. Para una nebulosa de H puro, sólo la radiación con $\nu > \nu_0$ es efectiva a la hora de fotoionizar el H desde el nivel fundamental; en condiciones estacionarias el número de fotoionizaciones alcanza el equilibrio con las recombinaciones, lo cual se escribe de la siguiente manera para cada punto de la nebulosa:

$$n(H^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu(H^0) d\nu = n_p n_e \alpha(H^0, T) \quad (1.1)$$

donde J_ν es la intensidad media de la radiación a una frecuencia dada en cada punto, a_ν es la sección eficaz de fotoionización del H para fotones con energía $h\nu$ superior al umbral de ionización, $n(H^0)$, n_p y n_e son las densidades de H^0 , protones (H^+) y electrones y $\alpha(H^0, T)$ es el coeficiente de recombinación. La parte izquierda de la ecuación indica la tasa de fotoionizaciones por unidad de volumen y tiempo ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$), mientras que la derecha describe la tasa de recombinaciones por unidad de volumen y tiempo.

Para una nebulosa real, en la que además de H hay He y elementos pesados, como O, N, S, etc, la tasa de ionizaciones depende de la presencia de otros elementos que compiten con el hidrógeno en la absorción de fotones ionizantes, con lo que las distintas estructuras de ionización se encuentran acopladas. Así, en el caso real, a medida que se quiera refinar el cálculo del equilibrio de fotoionización habría que tener en cuenta efectos como la contribución del campo de radiación difuso (resultado de la emisión del propio gas ionizado), la recombinación dielectrónica o las reacciones de transferencia de carga. Para una descripción más detallada de estos procesos ver el capítulo 2 de Osterbrock y Ferland (2006). En un caso ideal, en el que no existiera acoplamiento en las estructuras de ionización, la expresión de la ecuación de equilibrio de fotoionización para dos estados sucesivos de ionización $+i$ y $+i+1$ de un elemento X se puede aproximar a lo siguiente:

$$n(X^{+i}) \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu(X^{+i}) d\nu = n(X^{+i+1}) n_e \alpha_G(X^{+i}, T) \quad (1.2)$$

donde $n(X^{+i+1})$ es la densidad numérica (proporcional a la abundancia) del estado de ionización $i+1$ del elemento X ; $a_\nu(X^{+i})$ es la sección eficaz de fotoionización desde el nivel fundamental del ión X^i , con energía umbral de fotoionización ν_i ; y $\alpha_G(X^{+i}, T)$ es el coeficiente de recombinación del nivel fundamental de X^{+i+1} a todos los niveles de X^{+i} . Estas ecuaciones, junto con el número total de iones de todos los estados de ionización, $\sum_{i=0}^n X^{+i} = n(X)$, permiten determinar el equilibrio de ionización en cada punto.

1.2.2 El espectro de emisión en nebulosas fotoionizadas.

Como ya hemos visto anteriormente, la interacción de la radiación ionizante con el gas de una nebulosa origina un espectro de líneas de emisión, cuyas características están

definidas principalmente por la composición química del gas, la forma del continuo ionizante y la distribución geométrica del gas. Todos estos factores determinan luego la estructura de temperaturas y el grado de ionización del gas.

En general, para una línea de emisión cualquiera la intensidad observada viene dada por la integral:

$$I_\lambda = \int j_\lambda ds = \int n_i n_e \epsilon_\lambda(T_e) ds \quad (1.3)$$

tomada a lo largo de la línea de visión de la nebulosa, donde $\epsilon_\lambda(T_e)$ es el coeficiente de emisión de la línea y n_i y n_e son la densidad del ión responsable de la emisión y la densidad electrónica, respectivamente.

Las líneas observadas se clasifican en dos tipos: líneas permitidas (que pueden ser de recombinación o de fluorescencia) y líneas prohibidas (de excitación colisional).

Líneas de recombinación.

Los electrones termalizados son recapturados por los iones produciendo la recombinación, y el grado de ionización de cada punto de la nebulosa viene dado por el equilibrio entre la fotoionización y la recombinación (ver § 1.2.1).

En el proceso de recombinación se producen recapturas de electrones a niveles excitados, y los átomos excitados formados decaen a niveles cada vez más bajos mediante transiciones radiativas, finalizando eventualmente en el nivel fundamental.

La emisividad de una línea de recombinación –a partir de ahora LR– depende de la diferencia de energía entre los niveles involucrados en la transición y del producto entre la densidad electrónica y la densidad del ión que al recombinarse va a dar origen a la línea. Siguiendo la notación de Osterbrock y Ferland (2006), la expresión de la emisividad en la transición entre los niveles nL y $n'L'^1$ que se ha originado por la recombinación $X^{+p+1} + e^- \rightarrow X^{+p}$ viene dada por:

$$j_\lambda = j_{nn'} = \frac{h\nu_{nn'}}{4\pi} n(X^{+p+1}) n_e \alpha_{nL,n'L'}^{eff} \quad (1.4)$$

donde el coeficiente de recombinación efectiva, $\alpha_{nL,n'L'}^{eff}$, expresa la probabilidad de que un electrón del nivel nL decaiga en cascada hasta el nivel $n'L'$ teniendo en cuenta todos los caminos posibles. Por lo tanto, la emisividad de una LR se puede expresar en función de la población del nivel nL y las probabilidades de transición $A_{nL,n'L'}$:

$$j_\lambda = j_{nn'} = \frac{h\nu_{nn'}}{4\pi} \sum_{L=0}^{n-1} \sum_{L'=L\pm 1} N_{nL} A_{nL,n'L'} \quad (1.5)$$

En equilibrio termodinámico, la población de los niveles se determina resolviendo la ecuación de Boltzmann, con lo que podemos determinar las emisividades de forma sencilla. En el caso de las nebulosas fotoionizadas, la densidad característica es baja

¹ n es el número cuántico principal y L denota el momento angular total. En general, en el análisis de regiones H II, para los términos espectroscópicos se usa la notación $^{(2S+1)}L_J$, donde J es el momento angular electrónico total y S el momento angular de spin.

($\leq 10^3 \text{ cm}^{-3}$) con lo que la mayoría de los niveles atómicos no estarán en equilibrio termodinámico. En este caso hay que resolver la matriz de cascada que permite determinar las poblaciones de todos los niveles simultáneamente.

En este proceso se emiten fotones que forman líneas, y este es el origen de los espectros de las series de Paschen y Balmer de H I observados en todas las nebulosas, y también de muchas de las líneas permitidas de O II observadas en nuestros espectros (ver Figura 1.2).

Como veremos más adelante, para muchas de la líneas permitidas de elementos pesados, el principal mecanismo de excitación que produce líneas de este tipo puede no ser la recombinación, sino la fluorescencia por fotones del continuo (Grandi 1976), la cual es mucho menos efectiva para líneas de H y He debido a las grandes profundidades ópticas en las líneas de resonancia de estos elementos (por ser muy abundantes). Entraremos con más profundidad en este tema en el capítulo 5 de este trabajo.

Líneas de excitación colisional o prohibidas.

Las colisiones entre electrones termalizados e iones pueden excitar los niveles de energía más bajos de los iones (ver Figura 1.3), principalmente de elementos pesados. Las transiciones radiativas hacia niveles inferiores de estos niveles excitados tienen, generalmente, una probabilidad de transición muy pequeña, pero a las bajas densidades ($n_e \leq 10^4 \text{ cm}^{-3}$) de una nebulosa típica, la desexcitación colisional es incluso menos probable, con lo que casi todas las excitaciones conducen a la emisión de un fotón, y entonces la nebulosa emite un espectro de líneas denominadas prohibidas –llamadas así porque no siguen las reglas de selección de la mecánica cuántica para la radiación de dipolo eléctrico– o de excitación colisional, que es muy difícil de simular en condiciones de laboratorio.

Para determinar la emisividad de una línea excitada colisionalmente, hay que obtener la población del nivel de partida, por lo tanto debemos tener en cuenta, tanto los procesos que pueblan los niveles como los que los despueblan, tanto radiativos como colisionales. Las poblaciones de los niveles se obtendrán entonces tras resolver las *Ecuaciones de Equilibrio Estadístico*, que vendrán dadas por la siguiente expresión:

$$\sum_{j \neq i} N_j n_e q_{ji} + \sum_{j > i} N_j A_{ji} = \sum_{j \neq i} N_i n_e q_{ij} + \sum_{j < i} N_i A_{ij} \quad (1.6)$$

donde N_i es la población del nivel i (en cm^{-3}); A_{ij} y A_{ji} son las probabilidades de transición radiativas entre los niveles i y j (en s^{-1}); y finalmente, n_e es la densidad electrónica del gas (en cm^{-3}). A estas ecuaciones hay que añadirle la *Ecuación de cierre* $N = \sum_j^n N_j$. A la hora de resolver este complicado sistema de ecuaciones se suelen adoptar distintas aproximaciones. Teniendo en cuenta que en el análisis de nebulosas gaseosas, la mayoría de los iones presentan una estructura sencilla de cinco niveles de baja energía, es muy común usar la aproximación de cinco niveles para resolver las *Ecuaciones de equilibrio Estadístico*. Así, un código muy conocido es FIVEL, desarrollado por de Robertis et al. (1987) y basado en la aproximación de átomo de cinco niveles².

²El modelo de átomo de 5 niveles es válido para átomos ligeros. La mayoría de los iones que

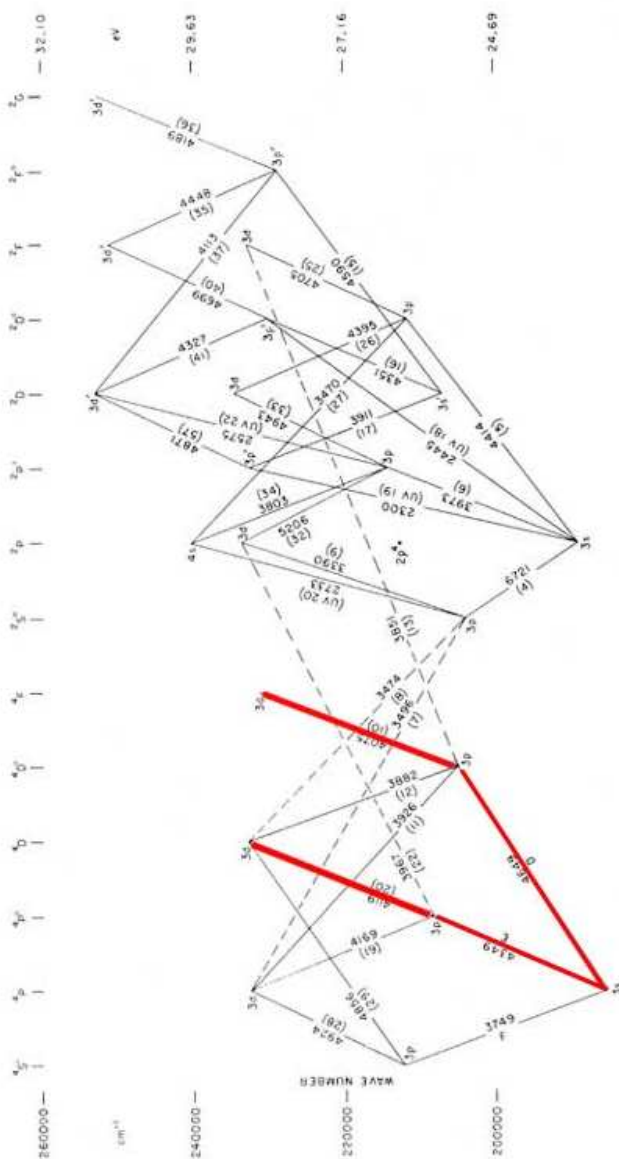


FIGURA 1.2 Esquema de los niveles atómicos del O II según un Diagrama de Grotrian. En rojo aparecen marcadas algunas de las transiciones que van a ser estudiadas en este trabajo.

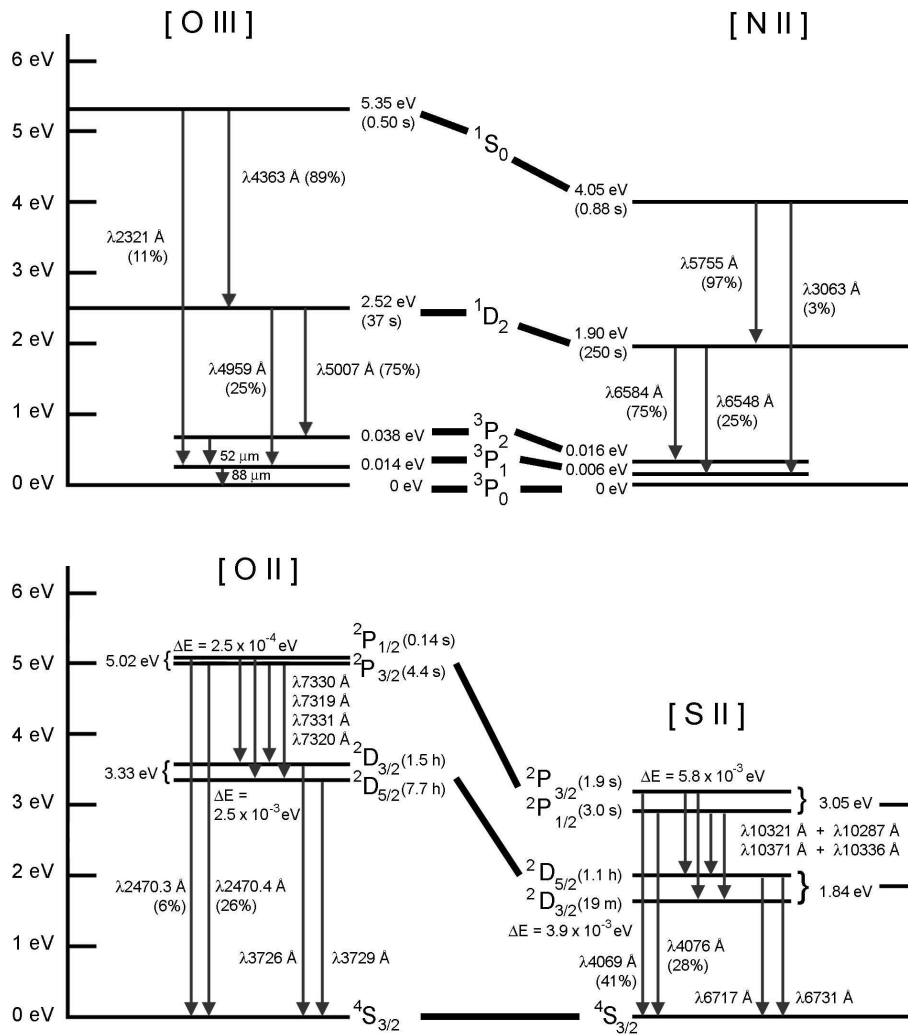


FIGURA 1.3 Diagramas de niveles de las transiciones de las líneas más brillantes de [O III], [N II], [O II] y [S II]. Figura adaptada de Maíz-Apellániz (1999).

A la hora de estudiar las colisiones, debemos tener en cuenta que las velocidades de los electrones están distribuidas de forma maxwelliana con lo que la probabilidad de excitar a un ión dependerá de cómo es la energía de excitación del nivel que se pretende poblar con respecto a la energía promedio de los electrones. Teniendo esto en cuenta, la sección eficaz de excitación colisional para un nivel j desde un nivel i , será una función de la velocidad de los electrones, y será cero por debajo del umbral $\Delta E = h\nu_{ij}$, mientras que por encima de ese umbral, su valor vendrá dado por:

$$\sigma_{ij}(v) = \frac{h^2}{a\pi m^2 v^2} \frac{\Omega(i,j)}{\omega_i} \quad (1.7)$$

donde m y v son la masa y velocidad del electrón; ω_i es el peso estadístico del nivel más bajo; y $\Omega(i, j)$ es la fuerza de colisión para la transición considerada, y es poco dependiente de la velocidad cerca de la frecuencia umbral. Este último dato atómico depende ligeramente de la temperatura y se calcula recurriendo a la mecánica cuántica para cada ión. De forma similar se determina la sección eficaz de desexcitación colisional.

La tasa de desexcitaciones colisionales por unidad de volumen de un nivel i a otro nivel j se determina integrando a toda la distribución de velocidades y multiplicando por las densidades iónica y electrónica:

$$n_e N(X_j^{+p}) q_{ji} = n_e N(X_j^{+p}) \int_0^\infty v \sigma_{ji}(v) dv = n_e N(X_j^{+p}) \frac{8.629 \times 10^{-6}}{T_e^{1/2}} \frac{\Omega(i, j)}{\omega_j} \quad (1.8)$$

donde $N(X_j^{+p})$ indica la población del nivel j del ión X^{+p} , y ΔE es la diferencia entre las energías de excitación de los niveles involucrados en la transición.

De forma similar, la tasa de excitaciones colisionales por unidad de volumen vendrá dada por:

$$n_e N(X_i^{+p}) q_{ij} = n_e N(X_i^{+p}) q_{ij} \frac{\omega_j}{\omega_i} e^{-\Delta E/kT_e} \quad (1.9)$$

Teniendo en cuenta todos estos procesos que excitan y desexcitan los niveles podremos determinar la población de cada uno de los niveles y, a partir de la ecuación 1.5, calcular la emisividad de las líneas de excitación colisional (a partir de ahora, LEC).

Si aproximamos a un átomo de dos niveles, podemos escribir la ecuación de equilibrio estadístico como:

$$n_e N(X_1^{+p}) q_{12} = n_e N(X_2^{+p}) q_{21} + N(X_2^{+p}) A_{21} \quad (1.10)$$

que se puede reescribir como:

$$\frac{N(X_2^{+p})}{N(X_1^{+p})} = \frac{q_{12}}{q_{21}} \left[1 + \frac{A_{21}}{n_e q_{21}} \right]^{-1} \quad (1.11)$$

intervienen en los mecanismos de enfriamiento de una nebulosa y cuyas líneas son observables (ej: O^{++} , N^+ , etc.) presentan configuraciones electrónicas en el estado fundamental p^2 , p^3 o p^4 , las cuales presentan 5 niveles de baja energía. De Robertis et al. (1987) suponen que estos 5 niveles son los únicos físicamente relevantes para el problema del cálculo del espectro de emisión observado. Esto es, los niveles más altos de estos iones no han sido poblados significativamente por colisiones u otros mecanismos (ej: fluorescencia). FIVEL es el programa original que dio lugar a *nebular* en IRAF.

A partir de esta aproximación, es fácil ver que en el límite de alta densidad ($n_e \rightarrow \infty$), los procesos colisionales dominan la excitación y desexcitación de los niveles, con lo que se establece una distribución de Boltzmann entre las poblaciones de los niveles, es decir:

$$\frac{N_j}{N_i} = \frac{q_{ij}}{q_{ji}} = \frac{\omega_j}{\omega_i} e^{-\Delta E/kT_e} \quad (1.12)$$

En cambio, en el límite de baja densidad ($n_e \rightarrow 0$), que es el régimen de densidades representativo de las regiones H II, las desexcitaciones radiativas dominan sobre las colisionales y cada excitación colisional es seguida por la emisión de un fotón. El valor de densidad para el que las desexcitaciones colisionales son igual de probables que las desexcitaciones radiativas se denomina *densidad crítica* para una transición determinada y marca el punto de inflexión entre el límite de baja densidad y el de alta densidad para esa transición. Formalmente, para cada nivel, viene dada por:

$$n_{i,c} = \frac{\sum_{j < i} A_{ij}}{\sum_{j \neq i} q_{ij}} \quad (1.13)$$

Los valores de densidad crítica aumentan a medida que aumenta el nivel. Por lo general los valores son bastante mayores que las densidades típicas de regiones H II, aunque en algunos casos con $n_e \sim 10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ esta puede ser mayor que la $n_{i,c}$ de los niveles más bajos y se tendrían que considerar las desexcitaciones colisionales del nivel.

1.3 Determinación de las condiciones físicas del gas.

Dado que las emisividades de las líneas dependen de la temperatura y la densidad, los cocientes entre líneas serán funciones de ambas variables. De todas formas hay líneas en las que la dependencia con una de las variables es parecida, con lo que su cociente será prácticamente independiente de una de las variables y sensible a la otra. En las siguientes secciones se describen brevemente los distintos métodos usados habitualmente para determinar las condiciones físicas de las regiones fotoionizadas.

1.3.1 Temperatura Electrónica.

La temperatura en una nebulosa estática viene dada por el equilibrio entre el calentamiento debido a la fotoionización y el enfriamiento debido tanto a la recombinación como a la radiación –que puede ser libre-libre, debida a excitación colisional de elementos pesados o debida a excitación colisional de H–.

El método habitual para determinar la T_e de una nebulosa utiliza los cocientes de intensidades de LEC de [O III] y de [N II]. Gracias a la diferencias entre las energías de excitación de los niveles 1D_2 y 1S_0 (ver Figura 1.3), y a las bajas densidades a las que se encuentran las regiones H II típicas, estos cocientes son muy sensibles a la T_e y permiten su determinación sin necesidad de conocer con mucha precisión la densidad.

En el límite de baja densidad, a cada excitación colisional le sigue la emisión de un fotón con lo que, según la ecuación 1.5 los cocientes de intensidades vendrán dados

por (Osterbrock y Ferland 2006):

$$\begin{aligned}
 [O \text{ III}] \rightarrow \frac{j(\lambda 4959) + j(\lambda 5007)}{j(\lambda 4363)} &= \frac{N_{1D_2} \nu_{4959} A_{1D_2,^3P_1} + \nu_{5007} A_{1D_2,^3P_2}}{N_{1S_0} \nu_{4363} A_{1S_0,^1D_2}} \\
 &= \frac{7.90e^{(3.29 \times 10^4)/T_e}}{1 + 4.5 \times 10^{-4}(n_e/T^{1/2})} \quad (1.14)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 [N \text{ II}] \rightarrow \frac{j(\lambda 6548) + j(\lambda 6583)}{j(\lambda 5754)} &= \frac{N_{1D_2} \nu_{6548} A_{1D_2,^3P_1} + \nu_{6584} A_{1D_2,^3P_2}}{N_{1S_0} \nu_{5754} A_{1S_0,^1D_2}} \\
 &= \frac{8.23e^{(2.50 \times 10^4)/T_e}}{1 + 4.4 \times 10^{-3}(n_e/T^{1/2})} \quad (1.15)
 \end{aligned}$$

De manera similar, se pueden usar otros cocientes de LEC sensibles a la T_e como [S III] $(\lambda 9069 + \lambda 9530)/\lambda 6312$; [Ar III] $(\lambda 7136 + \lambda 7751)/\lambda 5192$; [O II] $(\lambda \lambda 3726 + 29)/(\lambda \lambda 7320 + 30)$; [S II] $(\lambda \lambda 6716 + 31)/(\lambda \lambda 4068 + 76)$. Las expresiones analíticas de la dependencia de algunos de estos cocientes con T_e se pueden encontrar en Osterbrock y Ferland (2006). Los cocientes de LEC de [O II] y [S II] son también bastante sensibles a la densidad, con lo que es precisa una buena determinación de la densidad para que resulte fiable la determinación de T_e .

Cada una de las temperaturas electrónicas representa a la zona nebulosa en la que se encuentra el ión correspondiente. En el caso de los iones de alta ionización (O^{++} , S^{++} , Ar^{+3}) suponemos, debido al parecido entre sus potenciales de ionización, que ocupan zonas similares de la nebulosa, al igual que en el caso de los iones de baja ionización (N^+ , O^+ y S^+), pero que unos y otros tipos de iones se sitúan en zonas diferentes, que corresponderían, en principio, a temperaturas diferentes. Debido a esta razón hemos aplicado un modelo de 2 zonas en el análisis de cada una de las regiones H II de nuestra muestra (ver § 4.3.2).

Otro método empírico para determinar la T_e utiliza el cociente entre la intensidad del continuo de recombinación y la intensidad de una línea de recombinación. La emisión del continuo en la región óptica está dominada por los siguientes procesos: a) la recombinación de electrones a niveles excitados de H^+ , b) transiciones libre-libre de electrones en los campos coulombianos de los iones de H y He, c) recombinación de electrones a niveles excitados de iones de He, y d) emisión de dos fotones producida por átomos de H que abandonan el estado metaestable $2^2S^{1/2}$. Las emisividades debidas a cada uno de estos procesos han sido tabuladas por Brown y Mathews (1970). Debido principalmente a la recaptura de electrones libres, la emisión del continuo (por unidad de intervalo de frecuencias) depende de la anchura de la función de distribución de velocidades de los electrones libres, es decir, de T_e (Osterbrock y Ferland 2006). En este trabajo se han usado las diferencias medidas en el continuo en las discontinuidades de Balmer y Paschen, pues eliminamos todas las contribuciones del continuo (He I y dos fotones) salvo las debidas a recapturas a los niveles $n = 2$ (Balmer) o $n = 3$ (Paschen), respectivamente. Por lo tanto, el cociente de estas discontinuidades con respecto a LR de H I nos dará la T_e .

Otro método que se ha usado en este trabajo para determinar la T_e hace uso de las líneas de He I dentro del marco del escenario de las fluctuaciones de temperatura. Este método está descrito en las secciones § 1.6.2 y § 1.6.4 de esta tesis.

Un último método consiste en la determinación de T_e a partir de LR de iones de elementos pesados (O^{++} y C^{++}). Ya hemos visto que la dependencia con la T_e de la emisividad de las LR es muy parecida, pero comparando las intensidades de dos LR del mismo ión en las que haya una diferencia en el momento angular, la sensibilidad con la temperatura se maximiza. En la § 6.6.1 se calcula $T_e(O II)$ en la regiones H II en las que ha sido posible.

1.3.2 Densidad Electrónica.

La densidad electrónica de un gas fotoionizado se puede calcular comparando la intensidad de las líneas de un mismo ión que proceden de niveles con energías de excitación muy parecidas, por lo que el ritmo de excitación relativo para ambos niveles depende básicamente del cociente entre las fuerzas de colisión. Si los dos niveles tienen diferentes probabilidades de transición radiativa o diferentes ritmos de desexcitación colisional, la población relativa de ambos, así como el cociente de la intensidad de sus líneas espectrales asociadas, dependerá de la densidad de los electrones de su entorno.

Los principales cocientes de líneas utilizados en el rango óptico y para densidades intermedias ($n_e = 10^2 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$), son $[S II] \lambda 6716 / \lambda 6731$ y $[O II] \lambda 3729 / \lambda 3726$. Cuando las densidades son muy bajas (límite de baja densidad) las desexcitaciones colisionales son despreciables, y el cociente entre las intensidades coincide con el de los pesos estadísticos de los niveles de los que parten las líneas, ya que los dos niveles tienen energías de excitación muy similares. En el límite de alta densidad (densidades muy superiores a la densidad crítica) las poblaciones de los niveles están dominadas por las excitaciones y desexcitaciones colisionales, con lo que las poblaciones de los niveles se distribuyen según la ecuación de Boltzmann. La realidad es intermedia entre los dos casos, dándose una transición monotónica entre los dos extremos de forma que en ese rango de densidades, el cociente es muy sensible a n_e y muy poco dependiente de T_e .

En la Figura 1.4 se muestran los cocientes de intensidades de las líneas de $[S II]$ y $[O II]$ en función de n_e . Se puede apreciar claramente que el régimen de densidades al que es sensible el cociente está en el rango $10^2 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$.

Siempre que ha sido posible, se han usado cocientes de líneas de otros iones para determinar la densidad (p. ej. $[Cl III] \lambda 5517 / \lambda 5537$; $[Ar IV] \lambda 4711 / \lambda 4741$; $[N I] \lambda 5197 / \lambda 5200$). Una clara ventaja de la utilización del cociente de líneas de $[Cl III]$ es su mayor sensibilidad a altas densidades.

Es necesario comentar –al igual que en el caso de las T_e – que las densidades calculadas pertenecen a las zonas en las que se encuentran los iones correspondientes y, por lo tanto, pueden no ser representativas de toda la nebulosa en sí.

1.4 Determinación de abundancias.

Las abundancias químicas en una nebulosa fotoionizada se pueden determinar principalmente por dos métodos: o bien a través del ajuste de ciertos observables espec-

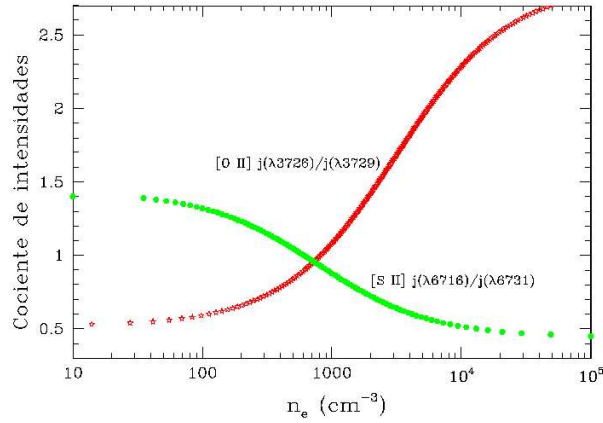


FIGURA 1.4 Variación de los cocientes de [O II] y [S II] con respecto a n_e para una T_e típica de 10000 K. Nótese los límites de alta y baja densidad para cada uno de los cocientes.

trocópicos a través de modelos de fotoionización de la nebulosa, o bien mediante métodos empíricos.

Los métodos empíricos de determinación de abundancias se subdividen a su vez en dos grupos, dependiendo si ha sido posible o no determinar las condiciones físicas de la región estudiada: método directo y calibraciones empíricas o calibraciones usando modelos de fotoionización. En este trabajo nos centraremos en los métodos directos de determinación de abundancias ya que hemos determinado con una gran precisión las condiciones físicas del gas en todos nuestros objetos.

1.4.1 Abundancias a partir de líneas de recombinación ópticas.

En el caso de que se puedan medir LR de un ión, es posible determinar su abundancia de manera sencilla, ya que las intensidades de estas líneas también dependen de manera conocida de la abundancia del ión y de las condiciones físicas del gas. Así para un ión dado, podemos determinar la abundancia con respecto a H^+ a partir del cociente de la intensidad de la línea con respecto a una LR de $H\ I$ –por ejemplo $H\beta$ – simplemente desarrollando la expresión del cociente de intensidades:

$$\begin{aligned}
 \frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} &= \frac{\int j(\lambda)ds}{\int j(H\beta)ds} \\
 &= \frac{4861 \int n_e n(X^{+p+1}) \alpha_{eff}(\lambda, T_e) ds}{\lambda \int n_e n(H^+) \alpha_{eff}(H\beta, T_e) ds} \\
 &= \frac{4861}{\lambda} \frac{n(X^{+p+1}) \bar{\alpha}_{eff}(\lambda, T_e)}{n(H^+) \bar{\alpha}_{eff}(H\beta, T_e)}, \tag{1.16}
 \end{aligned}$$

donde se ha supuesto que la densidad es constante en el volumen observado y se consideran los valores promedio de los coeficientes de recombinación ($\bar{\alpha}_{eff}$). Despejando,

obtenemos la abundancia del ión X^{p+1} con respecto a la de H^+ , que queda:

$$\frac{N(X^{p+1})}{N(H^+)} = \frac{\lambda}{4861} \frac{\alpha_{eff}(H\beta, T_e)}{\alpha_{eff}(\lambda, T_e)} \frac{I(\lambda)}{I(H\beta)}, \quad (1.17)$$

Dependencia con la temperatura.

La principal ventaja que presentan las LR de elementos pesados con respecto a las LEC es que las abundancias iónicas relativas a H^+ obtenidas a partir de estas líneas no dependen de la estructura de temperaturas de la nebulosa. Esto es debido a que para todas las LR, la emisividad de la línea, $\epsilon_\lambda \propto T_e^{-m}$, con $m \approx 1$ (Osterbrock y Ferland 2006). De hecho, para $H\beta$, $m = 0.90$, con lo que el cociente de emisividades es prácticamente independiente de la T_e . Adicionalmente, Stasińska (2005) indicó que las abundancias determinadas a partir de LEC para regiones H II con metalicidad mayor que la solar ($12 + \log(O/H) \sim 8.6$) son subestimadas debido a la presencia de gradientes de temperatura en el interior de las regiones H II. Así, la determinación de abundancias a partir de LR solventaría este problema debido a su menor dependencia con la temperatura.

Este hecho es el factor más importante a tener en cuenta en este trabajo y, en su momento, se convirtió en una buena razón para usar los telescopios más potentes y los espectrógrafos con mayor resolución para poder detectar las LR de elementos pesados que, además de ser muy débiles, están generalmente solapadas con otros rasgos espectrales y necesitan de alta resolución para ser medidas apropiadamente. La búsqueda de LR en el óptico ha incrementado espectacularmente la base de datos espectrofotométricos de NP y regiones H II en los últimos años. En este trabajo se presenta la mayor base de datos de LR de elementos pesados disponible hasta el momento para regiones H II Galácticas.

1.4.2 Abundancias a partir de líneas de excitación colisional.

Siguiendo un desarrollo similar al llevado a cabo para las LR, podemos determinar el cociente de intensidades de una LEC con respecto a una LR de H I escribiéndolo en función de las emisividades y teniendo en cuenta las ecuaciones 1.4 y 1.5, con lo que la abundancia iónica relativa a H^+ a partir de cada línea será finalmente:

$$\frac{N(X^{+i})}{N(H^+)} = \frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} \frac{j(H\beta)}{j(\lambda)} \quad (1.18)$$

donde el cálculo de la emisividad de la LEC deberá tener en cuenta todos los procesos que intervienen para poblar y despoblar el nivel.

A la hora de determinar las abundancias siempre hemos de tener en cuenta la emisividad de la línea de $H\beta$, que es la utilizada para determinar $N(H^+)$; Aller (1984) da una expresión para la emisividad de $H\beta$ que es:

$$4\pi j(H\beta) = 1.387 n_e n(H^+) T_4^{-0.0424/T_4} \times 10^{-25} \quad (1.19)$$

donde $T_4 = T_e/10^4$ K y las unidades son $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3}$.

Dependencia con la temperatura.

La emisividad de las LEC tiene una dependencia con la temperatura muy diferente a la de las LR. A partir de Osterbrock y Ferland (2006) y de la ecuación 1.8 podemos escribir la intensidad de una LEC en el límite de baja densidad como:

$$\begin{aligned} I_\nu &= \frac{1}{4\pi} \int n_i n_e h\nu q_{1,2}(T_e) ds \\ &= \frac{1}{4\pi} \int n_i n_e h\nu \frac{8.63 \times 10^{-6}}{T^{1/2}} \frac{\Omega_{1,2}}{\omega_1} e^{-\Delta E/kT_e} b ds \end{aligned} \quad (1.20)$$

donde b representa la fracción de excitaciones del nivel 2 que han sido seguidas por la emisión de un fotón.

Teniendo en cuenta la dependencia de la emisividad de las LR con la T_e , $j_\lambda \propto T_e^{-m}$, con $m \approx 1$, está claro que las abundancias obtenida a partir de LEC dependen fuertemente de la T_e adoptada.

1.4.3 Calibraciones empíricas.

En muchas ocasiones, sobre todo en objetos extragalácticos, no es posible medir de forma apropiada las líneas débiles involucradas en la determinación directa de T_e , con lo que se han desarrollado métodos estadísticos basados en modelos de fotoionización y en observaciones de intensidades de LEC brillantes, que se han calibrado en objetos de abundancia bien determinada.

Searle (1971) analizando datos tomados en varias regiones H II gigantes de M33, encontró que el cociente de las líneas nebulares de [O III] con respecto a H β , aumentaba con la distancia galactocéntrica, mientras que el cociente de las líneas de [N II] con respecto a H β decrecía. Según este autor, estas tendencias eran debidas a gradientes radiales de abundancias, abriendo la posibilidad de usar estos cocientes como indicadores de abundancias en regiones H II gigantes.

Los primeros autores en usar una calibración empírica fueron Jensen et al. (1976). Estos autores definieron el parámetro $R_3 = [I([\text{O III}] \lambda 4959) + I([\text{O III}] \lambda 5007)] / I(\text{H}\beta)$ para estudiar el gradiente de composición química en galaxias espirales. El parámetro más extensamente usado es R_{23} , que fue definido por Pagel et al. (1979) como: $R_{23} = R_2 + R_3$, donde $R_2 = I([\text{O II}] \lambda \lambda 3726 + 29) / I(\text{H}\beta)$. Esta calibración se ha ido refinando a lo largo del tiempo, desde Edmunds y Pagel (1984) hasta Kewley y Dopita (2002), pasando por las más usadas en la actualidad: la calibración de McGaugh (1991) –basada en modelos de fotoionización– y la calibración de Pilyugin (2001) –basada en intensidades de líneas de [O II] y [O III] disponibles en la literatura, y que depende del parámetro P , definido como: $P = I([\text{O III}] \lambda \lambda 4959, 5007) / I([\text{O II}] \lambda 3727 + [\text{O III}] \lambda \lambda 4959, 5007)$, de forma que para un valor dado de R_{23} , a mayor P , mayor valor de O/H–. Esta última calibración ha sido recientemente revisada por Pilyugin y Thuan (2005).

Otra calibración muy usada es la basada en líneas de [N II], que hace uso del parámetro N_2 , definido por Storchi-Bergmann et al. (1994) como: $N_2 = \log [I([\text{N II}] \lambda 6583) / I(\text{H}\alpha)]$. La calibración N_2 vs. O/H fue mejorada posteriormente por Denicoló

et al. (2002) y Pettini y Pagel (2004) mediante un aumento significativo de la muestra empírica y el rango de metalicidades cubierto y/o la consideración de modelos de fotoionización detallados.

Por último, otros parámetros usados para calibrar abundancias son S_{23} (Vílchez y Esteban 1996; Díaz y Pérez-Montero 2000), O_3N_2 (Alloin et al. 1979; Pettini y Pagel 2004), y Ar_3O_3 y S_3O_3 (ambos propuestos por Stasińska 2006).

La aparición de telescopios de gran apertura en los últimos años ha permitido medir las débiles líneas aurorales en muchas regiones H II extragalácticas gigantes, incluso en nebulosas de alta metalicidad, en las que estas líneas son aún más débiles (p. ej. Kennicutt et al. 2003; Garnett et al. 2004; Bresolin et al. 2005). Estos trabajos muestran que para regiones H II ricas en metales hay una gran discrepancia en las abundancias determinadas usando métodos directos o calibraciones, resultando en que los métodos estadísticos aparentemente sobreestiman la abundancia de O en 0.2–0.3 dex.

Recientemente, Stasińska (2006) y Bresolin (2006) han discutido las ventajas e inconvenientes de varias de las calibraciones disponibles en la actualidad. Una explicación detallada de varias calibraciones se puede encontrar en López-Sánchez (2006).

1.5 Las regiones H II

Las regiones H II son nebulosas que contienen en su interior una o varias estrellas de tipo O o B temprano de población I. En la mayoría de los casos hay varias estrellas ionizantes, a menudo una estrella múltiple, o un cúmulo del que las estrellas más calientes son las principales fuentes de radiación ionizante. Estas estrellas calientes y luminosas se han formado recientemente ($\leq 10^7$ años) a partir de la materia interestelar que ionizan e iluminan en la actualidad. Las temperaturas efectivas de las estrellas están en el rango $3 \times 10^4 \text{ K} < T_* < 5 \times 10^4 \text{ K}$ (Osterbrock y Ferland 2006); en el interior de la región H II el H está ionizado, el He está una vez ionizado, y el resto de elementos están, en su mayoría, una o dos veces ionizados. Las densidades típicas en la parte ionizada de la nebulosa son del orden de 10 ó 10^2 cm^{-3} alcanzando valores hasta 10^4 cm^{-3} (Osterbrock y Ferland 2006), aunque existen pequeñas regiones más densas cerca e incluso por debajo del límite de resolución. Además, hay movimientos internos en el gas con velocidades del orden de 10 km s^{-1} , aproximadamente la velocidad del sonido en el medio. En el límite de resolución aparecen bordes brillantes, nudos, condensaciones, etc. El gas caliente e ionizado tiende a expandirse en el gas neutro circundante, que está más frío y a menor presión, con lo cual decrece la densidad en la nebulosa y se incrementa el volumen ionizado. El límite exterior de la nebulosa está rodeado por frentes de ionización que se están expandiendo sobre el gas neutro.

En la descripción clásica de la estructura de estas regiones, se introduce el concepto de radio de Strömgren, R_S , definido como el radio dentro del cual el gas está totalmente ionizado y que está descrito, suponiendo que la densidad es uniforme en toda la nebulosa, por la siguiente expresión:

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu = Q(H^0) = \frac{4\pi}{3} R_S^3 \epsilon n_e n_p \alpha_B(H^0, T) \quad (1.21)$$

donde $\alpha_B(H^0, T)$ es el coeficiente de recombinación para el caso B, y ϵ es el factor de llenado, que se define como el cociente entre el volumen ocupado por la materia, supuestamente condensada en pequeños grupos de materia a alta densidad ($\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$), y el volumen total ocupado por la región H II. cm^{-3}), (Osterbrock y Ferland 2006). En la ecuación 1.21, el lado izquierdo es la tasa de fotones ionizantes emitidos por la fuente central, mientras que el derecho representa el número de recombinaciones a niveles excitados en el volumen $4\pi/3 R_S^3$. Esta expresión es válida para una nebulosa esférica, compuesta de H puro y en condiciones estacionarias, pero las regiones H II se alejan de este caso ideal en varios aspectos: a) Como ya hemos indicado anteriormente, generalmente hay más de una fuente ionizante, b) además del hidrógeno, hay otros elementos en el gas que compiten por la absorción de fotones ionizantes, como son el helio y el oxígeno, por sólo citar a los más importantes, que también tendrán su propia esfera de Strömgren, lo cual complica la estructura de la nebulosa (ver Figura 1.5), c) el gas ionizado se expande.

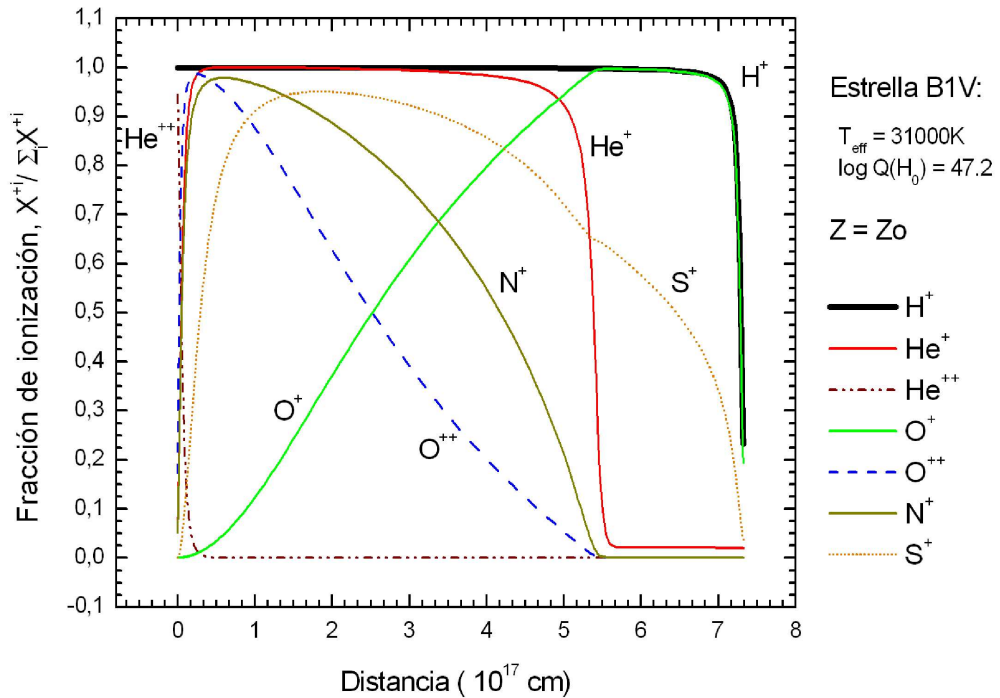


FIGURA 1.5 Esquema de la estructura de ionización de una nebulosa típica (adaptado de López-Sánchez 2006). Se ha elegido como fuente de ionización una estrella de tipo B1V para que se vea más claramente el acoplamiento de las distintas estructuras de ionización. Los datos de flujo ionizante son cortesía de Sergio Simón-Díaz.

Los espectros de las regiones H II presentan líneas de recombinación de H I intensas, líneas de He I y líneas excitadas colisionalmente de iones de elementos pesados,

como [N II] y [O II], mientras que las intensidades de las líneas de alto grado de ionización, como [O III], varían fuertemente, siendo más intensas a medida que es mayor la temperatura de la estrella central de la nebulosa y/o su parámetro de ionización³.

Las masas típicas de las regiones H II galácticas se encuentran entre las 10^2 y las $10^4 M_{\odot}$, siendo el límite inferior fuertemente dependiente de la sensibilidad del método observacional usado.

1.6 El problema de las fluctuaciones de temperatura.

Como ya se ha comentado, la abundancia iónica de los elementos más pesados que el He en nebulosas gaseosas suele determinarse a partir de la intensidad de LEC, que depende exponencialmente de la T_e del gas nebuloso, por lo que resulta imprescindible disponer de medidas muy precisas de dicha temperatura para obtener valores de abundancia confiables. Peimbert (1967) indicó que ante la presencia de fluctuaciones a pequeña escala de la distribución espacial de T_e , las abundancias obtenidas a partir de LEC podrían estar subestimadas; como las abundancias obtenidas a partir de LR son esencialmente independientes de T_e estas líneas, en principio, nos darían unas abundancias más cercanas a las reales.

Es importante dejar claro que el problema de la existencia y el origen de las fluctuaciones de temperatura es todavía un campo abierto al debate, pero con una gran trascendencia pues afecta a las determinaciones de composición química con las que intentamos comprender buena parte del Universo.

En esta sección pretendemos dar una visión global del escenario de las fluctuaciones de temperatura, planteando tanto el marco teórico del problema, como el estado actual de la cuestión, haciendo hincapié en los resultados observacionales obtenidos tanto en NP como en regiones H II, en las posibles causas de las fluctuaciones de temperatura y en las alternativas propuestas a este escenario.

1.6.1 El planteamiento de Peimbert (1967).

En cada nebulosa se observan líneas cuya intensidad corresponde a su emisividad integrada a lo largo del volumen observado de la nebulosa. Para una línea del ión X^{+i} tenemos:

$$I(\lambda) = \int j_{\lambda} n_e n(X^{+i}) dV \quad (1.22)$$

donde $j(\lambda)$, que es la emisividad de la línea ($\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1} \text{str}^{-1}$), es una función fuertemente creciente de la temperatura para una línea excitada colisionalmente, e inversamente dependiente de la temperatura para las líneas de recombinación y el continuo atómico.

³El parámetro de ionización es una magnitud que mide la intensidad de la radiación en cada punto, y que viene dada por $U = Q(\text{H}^0)/4\pi r^2 c n_H$ donde $Q(\text{H}^0)$ es el número de fotones ionizantes por unidad de tiempo, r es la distancia a la fuente ionizante, c es la velocidad de la luz en el medio y n_H es la densidad de átomos de hidrógeno. Físicamente, U representa el cociente adimensional de la densidad de fotones ionizantes y la densidad electrónica (Osterbrock y Ferland 2006).

Peimbert (1967) expandió el integrando de la ecuación 1.22 en una serie de Taylor hasta el segundo término, alrededor de una temperatura media T_0 , usando la definición de T_0 para eliminar el término de primer orden, obteniendo:

$$I(\lambda) = \int \bar{j}_\lambda n_e n(X^{+i}) dV \quad (1.23)$$

$$\bar{j}_\lambda = j_\lambda(T_0) + j''(T_0)t^2/2 \quad (1.24)$$

$$T_0(n(X^{+i}), n_e) = \frac{\int T_e n(X^{+i}) n_e dV}{\int n(X^{+i}) n_e dV} \quad (1.25)$$

donde las comillas indican derivadas con respecto a T ; t^2 es un parámetro que representa las fluctuaciones de la temperatura alrededor de la media, y viene dado por la expresión:

$$t^2 = \frac{\int T_e^2 n(X^{+i}) n_e dV - T_0^2 \int n(X^{+i}) n_e dV}{T_0^2 \int n(X^{+i}) n_e dV} \quad (1.26)$$

Si las emisividades vienen dadas por:

$$j(T_0) \propto T_0^{-\alpha_1} \quad (1.27)$$

$$\propto T_0^{-\alpha_2} e^{(-\Delta E/kT_0)} \quad (1.28)$$

$$\propto T_0^{-\alpha_3} \quad (1.29)$$

donde las α 's son constantes, y corresponden a: α_1 , LR; α_2 , LEC y α_3 , continuo. Entonces $j''(T_0)$ vienen dadas por:

$$T_0^2 j''(T_0) = j(T_0) \alpha_1 (\alpha_1 + 1) / 2 \quad (1.30)$$

$$= j(T_0) [(\Delta E/kT_0)^2 - 2(\alpha_2 + 1)(\Delta E/kT_0) + \alpha_2(\alpha_2 + 1)] \quad (1.31)$$

$$= j(T_0) \alpha_3 (\alpha_3 + 1) / 2 \quad (1.32)$$

1.6.2 Obtención de t^2 .

El parámetro t^2 puede ser obtenido de manera independiente a partir de distintos métodos: a partir de la comparación de temperaturas obtenidas usando cocientes de líneas con distinta sensibilidad a T_e , o a partir de la comparación de abundancias iónicas obtenidas a partir de LR (poco dependientes de la T_e) o de LEC (fuertemente dependientes de T_e).

Comparación de cocientes sensibles a la temperatura.

Hay varios métodos para obtener t^2 ; el más simple consiste en usar dos cocientes sensibles a la temperatura; uno de estos cocientes dará mayor peso a las regiones de mayor temperatura, y otro a las regiones de menor temperatura. En general, como ya hemos visto, las emisividades de las LEC aumentan con T_e , mientras que para las LR,

las emisividades aumentan cuando T_e disminuye. Formalmente, si escribimos T_{LEC} y T_{LR} en función de t^2 y T_0 usando las expresiones anteriores obtenemos:

$$T_{LEC} = T_0 \left\{ 1 + \left[\frac{(\Delta E_{LEC}/kT_0)^2 - 3\Delta E_{LEC}/kT_0 + 3/4}{\Delta E_{LEC}/kT_0 - 1/2} \right] \frac{t^2}{2} \right\} \quad (1.33)$$

$$T_{LR} = T_0 \left[1 - (1 - \alpha) \frac{t^2}{2} \right] \quad (1.34)$$

donde α es la potencia con la temperatura de la LR; en el caso de usar la T_e obtenida a partir de la discontinuidad de Balmer $-T_e(\text{Bac})-$ o de Paschen $-T_e(\text{Pac})-$ y $T_e([\text{O III}])$ estas expresiones quedan como:

$$T_e([\text{O III}]) = T_0 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{90800}{T_0} - 3 \right) t^2 \right] \quad (1.35)$$

$$T_e(\text{Bac}) = T_e(\text{Pac}) = T_0(1 - 1.70t^2) \quad (1.36)$$

y resolviendo este sistema de ecuaciones, obtenemos t^2 y T_0 .

De forma similar, también se pueden usar líneas de He I para determinar T_{LR} , que vendrá dada por (Peimbert 1967):

$$T_e(\text{He I}) = T_0[1 + (\langle \alpha \rangle + \beta - 1)t^2/2] \quad (1.37)$$

donde $\langle \alpha \rangle$ es el valor promedio de la potencia de la temperatura para las líneas de He I y β el mismo factor para H β . Basándonos en varios cocientes de líneas de He I podemos determinar consistentemente –siguiendo el método de máxima verosimilitud descrito por Peimbert et al. (2000) y Peimbert et al. (2002)– los valores de $N(\text{He}^+)/N(\text{H}^+)$, $T_e(\text{He I})$, $n_e(\text{He I})$, $t^2(\text{He I})$ y la profundidad óptica de la línea He I $\lambda 3889$ (ver § 5.1 para más detalles).

Comparación de abundancias obtenidas a partir de LR y de LEC.

Los parámetros t^2 y T_0 , también se pueden encontrar si se requiere que las abundancias (X^{+i}/H^+) sean las mismas a partir de líneas de recombinación y de líneas excitadas colisionalmente del mismo ión. Formalmente, esto se puede representar mediante la siguiente expresión (Peimbert 1967; Peimbert y Costero 1969; Peimbert et al. 2004), en la que vemos la dependencia de la abundancia de un ión (con respecto a H^+) en el caso de que asumamos fluctuaciones de temperatura:

$$\left[\frac{N_{LEC}(X^{+i})}{N(Y^{+j})} \right]_{t^2 \neq 0.00} = \frac{T_{LR}^\alpha T_{LEC}^{0.5}}{T_{(4363/5007)}^{\alpha+0.5}} \times \exp \left[-\frac{\Delta E_{LEC}}{kT_{(4363/5007)}} + \frac{\Delta E_{LEC}}{kT_{LEC}} \right] \times \left[\frac{N_{LEC}(X^{+i})}{N(Y^{+j})} \right]_{t^2=0.00} \quad (1.38)$$

donde $[N_{LEC}(X^{+i})/N(Y^{+j})]_{t^2=0.00}$ es el cociente de abundancias basado en $T_e([\text{O III}])$ asumiendo $t^2=0.00$.

Generalmente, los modelos de fotoionización estándar sólo pueden proporcionar valores de $t^2 \simeq 0.01$, mientras que los resultados empíricos obtenidos por Peimbert et al. (1992, 1993a); Esteban et al. (1998, 1999a,b, y en la presente tesis), indican t^2 entre 0.02 y 0.04. Así, para objetos que muestren $t^2 < 0.01$, la fotoionización puede dar cuenta de las variaciones de temperatura y no tendrían por qué ser considerado ningún proceso físico adicional para explicar los t^2 's observados.

Por otra parte, modelos de fotoionización para la nebulosa de Orión (Simpson et al. 1986; Rubin et al. 1991; Baldwin et al. 1991; McGaugh 1991) predicen valores del cociente $[\text{O III}] \lambda 4363 / \lambda 5007$ menores que los observados, implicando t^2 mayores que 0.01.

1.6.3 Posibles causas físicas de las fluctuaciones de temperatura.

Es bien sabido que la teoría de fotoionización por si misma, no es capaz de explicar la presencia de fluctuaciones de temperatura en una nebulosa fotoionizada. Como ya se comentó anteriormente, modelos de fotoionización de densidad uniforme y químicamente homogéneos, obtienen t^2 en el rango entre 0.000 y 0.0025, con un valor típico de 0.005 (p. ej. Gruenwald y Viegas 1995; Kingdon y Ferland 1995b). Debido a esto, es necesario considerar mecanismos alternativos e independientes de la fotoionización que puedan dar lugar y mantener las fluctuaciones de temperatura.

A continuación se presentan varios de los posibles procesos físicos barajados para explicar las fluctuaciones de temperatura presentes en NP y regiones H II. Es muy posible que, en la realidad, debieran ser considerados varios de estos procesos, y que la importancia relativa de cada uno de ellos varíe de un objeto a otro.

- *Inyección de energía mecánica.* Según Peimbert (1995), hay deposición de energía cinética por choques y turbulencias subsónicas producidas por vientos estelares de las estrellas ionizantes. Además, también añade que hay grandes evidencias sobre la presencia de componentes de alta velocidad y ondas de choque dentro de regiones H II tipo “concha” o regiones H II típicas, también producidos por el fenómeno de los vientos estelares. En este sentido, Luridiana et al. (2001) compararon –a través de modelos de síntesis evolutivos– la tasa de energía cinética inyectada por vientos estelares en la región H II gigante NGC 2363, con la luminosidad necesaria para reproducir las fluctuaciones de temperatura observadas en esta nebulosa y encontraron que, incluso en las condiciones más favorables consideradas en sus modelos, dicha luminosidad es mucho menor que la necesaria para reproducir los t^2 observados.

Peimbert et al. (1991) propusieron que pueden originarse fluctuaciones de temperatura importantes en regiones H II que incluyan remanentes de supernova (SNR). Usando modelos compuestos de choques y regiones H II, estos autores mostraron que el efecto neto de los choques es el aumento de la intensidad de las líneas aurorales, en particular $[\text{O III}] \lambda 4363$, mientras que las nebulares permanecen inalteradas, lo cual conduce a sobreestimar la T_e media y subestimar las abundancias.

Por otra parte, Maciejewski et al. (1996) plantearon la posibilidad de que la capa

de transición conductiva pudiera contribuir a las fluctuaciones de temperatura. La capa de transición conductiva es la que separa el plasma visible y el gas chocado por vientos estelares, que es extremadamente caliente y probablemente mantiene confinado al plasma visible en casi todas las nebulosas (ver Kennicutt 1984). El efecto de los frentes de conducción en el espectro nebuloso es similar, cualitativamente, al de los choques. Según Maciejewski et al. (1996), el correspondiente aumento de la intensidad de la línea auroral de O III $\lambda 4363$ debido a este proceso no es suficiente para explicar el t^2 observado en la Nebulosa de Orión.

Peimbert y Peimbert (2006) citan diferentes trabajos en los que se analizan mecanismos de inyección de energía mecánica en las capas en expansión de NP. Según estos autores, estos procesos son más importantes en algunos objetos y podrían ser los responsables de la dispersión observada en los valores de t^2 observados en NP.

- *Inhomogeneidades en la composición química sobre el volumen observado.* Torres-Peimbert et al. (1990) propusieron que la presencia de inhomogeneidades químicas podría ser un posible origen del t^2 en nebulosas planetarias. Por otro lado, Peimbert (1995) recopila un buen número de trabajos sobre nebulosas planetarias en donde se encuentran inhomogeneidades de O/H en el rango entre 0.3 dex y 0.5 dex, las cuales pueden producir valores de t^2 en el rango entre 0.03 y 0.04 para una nebulosa dada.

En los últimos años, el extenso trabajo del grupo del *University College of London* (UCL) sobre abundancias químicas en NP ha dado como resultado una nueva hipótesis sobre la causa de las fluctuaciones de temperatura y la discrepancia de abundancias (ver más adelante en § 1.6.5). Esta hipótesis plantea la existencia de condensaciones más densas que el gas nebuloso circundante, ricas en metales y deficientes en hidrógeno, en las que la abundancia relativa de elementos pesados es mayor que en el resto de la nebulosa.

La posible existencia de estas condensaciones en regiones H II –al igual que la presencia de fluctuaciones de temperatura– es sujeto de una cierta controversia en la actualidad. Tsamis y Péquignot (2005) y Stasińska et al. (2007) han propuesto un escenario para el enriquecimiento químico del medio interestelar en el que el material expulsado en las explosiones de supernova de tipo II (material proveniente de estrellas masivas) realiza un largo viaje a través del halo de la galaxia para volver a caer sobre la galaxia en forma de condensaciones ricas en metales.

- *Condensaciones de alta densidad.* Viegas y Clegg (1994) propusieron que en presencia de condensaciones con densidad mayor que la densidad crítica de las líneas nebulosas de [O III] ($7 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$), estas líneas se desexcitan colisionalmente mientras que la línea auroral (con una densidad crítica de $2.5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$, que es mucho mayor), no lo hace. Como consecuencia, la T_e ([O III]) podría estar sobreestimada y el cociente O^{++}/H^+ subestimado. Estos autores propusieron, a su vez, que el uso de indicadores de densidad en los que estén involucradas líneas con alta densidad crítica (como [O II] $\lambda\lambda 7320+30/\lambda\lambda 3726+29$,

[S II] $\lambda\lambda 4069+76/\lambda\lambda 6717+31$ y [Ar IV] $\lambda 4711/\lambda 4740$) pueden revelar la presencia de dichos grumos.

La posible existencia de tales zonas de alta densidad ha sido investigada por varios autores en NP. Imágenes de alta resolución del *HST* demuestran que estos objetos presentan muchos filamentos y grumos de material colisionando con los vientos de la estrella central Liu (2002). A partir de observaciones con el *HST*, Torres-Peimbert et al. (1997), muestran que la NP M 2-29, tiene al menos 2 componentes de densidad: una con relativamente baja densidad ($n_e = 10^4 \text{ cm}^{-3}$) y menor T_e que la obtenida a partir de observaciones en tierra, y otra con mucha mayor densidad ($n_e = 10^6 \text{ cm}^{-3}$). De hecho, el cociente O/H obtenido a partir de observaciones en tierra es un factor de 10 menor que el obtenido por Torres-Peimbert et al. (1997) a partir del modelo de dos componentes de densidad. Otros intentos de encontrar evidencias de grumos de alta densidad en NP a partir de la comparación de las densidades obtenidas a partir de diagnósticos que involucren líneas con alta densidad crítica y los diagnósticos habituales para la densidad han sido llevados a cabo por distintos autores (p. ej. Mathis et al. 1998; Liu 1998; Liu et al. 2000) con distintos resultados. Por otra parte, Liu et al. (2000) propusieron la utilización de diagnósticos de densidad en el IR lejano (líneas de [O III] a 52 y 88 μm , que tienen muy bajas densidades críticas) y compararlos con diagnósticos que hagan uso de líneas con alta densidad crítica ([Cl III] $\lambda\lambda 5517, 5537$, o [Ar IV] $\lambda\lambda 4711, 4740$) para investigar la presencia de condensaciones de alta densidad; usando estos diagnósticos se ha demostrado la presencia de estas condensaciones en varias NP (Liu et al. 2000, 2001).

A partir de datos *HST*/FOS para la Nebulosa de Orión, Walsh y Rosa (1999a) han encontrado un amplio rango de valores de T_e y n_e para los proplyds y filamentos embebidos en esta región H II. La contribución de estos objetos a los valores observados de t^2 en esta nebulosa podría ser importante, y es uno de los campos a investigar en futuros trabajos, aunque queda fuera de los objetivos de esta tesis.

Por otro lado, Peimbert (1995) afirma que la nebulosa de Orión tiene zonas con $n_e \sim 10^6$, pero que debido al alto valor de la densidad, esas regiones presentan bajo grado de ionización, probablemente en la zona parcialmente ionizada que separa la región H II de la región H I, con lo que la distribución de T_e determinada a partir de las líneas de [O III] $\lambda\lambda 4363, 5007$ no se ve afectada. A su vez, Peimbert y Torres-Peimbert (1977) indican que la fracción de emisión debida a regiones con $n_e \geq 10^5$ es despreciable.

- *Inhomogeneidades en la distribución de polvo.* Según Peimbert et al. (1993a) y Stasińska y Szczerba (2001), el calentamiento fotoeléctrico del gas por fotoionización de los granos de polvo es un mecanismo importante en las regiones H II y en las NP.

A partir del modelo de Baldwin et al. (1991) para la nebulosa de Orión –que considera que tanto el calentamiento fotoeléctrico por ionización de los granos y el enfriamiento por colisiones entre granos no son efectos despreciables en la nebulosa de Orión, y en el que se asume que el gas y el polvo están bien mezclados–

Peimbert et al. (1993b) encuentran un valor de $t^2=0.004$, considerablemente más pequeño que el necesario para explicar las observaciones.

Stasińska y Szczerba (2001) analizaron el efecto del calentamiento fotoeléctrico por granos de polvo en modelos de fotoionización de NP, y encontraron que este proceso es particularmente importante en NP “filamentosas” que contengan una cantidad importante de granos de polvo pequeños, y se podrían dar grandes variaciones de temperatura.

- *Variabilidad de la fuente ionizante.* Partiendo del hecho de que, en principio, las fluctuaciones de temperatura no pueden ser reproducidas mediante modelos en equilibrio y estacionarios en el tiempo, Binette et al. (2003) propusieron que la variabilidad de la fuente ionizante podría incrementar significativamente el t^2 . Para comprobar su hipótesis, estos autores estudiaron la respuesta temporal de la estructura en ionización y temperatura de una nebulosa fotoionizada por una variable periódica, y encontraron que es necesaria una amplitud de variación de la estrella ionizante demasiado grande para reproducir los t^2 observados en la Nebulosa de Orión.

Por el contrario, este efecto podría ser muy importante en las fluctuaciones de temperatura detectadas en NP producidas por estrellas centrales de alta masa, debido a que éstas evolucionan relativamente rápido. Es bien sabido que el flujo ionizante de las estrellas centrales de NP no es constante. Como primera aproximación, la ionización aumenta, alcanza un máximo y finalmente disminuye, esto hace que puedan quedar regiones ionizadas aisladas de los fotones ionizantes, que se enfriarán primero y se recombinarán después. Teniendo en cuenta que los tiempos de recombinación típicos son del orden de $10^5/n_e$ y que los de enfriamiento son un orden de magnitud menor, se esperaría encontrar regiones frías con un grado de ionización relativamente grande en las NP. A lo largo de los últimos años, se han observado varias estrellas centrales de NP que han sufrido importantes variaciones de flujo en escalas de tiempo de unos pocos años (Torres-Peimbert y Peimbert 2003, y referencias que citan).

- *Ionización por rayos cósmicos.* Recientemente, Giammanco y Beckman (2005) han presentado un modelo en el que parten de la suposición de que la mayor parte del hidrógeno en las nubes que forman las regiones H II no está fotoionizado por la fuente central, y se mantiene en estado neutro. En este modelo de dos fases, una de las fases (llamada fase caliente), está directamente ionizada por la fuente central, mientras que la otra fase (fase fría) puede ser ionizada por rayos cósmicos de baja energía, producidos en las estrellas ionizantes. A partir de un modelo para la Nebulosa de Orión, y suponiendo una tasa de producción de rayos cósmicos de baja energía para la Nebulosa de Orión extraída de la literatura, estos autores encuentran que se pueden reproducir el orden de magnitud del t^2 observado en esta nebulosa.
- *Deposición de energía magnética.* Ferland (2001) sugirió que la reconexión magnética podría provocar fluctuaciones de temperatura en plasmas ionizados. El fenómeno descrito por este autor consiste en considerar que una fracción del

campo magnético del gas es destruida por reconexión, lo cual suministraría la fuente de energía adicional e independiente de la fotoionización, necesaria para explicar las fluctuaciones de temperatura. Abel et al. (2004) han detectado campos magnéticos turbulentos de $\sim 100 \mu\text{G}$ en el velo de hidrógeno neutro situado entre la Nebulosa de Orión y nosotros, lo cual nos indica que la magnitud del campo magnético necesaria para dar cuenta de las fluctuaciones de temperatura debería ser del orden del campo magnético en el medio interestelar circundante. Por otra parte, Torres-Peimbert y Peimbert (2003) citan varias NP y pre-NP en las que se ha detectado la presencia de campos magnéticos, algunos incluso del orden de mG.

- *Regiones en sombra.* Se han detectado glóbulos moleculares en varias NP cercanas, y se espera que estén presentes en muchas otras (O’Dell et al. 2002; Huggins y Cox 2004). Huggins y Frank (2006) determinaron que el factor de cobertura⁴ en NGC 7293 es del 5%. Estos autores indican que la ionización del gas en las zonas “tapadas” por los glóbulos se debe a radiación difusa y que, consecuentemente, la temperatura del gas en la zona en sombra será varios cientos de grados menor que la del gas ionizado directamente por la estrella central (Mathis 1976), lo cual puede explicar el t^2 observado en algunas NP.

Adicionalmente, se han propuesto otras alternativas para explicar la discrepancia de abundancias entre LR y LEC basadas en la suposición de la existencia de errores sistemáticos tanto en la medida de las LR como en la determinación de los parámetros atómicos. En primer lugar, Rola y Stasińska (1994) propusieron que la baja relación de señal a ruido de las LR, puede sesgar las medidas de intensidad hacia valores más altos. En este sentido, Mathis y Liu (1999) realizaron un test muy significativo; estos autores encontraron que –para una muestra de NP con LR de O II detectadas– el cociente observado entre las líneas de [O III] $\lambda 4391/\lambda 4959$, era muy cercano a su valor teórico. Teniendo en cuenta que la intensidad de la línea más brillante del multiplete 1 de O II –O II $\lambda 4649$ – es del orden de [O III] $\lambda 4391$, se puede inferir que no parece haber una sobreestimación de la intensidad de las LR en observaciones recientes. En el momento en que se empezaron a detectar las primeras LR de C⁺⁺ y O⁺⁺ en los espectros de NP, no había datos atómicos de calidad para sistemas atómicos multielectrónicos, lo cual, junto con el hecho de la poca cantidad de LR medidas y la baja señal a ruido de los datos disponibles, hacían dudar de las mediciones de LR disponibles. Hoy en día, los parámetros atómicos de estos dos iones parecen estar bien determinados. De hecho, las abundancias a partir de líneas del mismo multiplete, y de otros multipletes del mismo ión están de acuerdo para varios objetos (ver, p. ej. Esteban et al. 1998; Liu et al. 1999, 2000, y los resultados de este trabajo), lo cual sugiere que la física estándar de las LR es esencialmente correcta.

⁴Se define el factor de cobertura $\Omega/4\pi$, como la fracción de volumen de la nebulosa “oculta” por regiones de sombra.

1.6.4 Una reformulación del problema.

La determinación de la abundancia primordial de helio, Y_p , es un problema clave en la cosmología, la física de las partículas elementales y la evolución química de las galaxias (p. ej. Izotov et al. 1999; Peimbert y Torres-Peimbert 1999, y las referencias que citan). Uno de los problemas a la hora de determinar con precisión Y_p es que la estructura de temperaturas de la nebulosa afecta a la intensidad de las líneas de He I, y por lo tanto a la determinación de $T_e(\text{He I})$. Para solventar este problema Peimbert et al. (2002) desarrollaron un formalismo, teniendo en cuenta las fluctuaciones de temperatura que, por lo detallado del tratamiento, hemos considerado adecuado adoptar en esta tesis, a pesar de que en este trabajo no vamos a realizar ninguna determinación de Y_p . A continuación, describiremos brevemente las ecuaciones principales de este formalismo.

El caso que vamos a considerar es el de una nebulosa en la que los volúmenes de H^+ y He^+ coinciden, mientras que el oxígeno está presente en forma de O^+ y O^{++} , donde el peso de la zona de O^+ se define como:

$$\alpha = \frac{\int n_e n(\text{O}^+) dV}{\int n_e n(\text{O}^+) dV + \int n_e n(\text{O}^{++}) dV} \quad (1.39)$$

Si definimos las temperaturas promedio de las zonas de O^+ y O^{++} , teniendo en cuenta la ecuación 1.25 como:

$$T_{02} = \frac{\int T n_e n(\text{O}^+) dV}{\int n_e n(\text{O}^+) dV} \quad (1.40)$$

$$T_{03} = \frac{\int T n_e n(\text{O}^{++}) dV}{\int n_e n(\text{O}^{++}) dV} \quad (1.41)$$

entonces la temperatura promedio para toda la región ionizada, T_0 sería:

$$T_0 = \alpha T_{02} + (1 - \alpha) T_{03} \quad (1.42)$$

A su vez, si las zonas de O^+ y O^{++} no tienen temperaturas uniformes y presentan fluctuaciones de temperatura, éstas estarán representadas por los parámetros t_2^2 y t_3^2 , definidos como:

$$t_2^2 = \frac{\int (T_e - T_{02})^2 n(\text{O}^+) n_e dV}{\int T_{02}^2 n(\text{O}^+) n_e dV} \quad (1.43)$$

$$t_3^2 = \frac{\int (T_e - T_{03})^2 n(\text{O}^{++}) n_e dV}{\int T_{03}^2 n(\text{O}^{++}) n_e dV} \quad (1.44)$$

Desarrollando estas expresiones siguiendo lo prescrito por Peimbert et al. (2002) podemos obtener una relación –similar a la ecuación 1.35– entre T_0 y t^2 (correspondientes a todo el volumen de la nebulosa) con una temperatura obtenida a partir de observaciones de LEC:

$$T_e(\text{O II} + \text{III}) = T_0 \left[1 + \left(\frac{\theta}{T_0} - 3 \right) \frac{t^2}{2} \right], \quad (1.45)$$

donde θ representa un promedio efectivo de las energías de excitación necesarias para producir las líneas de oxígeno, y viene dado por:

$$\theta = (1 - \alpha)90800 + \alpha 97300, \quad (1.46)$$

y $T_e(\text{O II+III})$ es un promedio entre $T_e([\text{O II}])$ y $T_e([\text{O III}])$ y viene definido por:

$$T_e(\text{O II + III}) = [(1 - \alpha)T_e([\text{O III}]) + \alpha T_e([\text{O II}])] \Gamma, \quad (1.47)$$

donde Γ es un factor de corrección a segundo orden al esquema de dos temperaturas, que es igual a la unidad para $0.9 < T_e([\text{O II}])/T_e([\text{O III}]) < 1.1$, pero que tiene que ser tenido en cuenta en el caso de que la diferencia entre $T_e([\text{O II}])$ y $T_e([\text{O III}])$ sea apreciable. Este factor es necesario que sea introducido para que $T_e(\text{O II+III})$ adquiera significado físico. La determinación de Γ se explica detalladamente en el apéndice A de Peimbert et al. (2002).

Finalmente, resolviendo la ecuación 1.45 para T_0 y sustituyendo en la ecuación 1.37, obtenemos:

$$T_e(\text{He I}) = T_e(\text{O II + III}) \left[1 + \left(\frac{\theta}{T_e(\text{O II + III})} - 0.2 \right) \frac{t^2}{2} \right], \quad (1.48)$$

que puede ser usada para determinar la abundancia de He^+ (ver § 5.1).

A partir de ahora, $T_e(\text{LEC})$ se referirá a $T_e(\text{O II+III})$. De esta manera queda establecido el formalismo que vamos a usar en la determinación de t^2 en esta tesis. Para uno de nuestros objetos –NGC 3576– adoptamos un esquema de 1 zona de ionización debido a la similitud entre las T_e de baja y alta ionización. En ese caso, el esquema queda bien definido por las ecuaciones 1.33 a 1.37.

1.6.5 Estado de la cuestión.

Las dicotomías entre las determinaciones de abundancias a partir de LEC o LR, y entre las determinaciones de T_e a partir de cocientes de LEC o el continuo de Balmer/Paschen en NP y en regiones H II, son dos problemas que llevan mucho tiempo planteados en la astrofísica de nebulosas y que, en un principio, han sido atribuidas en muchas ocasiones a fluctuaciones de temperatura en la nebulosa. Gracias al rápido progreso tecnológico –relacionado con el desarrollo de grandes telescopios y de mejores detectores– y a la mejora significativa en el entendimiento de la teoría de recombinación para sistemas atómicos multielectrónicos, se han desarrollado una gran cantidad de trabajos en los últimos años dedicados a intentar comprender estos dos problemas fundamentales que, potencialmente, pueden afectar la determinación de abundancias para un amplio rango de nebulosas fotoionizadas, tanto galácticas como extragalácticas. Como ya hemos visto, durante estos últimos años, se ha encontrado que ambos efectos son reales, y que no están relacionados con errores sistemáticos en las observaciones ni en la física atómica básica. Además, se ha encontrado que las dos dicotomías pueden estar íntimamente relacionadas. A continuación, presentamos un repaso sobre los avances realizados en los últimos tiempos con respecto a este problema, tanto en NP como en regiones H II.

Medida de t^2 en Nebulosas Planetarias.

El alto brillo superficial de las NP ha permitido que se hayan detectado LR de elementos pesados mucho antes que en las regiones H II. El trabajo pionero de Wyse (1942) en NGC 7009, fue el primero en llamar la atención sobre la diferente abundancias del ión O^{++} que daban las LR de O II y las LEC de [O III]. Posteriormente, Aller y Menzel (1945) y Torres-Peimbert y Peimbert (1977) también llamaron la atención sobre el exceso de carbono observado en algunas NP al calcular la abundancia de C^{++} a partir de LR de C II. A partir del lanzamiento del satélite *IUE*, se pudieron obtener abundancias de carbono a partir de LEC en el ultravioleta. Los resultados encontrados fueron sistemáticamente menores que los obtenidos a partir de LR (ver p. ej. Harrington et al. 1980; Kaler 1986; Rola y Stasińska 1994; Peimbert et al. 1995).

Durante la última década han sido muchos los esfuerzos realizados para comprender las condiciones físicas bajo las que se forman los distintos tipos de líneas en NP. En particular, la utilización de telescopios de apertura intermedia-grande, ha permitido que el catálogo de LR de O II y C II detectadas en NP se haya incrementado espectacularmente en los últimos años. Los trabajos dedicados al estudio de la discrepancia de abundancias y/o la discrepancia de temperaturas en NP son muy abundantes (p. ej. Garnett y Dinerstein 2001; Mathis et al. 1998; Liu y Danziger 1993; Liu et al. 1995, 2000, 2001, 2006; Luo et al. 2001; Liu et al. 2004a; Peimbert et al. 2004; Robertson-Tessi y Garnett 2005; Ruiz et al. 2003; Tsamis et al. 2003, 2004; Wesson et al. 2003, 2005; Wesson y Liu 2004; Zhang et al. 2005b). A partir de los datos obtenidos en estos trabajos, se puede ver que el parámetro t^2 muestra un extraordinario rango de variación en NP, pudiendo alcanzar valores muy altos en algunos objetos. Liu et al. (2006), encuentran valores de $t^2 \sim 0.14$ y 0.18 en Hf 2-2, a partir de las discrepancias de abundancias y temperaturas, respectivamente.

Por otra parte, Rubin et al. (2002), a partir de imágenes y espectroscopía realizadas con el *HST* de la NP NGC 7009, encontraron que el mapa de T_e de la nebulosa era prácticamente uniforme y que el t^2 a lo largo de la nebulosa sobre el plano del cielo era pequeño ($t^2_A = 0.0035$). A pesar del bajo valor de t^2 encontrado sobre el plano del cielo, no se pudo descartar por completo que existan fluctuaciones de temperatura a lo largo de la línea de visión que puedan dar cuenta de la discrepancia de abundancias observada en este objeto (ver Liu et al. 1995).

Muchos de estos autores se han referido a la discrepancia de abundancias usando el acrónimo ADF⁵, del inglés *Abundance Discrepancy Factor*, que se define como:

$$(O^{++}/H^+)_{LR}/(O^{++}/H^+)_{LEC}, \quad (1.49)$$

y que a partir de ahora usaremos para referirnos a la discrepancia de abundancias.

Liu et al. (2001) presentaron una buena correlación entre el ADF y la diferencia entre $T_e([O III])$ y $T_e(Bac)$. En principio, esta correlación es consistente con la existencia de fluctuaciones de temperatura, aunque estos autores apoyan el hecho de

⁵A partir de ahora usaremos el acrónimo ADF o ADF(O^{++}) para referirnos al calculado usando las abundancias de O^{++} . Cuando queramos referirnos a discrepancias de abundancias de otros iones, lo indicaremos, por ejemplo, como ADF(C^{++}).

que ambas dicotomías también pueden ser explicadas a través de un modelo de nebulosa químicamente heterogéneo. De hecho, en su análisis de NGC 6153, Liu et al. (2000) concluyeron que la nebulosa debía contener una componente del gas ionizado desconocida previamente –caracterizada por ser fría y muy rica en metales–. Posteriores trabajos han apoyado este modelo, sustentándolo principalmente en el hecho de que las líneas de estructura fina del infrarrojo (IR) de [O III] $\lambda\lambda$ 52, 88 μm , que tienen energías de excitación menores o del orden de 1000 K (también insensibles a las variaciones de T_e) dan abundancias iónicas comparables a las obtenidas a partir de LEC en el UV y en el visible, lo cual no es compatible con el escenario de las fluctuaciones de temperatura (ver Liu 2006, y referencias que cita).

Medida de t^2 en Regiones H II.

Los observables que permiten determinar el parámetro t^2 con precisión (LR, discontinuidades de H I) son mucho más difíciles de medir con precisión en las regiones H II. El bajo brillo superficial de la gran mayoría de estos objetos ha provocado que, hasta hace muy poco, la muestra de regiones H II con determinaciones del parámetro t^2 haya estado limitada a unas pocas regiones H II galácticas: la Nebulosa de Orión (Torres-Peimbert et al. 1980; Osterbrock et al. 1992; Peimbert et al. 1993a; Esteban et al. 1998; Rubin et al. 2003), M8 (Peimbert et al. 1993b; Esteban et al. 1999b) y M17 (Peimbert et al. 1992; Esteban et al. 1999a), y a unas cuantas regiones H II extragalácticas (Esteban et al. 2002). Durante el desarrollo de esta tesis, la muestra se ha visto ampliada significativamente con los trabajos de Tsamis et al. (2003) sobre 3 regiones H II galácticas (M17, NGC 3576 y nebulosa de Orión) y 3 extragalácticas (1 en la Gran Nube de Magallanes y 2 en la Pequeña Nube de Magallanes); Peimbert (2003) sobre 30 Doradus; Peimbert et al. (2005) sobre dos regiones de NGC 6822; y López-Sánchez et al. (2007) sobre NGC 5253. O'Dell et al. (2003) realizaron una estimación directa de t^2 en el plano de visión de la nebulosa de Orión a partir de imágenes profundas de WFC/HST, y encontraron un valor consistente con resultados previos. A todos estos trabajos hay que añadirles las 8 regiones H II analizadas en esta tesis, en 4 de ellas, se han medido LR de C^{++} y O^{++} por primera vez; en otras dos regiones (nebulosa de Orión y NGC 3576) hemos medido LR de Ne^{++} también por primera vez.

La mayoría de los trabajos previos han basado el análisis de las fluctuaciones de temperatura en el estudio de las discrepancias de abundancias (ADF). En la Tabla 1.1 mostramos los valores del ADF obtenido para regiones H II galácticas y extragalácticas en otros trabajos. El resultado más significativo que se deduce a partir del análisis global de la muestra incluida en la Tabla 1.1 es que el ADF parece ser muy parecido en casi todas las regiones H II analizadas.

Por otro lado, Tsamis et al. (2003) consideran que las fluctuaciones de temperatura no pueden dar cuenta de las discrepancias de abundancias observadas ya que, en ese caso, las abundancias de oxígeno observadas a partir de líneas de estructura fina de [O III] en el infrarrojo lejano deberían dar abundancias cercanas a los valores obtenidos con LR, y este no es el caso, aunque hay que tener en cuenta que los volúmenes observados en el IR y en el óptico pueden llegar a ser muy diferentes, sobre todo en regiones H II, con lo que los cambios en la estructura de ionización observada pueden

TABLA 1.1 Factores de discrepancia de abundancia (ADFs) observados en regiones H II.

Regiones H II galácticas					
ID	n_e (cm ⁻³)	T_e ([O III]) (K)	ADF(O ⁺⁺)	ADF(C ⁺⁺)	Ref.
M8	1750	8050	2.0	2.1	1
M17	860, 520	8120, 8210	1.8, 2.2	—	2
	600–1500	8200	2.1	—	3
NGC 3576	1300–2700	8850	1.8	—	3
Orión	4000, 5700	8300, 8350	1.3, 1.5	2.5, 2.2	4
Regiones H II extragalácticas					
LMC 30 Dor	370–1800	10100	2.0–2.7	—	3
	316	9950	1.6	—	5
LMC N11B	80–1700	9400	4.9–8.2	—	3
SMC N66	50–3700	12400	2.3	—	3
NGC 604	≤ 100	8150	1.6	—	6
NGC 2363	360–1200	15700	2.2	—	6
NGC 5461	300	8600	1.9	—	6
NGC 5471	220–1150	14100	1.6	—	6
NGC 6822 V	175	11900	1.9	—	7
NGC 5253 A	580	12100	1.8	2.6	8
NGC 5253 B	610	12030	1.5	2.1	8
NGC 5253 C	370	10810	1.9	2.1	8

- 1) Esteban et al. (1999b); 2) Esteban et al. (1999a); 3) Tsamis et al. (2003); 4) Esteban et al. (1998); 5) Peimbert (2003); 6) Esteban et al. (2002); 7) Peimbert et al. (2005); 8) López-Sánchez et al. (2007).

afectar seriamente a los resultados obtenidos. Estos autores indican que la existencia de una componente del gas fría, densa y rica en metales puede dar lugar a la discrepancia de abundancias. La posibilidad de la existencia de esta componente del gas ya había sido propuesta hace un tiempo para NP (Torres-Peimbert et al. 1990; Liu et al. 2000), pero sólo muy recientemente se ha dibujado un escenario físicamente plausible para las regiones H II (Tsamis et al. 2003; Tsamis y Péquignot 2005; Stasińska et al. 2007). Este escenario será discutido en § 6.6.

Guseva et al. (2006) han realizado un estudio detallado en una muestra total de 47 regiones H II de baja metalicidad en las que midieron los saltos de Balmer y Paschen con el fin de determinar $T_e(\text{H I})$. A partir de simulaciones Monte Carlo, estos autores ajustan la distribución espectral de energía de las galaxias y encuentran que la temperatura de la zona de O^{++} determinada a partir del cociente de LEC de $[\text{O III}]\lambda\lambda(4959+5007)/\lambda 4363$ es, teniendo en cuenta la dispersión de los datos, igual a la temperatura de la zona de H^+ obtenida a partir de ajustar el salto de Balmer y la distribución espectral de energía. De todas formas, la dispersión de los datos no permite descartar pequeñas fluctuaciones de temperatura del orden de $\sim 3\%$ – 5% .

Muy recientemente, Hägele et al. (2006) han obtenido, a partir de la medición de $T_e(\text{Bac})$ en tres galaxias H II compactas de la segunda emisión de datos del SDSS⁶ y reobservadas con el telescopio de 4.2 m WHT, valores de t^2 cercanos a cero para dos de los objetos, y un valor moderado ($t^2 \sim 0.066 \pm 0.026$) para el tercero.

1.7 Objetivos de este trabajo.

El objetivo principal de esta tesis es medir, identificar y analizar de forma precisa líneas de recombinación de iones de elementos pesados (inicialmente de C^{++} y O^{++} , pero también de O^+ y Ne^{++}) en una muestra de regiones H II galácticas. Como ya hemos visto en esta introducción, las abundancias relativas a hidrógeno obtenidas a partir de estas líneas son prácticamente independientes de la estructura de temperaturas de la nebulosa con lo que, en principio, resultarían mejores indicadores de la abundancia real de la nebulosa que las clásicas LEC, siempre y cuando la intensidad de las LR haya sido medida con una buena relación de señal a ruido. La evaluación de las discrepancia de abundancias (LR y LEC) para distintos iones en cada objeto nos va a permitir realizar varias determinaciones independientes del parámetro t^2 con el fin de contrastar la plausibilidad del escenario de las fluctuaciones de temperatura en nebulosas gaseosas.

El amplio rango espectral cubierto en nuestros espectros (3000–10400 Å) nos puede proporcionar un número muy alto de líneas y de observables muy útiles para el mejor conocimiento de las condiciones del gas nebuloso. Por otra parte, la alta resolución espectral de nuestros datos ($R \sim 8800$) nos va a permitir separar las líneas individuales del multiplete 1 de O II (necesarias para calcular la abundancia a partir de LR), así como evitar en lo posible el solapamiento de las LR de H I en las discontinuidades de Balmer y Paschen. La n_e puede ser determinada por varios diagnósticos de LEC independientes, los cuales nos pueden dar información sobre la estructura de densidad en la nebulosa. Por otra parte, T_e puede ser determinada a partir del cociente de las

⁶Sloan Digital Sky Survey

discontinuidades de Balmer y Paschen respecto a la intensidad de líneas de recombinación de H I (siempre y cuando se puedan medir bien las discontinuidades de Balmer y Paschen) y también a partir de varios cocientes de LEC sensibles a la T_e . La comparación entre la T_e obtenida con ambos métodos nos proporcionaría una estimación independiente adicional de las posibles fluctuaciones de temperatura, t^2 , en cada objeto. Adicionalmente, otro objetivo de este trabajo es realizar medidas lo más precisas posibles del espectro de recombinación de He I en nuestros objetos y contrastarlo con el modelo de Peimbert et al. (2002) en el que se incluye la influencia de las fluctuaciones de temperatura en el espectro observado de He I.

Otro objetivo importante en este trabajo es la determinación precisa del gradiente radial de C en nuestra Galaxia. Nuestro conocimiento actual de este parámetro es bastante pobre: Peimbert et al. (1992) determinaron este gradiente por primera vez para regiones H II con solo dos puntos (M17 y la nebulosa de Orión) con una diferencia de distancia galactocéntrica de apenas 2.5 kpc. Esteban et al. (1999b) incluyen un punto más (M8) pero sin ampliar apenas la línea de base. De cualquier forma, el gradiente obtenido por Esteban et al. (1999b) tiene una pendiente algo más pronunciada que el obtenido mediante nebulosas planetarias (que no son buenos objetos para determinar este gradiente debido a que son productores de C) y que el determinado por Gummersbach et al. (1998) a partir de observaciones de estrellas B. Por lo tanto, la obtención de un gradiente preciso de C a partir de regiones H II en nuestra galaxia es de vital importancia para contrastar los modelos de evolución química de la galaxia y de nucleosíntesis estelar.

Finalmente, realizaremos un análisis global de la muestra de estudio, evaluando las correlaciones que puedan presentar las distintas magnitudes relacionadas con la existencia de posibles fluctuaciones de temperatura (discrepancia de abundancias, discrepancia de temperaturas, $T_e(\text{He I})$) con distintas propiedades de la nebulosa (n_e , grado de ionización, metalicidad, etc.).

Observaciones y Reducción de los datos

En este Capítulo hacemos una descripción detallada de las observaciones que se llevaron a cabo para la realización de este trabajo, así como de los pasos seguidos para convertir los echellogramas en espectros monodimensionales calibrados en flujo listos para ser analizados.

2.1 Justificación de las observaciones.

La posibilidad de medir líneas de recombinación débiles de O II y C II usando el *Very Large Telescope* (VLT) y el espectrógrafo echelle UVES (*Ultraviolet and Visible Echelle Spectrograph*) surgió a raíz de la lectura del artículo de Hébrard et al. (2000a), los cuales midieron líneas de deuterio de la serie de Balmer en regiones H II Galácticas, que son incluso más débiles que las líneas de recombinación que nos interesan. Estos autores realizaron buenas medidas de líneas con intensidades del orden de $0.0005 \times I(H\beta)$ en un espectro de 50 minutos en la Nebulosa de Orión, y de $0.0009 \times I(H\beta)$ en un espectro de 1 hora en M8. A su vez, Esteban et al. (2002) fueron capaces de detectar las líneas del multiplete 1 de O II a 4650 Å en NGC 604 (una región H II gigante de M33) con una exposición de 3 horas con el espectrógrafo ISIS en el WHT, obteniendo una relación señal a ruido de 4-5. El brillo superficial de las líneas del multiplete 1 de O II en este objeto era del orden del valor observado para M17, y mayor que para el resto de los objetos que finalmente se incluyeron en la presente tesis (excepto para Orión), con lo que era necesaria la utilización de un gran telescopio como el VLT para poder detectar y tener una buena medida de la intensidad de las líneas de O II con un tiempo de exposición razonable.

Por otra parte, utilizar un espectrógrafo echelle de alta resolución como UVES era necesario para evitar el solapamiento de las diferentes líneas del multiplete 1 de O II y también, para obtener una buena medida de las discontinuidades de Balmer y Paschen de H I, al evitar el solapamiento de las líneas de H I de mayor número cuántico. A su vez, la alta resolución nos permitiría aumentar el contraste de las líneas, sobre todo de las débiles y, en algunos casos, medir las débiles líneas de recombinación de O I que se encuentran, por lo general, solapadas con emisiones telúricas, en la zona entre los 7770–7776 Å.

El gran rango espectral cubierto por la configuración que hemos seleccionado (de 3000–10400 Å) es necesario para cubrir rasgos importantes para nuestro estudio que

se encuentran muy al azul (líneas de He I, salto de Balmer) o que se adentran en el infrarrojo cercano (sobre todo líneas intensas de [S III] sensibles a la temperatura electrónica).

2.2 Muestra de estudio.

La selección de la muestra de regiones H II a observar se ha realizado siguiendo principalmente tres criterios:

- Hemos seleccionado zonas brillantes de las regiones H II galácticas con mayor brillo superficial accesibles desde el observatorio de Cerro Paranal, en Chile, donde se encuentra el VLT.
- El volumen observado de estas regiones H II debe de presentar un cociente entre O^{++}/O^+ (grado de ionización) intermedio-alto para que sea factible detectar las débiles líneas de recombinación de O II y C II.
- Las regiones H II escogidas cubren un rango de distancias galactocéntricas lo suficientemente amplio (entre 5 y 11 kpc) con el fin de determinar gradientes de abundancias.

Siguiendo estos tres criterios nuestra muestra se reduce a 8 objetos que, ordenados por distancia creciente respecto al centro de la Galaxia son: M16, M8, M17, M20, NGC 3576 (Gum 38a), M42 (Nebulosa de Orión), NGC 3603 (Gum 38b) y NGC 2467 (S 311).

2.3 Obtención de los echellogramas (espectros echelle 2-D).

El desarrollo experimental del presente trabajo se ha basado en observaciones espectroscópicas haciendo uso del espectrógrafo echelle UVES (D’Odorico et al. 2000) realizadas en dos campañas consecutivas en el telescopio Kueyen del VLT en el Observatorio de Cerro Paranal, Chile, en marzo de 2002 y marzo del 2003. UVES es un espectrógrafo echelle con dispersión cruzada de dos brazos (azul y rojo). Dispone de una CCD EEV-44 de 2048×3000 píxeles en el brazo azul y un mosaico de 2 CCDs –una EEV-44 de 2048×4102 píxeles y una MIT CCID-20 2048×4102 píxeles– en el brazo rojo. Esta última CCD se usa debido a que proporciona una mayor señal y disminuye el efecto del *fringing*¹ en la zona más roja (que cubre parte del infrarrojo cercano) del espectro. Para la realización de las observaciones, se usó la configuración standard de que dispone espectrógrafo en ambos brazos, con lo que se cubrió una amplia región espectral: de 3000 a 10400 Å. Cada brazo dispone de dos redes de dispersión cruzada trabajando en el primer orden espectral (dicróicos). Usando el dicróico 1, las redes se centran en 3460 Å (azul) y 5800 Å (rojo) con lo que se obtienen simultáneamente dos

¹El *fringing* (del inglés *fringe*, que significa fleco) es un efecto causado en detectores CCD a $\lambda > 6500$ Å debido a la interferencia entre la luz incidente y la luz reflejada internamente en las uniones entre las finas capas del chip de la CCD. Este efecto se refleja en la aparición de una estructura de “flecós” en el espectro al rojo que debe ser corregida.

espectros cubriendo los rangos B1: 3000–3900 Å y R1: 4759–6800 Å; de forma similar, usando el dicroico 2, las redes quedan centradas en 4370 Å (azul) y 8600 Å (rojo), con lo se cubren los rangos B2: 3800–5000 Å y R2: 6700–10400 Å. De esta manera logramos obtener todo el rango espectral deseado en dos series de exposiciones para cada objeto.

Los rangos de longitud de onda ~ 5780 – 5830 Å y ~ 8540 – 8650 Å no han sido observados debido al hueco entre las dos CCDs usadas en el brazo rojo. A su vez, también hay cinco pequeños huecos que no han podido ser observados, debido a que los cinco órdenes más al rojo no entran por completo en la CCD. Estos cinco huecos son algo diferentes en cada uno de los objetos debido a la diferente velocidad relativa al sol de cada uno de los objetos, y para NGC 3576 corresponden a 9608–9612 Å, 9761–9767 Å, 9918–9927 Å, 10080–10093 Å y 10249–10264 Å.

La rendija se situó con orientación este–oeste en todos los objetos ($PA = 0^\circ$), y se usó el corrector de dispersión atmosférica (ADC) con el objeto de mantener la misma región observada dentro del área cubierta por la rendija a pesar de los cambios en el valor de la masa de aire. La anchura de la rendija elegida fue de $3''$ y la longitud de la rendija fue de $10''$ en el brazo azul y $12''$ en el brazo rojo. La anchura de rendija fue elegida con el fin de obtener una mejor señal a ruido en nuestros espectros, manteniendo la resolución requerida para separar la mayoría de las líneas débiles necesarias para este proyecto. Las condiciones atmosféricas de todas las noches fueron buenas (*seeing* $< 1''$), y en el caso de las observaciones de Marzo de 2003 fueron realmente excelentes, llegando a valores de *seeing* del orden de $0.5''$. La anchura de rendija usada en las exposiciones de las estrellas estándares espectrofotométricas, tomadas para calibrar en flujo fue de $3''$; así, gracias a las buenas condiciones atmosféricas, nos garantizamos que todo el flujo de la estrella fuera integrado en la rendija. La resolución espectral efectiva a una longitud de onda dada que hemos obtenido es, aproximadamente, de $\Delta\lambda \sim \lambda/8800$. Las longitudes de rendija fueron elegidas con el fin de evitar solapamientos entre los órdenes espectrales en la dirección espacial. Se tomaron tres exposiciones largas para cada uno de los objetos en cada uno de los rangos con el fin de obtener una mayor relación señal a ruido, y eliminar los rayos cósmicos presentes en las exposiciones individuales. También se tomaron exposiciones cortas en algunos de los espectros debido a que varias de las líneas más brillantes están saturadas en las exposiciones largas. La Figura 2.1 muestra imágenes de las 8 regiones H II y la localización de las zonas estudiadas.

En la Tabla 2.1 se muestra un esquema con las fechas de observación (columna 2), los tiempos de exposición (columna 4) tomados en cada rango (columna 3) y la posición del centro de la rendija (columna 5) para cada uno de los objetos de la muestra, así como para las estrellas utilizadas para calibrar en flujo. Los objetos están ordenados por ascensión recta creciente.

La Figura 2.2 muestra, como ejemplo, el espectro 2-D (echellograma) obtenido para la Nebulosa de Orión usando el dicroico 2 en el azul (B2).

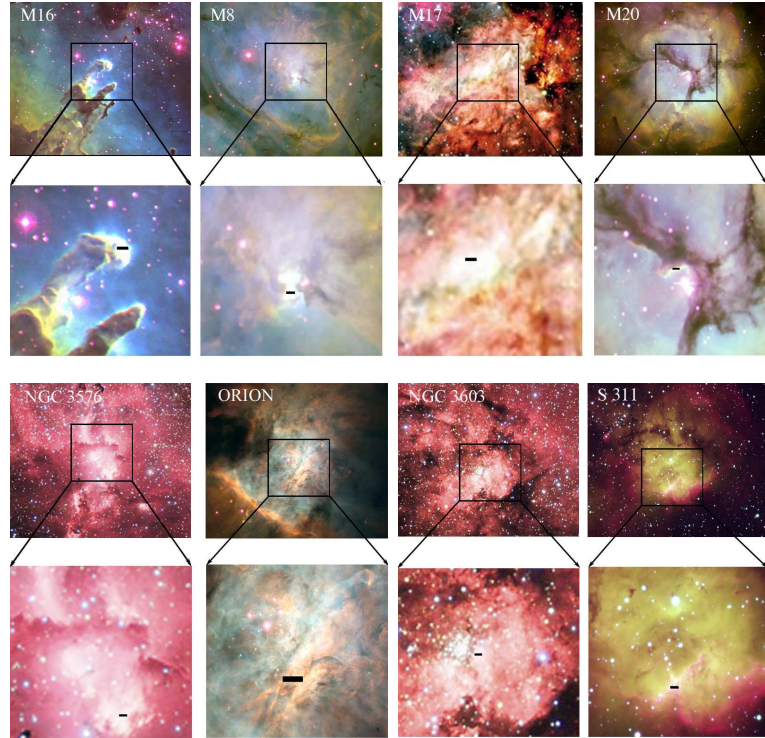


FIGURA 2.1 Imágenes de las regiones H II de la muestra en las que se indican las posiciones aproximadas y tamaños de las rendijas. Las imágenes de M16, M8, M20 y S 311 son combinaciones de 3 imágenes tomadas en los filtros [O III] (azul), $H\alpha$ (verde), y S II (rojo) en el telescopio INT de 2.5m del observatorio del Roque de los Muchachos en La Palma (cortesía de Sergio Simón-Díaz). Las imágenes de NGC 3576 y NGC 3603 han sido obtenidas con un filtro $H\alpha$ por Daniel Verschate – Observatorio Antilhue – Chile. La imagen de M17 se ha tomado de la base de datos del CFHT (*Canada-France-Hawaii Telescope*). La imagen de la Nebulosa de Orión se ha tomado de la base de datos del HST (*Hubble Space Telescope*). La longitud de la rendija en todas las imágenes es $10''$ y la orientación de la rendija es este-oeste ($PA = 0^\circ$).

2.4 Proceso de reducción de los datos.

El proceso de reducción de los espectros 2-D se realizó siguiendo el procedimiento estándar con las tareas desarrolladas en los paquetes *echelle* y *onedspec* de IRAF².

Se usaron varias exposiciones con tiempo de integración cero en cada noche que fueron combinadas y restadas de las imágenes de los espectros 2-D para quitar el

²IRAF es un paquete de reducción y análisis de datos distribuido por NOAO, que es operado por la *Association of Universities for Research in Astronomy, Inc.* bajo licencia cooperativa de la *National Science Foundation*.

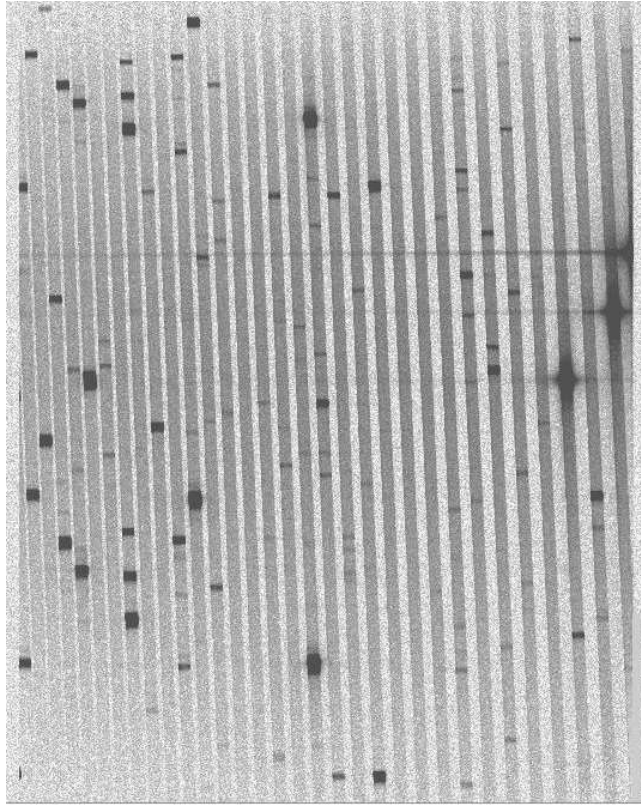


FIGURA 2.2 Espectro echelle bidimensional (echellograma) en el rango entre 3800 Å y 5000 Å de la Nebulosa de Orión. La dirección espectral está definida por los órdenes, y va de menor a mayor longitud de onda de izquierda a derecha y de arriba a abajo. Dentro de cada orden, la dirección espacial es la perpendicular a la dirección espectral. Se pueden apreciar claramente las líneas $H\beta$ λ 4861 y $[O\ III]$ $\lambda\lambda$ 4959, 5007 a la derecha de la CCD (esta última aparece cortada). El gran brillo de estas líneas provoca transferencias de carga a lo largo de una misma fila de píxeles (dirección horizontal) de la CCD. Este efecto generaba líneas “fantasma” en los diferentes órdenes que debieron identificarse una a una para su eliminación de la lista de líneas final.

residuo del nivel de lectura de la CCD (*bias*).

Seguidamente se definió la función que trazaría la dirección de los órdenes espectrales a partir del espectro de una fuente puntual tomado durante las calibraciones para cada una de las noches. En todos los casos se obtuvo un buen ajuste usando una función *spline* de orden 4 y eliminando unos pocos puntos en los extremos de cada orden, donde la señal se ve afectada por efectos de borde.

Se tomaron varios campos de iluminación uniforme (*flat-fields*) usando una lámpara de continuo para corregir de las variaciones de ganancia píxel a píxel, así como para corregir de la función de *Blaze* característica de los espectros echelle 2-D. En la parte

más roja del espectro ($\lambda \geq 6500 \text{ \AA}$) corrige bien el efecto de *fringing* para relaciones de señal a ruido mayores que 300 (Kaufer et al. 2002). Para cada noche, las exposiciones de *flat-field* fueron combinadas y seguidamente normalizadas dividiéndolas por un ajuste realizado a lo largo de la dirección espectral después de colapsar los *flats* en la dirección espacial. A continuación los espectros bidimensionales de los objetos fueron divididos por los *flats* normalizados. En las observaciones de 2003 aparecieron gradientes en la sensibilidad en los espectros obtenidos con las CCDs del brazo rojo a lo largo del eje de dispersión, y que no fueron corregidos por los flats. Es posible que este efecto fuera debido a un aumento en la temperatura del chip, pues afectaba más a los objetos tomados hacia el final de la noche. Para corregir de este efecto seguimos los siguientes pasos:

- Se extrajo una anchura de 5 píxeles del interorden siguiendo la función trazada por los propios órdenes de los flats.
- Multiplicamos el espectro interorden resultante por una constante que tenga en cuenta la diferencia de tamaño de las aperturas del flat y el interorden.
- Eliminamos los reflejos que entran en los interórdenes aplicando un filtro de suavizado.
- Restamos el patrón resultante al espectro que corresponda.

Este patrón interorden se extrajo para cada uno de los objetos que se veían afectados, ya que variaba con el tiempo de exposición.

Se tomaron espectros de una lámpara de Th-Ar inmediatamente antes o después de la exposición del objeto, y en la misma posición del telescopio, para minimizar posibles efectos de distorsiones ópticas. Estos espectros, que contienen gran cantidad de líneas de longitud de onda conocida, se usaron para calibrar en longitud de onda, mediante la identificación de muchas de estas líneas y el ajuste de una función polinómica que nos permite pasar de elemento de resolución espectral a longitud de onda. La incertidumbre de nuestra calibración en longitud de onda es de aproximadamente 0.1 \AA .

El siguiente paso consiste en la extracción de los espectros monodimensionales. Para todos los objetos se extrajo un área de $3'' \times 8.5''$, excepto para NGC 3576, el primer objeto estudiado en la muestra, para el que se extrajeron áreas de $3'' \times 8.25''$ en B1 y B2; $3'' \times 10.1''$ en R1 y $3'' \times 9.5''$ en R2 con la intención de maximizar la relación de señal a ruido de las líneas de emisión. Para confirmar que los cocientes de flujos de las líneas no se veían afectados por la elección de diferentes áreas en cada rango espectral, se compararon los cocientes de líneas obtenidos con los obtenidos para un área extraída común de $3'' \times 8.5''$, y se encontró que las diferencias no eran significativas (menos del 5 % en las líneas con error mayor del 10 %, y menos del 1 % para las líneas más intensas). Finalmente, los distintos órdenes en cada rango fueron combinados para producir un sólo espectro monodimensional en cada rango, haciendo uso de la tarea *scombine*.

El último paso de la reducción es la calibración en flujo de los espectros. Para ello se observaron varias estrellas estándares espectrofotométricas: EG 274, cd-32 9927, HR 5501 (Hamuy et al. 1992, 1994) y HD 49798 (Turnshek et al. 1990; Bohlin y Lindler 1992). En este proceso se pasa de cuentas por intervalo de longitud de onda y tiempo a unidades físicas de flujo. Durante este proceso se extraen los espectros de

las estrellas estándares, que serán utilizados para definir una función de sensibilidad para cada noche a partir de la comparación del espectro observado (en cuentas) con espectrofotometría detallada disponible en la literatura. Finalmente, una vez que se ha obtenido la función de sensibilidad para cada estrella, comparamos las distintas funciones obtenidas a lo largo de la misma noche para determinar el error debido a la calibración en flujo. Desafortunadamente, para las observaciones de 2002 sólo se dispuso de 1 estrella de calibración, pero la fiabilidad de los resultados no plantea duda debido a las razones expuestas en la § 4.1.1 del siguiente capítulo.

TABLA 2.1 Resumen de las observaciones.

Objeto	Fecha	$\Delta\lambda$ (Å)	Tiempo de Exp. (s)	Centro rendija
Neb. de Orión	12/03/2002	3000–3900	5, 5×60	α : 5 ^h 35 ^m 15.7 ^s
		3800–5000	5, 5×120	δ : -5° 23' 50.0''
		4759–6800	5, 5×60	
		6700–10400	5, 5×120	
S 311	30/03/2003	3000–3900	3×600	α : 07 ^h 52 ^m 20.3 ^s
		3800–5000	60, 3×1800	δ : -26° 27' 52.7''
		4759–6800	3×600	
		6700–10400	60, 3×1800	
NGC 3576	11/03/2002	3000–3900	60, 3×600	α : 11 ^h 12 ^m 0.9 ^s
		3800–5000	120, 3×1800	δ : -61° 18' 19.1''
		4759–6800	60, 3×600	
		6700–10400	120, 3×1800	
NGC 3603	30/03/2003	3000–3900	3×600	α : 11 ^h 15 ^m 2.5 ^s
		3800–5000	60, 3×1320	δ : -61° 15' 52.8''
		4759–6800	3×600	
		6700–10400	60, 3×1320	
M20	29/03/2003	3000–3900	3×600	α : 18 ^h 02 ^m 24.4 ^s
		3800–5000	3×1800	δ : -23° 01' 29.5''
		4759–6800	3×600	
		6700–10400	3×1800	
M8	10/03/2002	3000–3900	30, 3×300	α : 18 ^h 03 ^m 41.4 ^s
		3800–5000	30, 3×800	δ : -24° 22' 57.9''
		4759–6800	30, 3×300	
		6700–10400	30, 3×800	
M16	31/03/2003	3000–3900	3×900	α : 18 ^h 18 ^m 49.9 ^s
		3800–5000	3×1825	δ : -13° 48' 50.4''
		4759–6800	3×900	
		6700–10400	3×1825	
M17	10/03/2002	3000–3900	30, 3×300	α : 18 ^h 20 ^m 48.5 ^s
		3800–5000	60, 3×800	δ : -16° 10' 30.3''
		4759–6800	30, 3×300	
		6700–10400	60, 3×800	
Estrella de Calibración	Fecha	$\Delta\lambda$ (Å)	Tiempo de Exp. (s)	Centro rendija
HD 49798	29-31/03/2003	3000–10400	120	α : 06 ^h 48 ^m 4.8 ^s δ : -44° 18' 58.9''
cd-32 9927	29-30/03/2003	3000–10400	600	α : 14 ^h 11 ^m 46.4 ^s δ : -33° 03' 14.0''
HR 5501	31/03/2003	3000–10400	15	α : 14 ^h 45 ^m 30.3 ^s δ : 00° 43' 0.6''
EG 274	10-11/03/2002 29-31/03/2003	3000–10400	600	α : 16 ^h 23 ^m 33.7 ^s δ : -39° 13' 44.9''

Descripción de la muestra de regiones H II

Antes de proceder al análisis de los resultados de este trabajo, vamos a describir brevemente cada uno de los objetos, incidiendo principalmente en los trabajos relacionados con el cálculo de abundancias de elementos pesados a partir de espectrofotometría en los rangos óptico e infrarrojo. A la hora de indicar las distancias galactocéntricas de cada objeto, hemos asumido una distancia galactocéntrica solar de 8.0 kpc (Reid 1993). La principal referencia de distancias de las regiones H II es el catálogo de cúmulos abiertos de Dias et al. (2002), basado en la base de datos WEBDA¹. Para M8 y NGC 3576, hemos usado la determinación de distancia fotométrica de Russeil (2003), ya que no están incluidas en la anterior base de datos. Para S 311, la determinación de distancia disponible en WEBDA es errónea, pues corresponde a un grupo de estrellas en primer plano en la dirección de visión de esta región H II (Dutra et al. 2003), con lo que también hemos adoptado la distancia fotométrica de Russeil (2003).

3.1 M16.

M16 –también conocida como *Nebulosa del Águila* o NGC 6611– es una región H II bien conocida de nuestra Galaxia. Esta nebulosa está situada a una distancia de 1.75 kpc (Dias et al. 2002), y a una distancia galactocéntrica de 6.34 kpc. En los últimos años, la mayoría de los trabajos realizados sobre este objeto se han concentrado en las “trompas de elefante” o “pilares”, centrándose, sobre todo, en glóbulos gaseosos en proceso de evaporación (EGGs, de las siglas en inglés) que se han descubierto en este objeto (Hester et al. 1996; McCaughrean y Andersen 2002; Thompson et al. 2002) a partir de imágenes profundas del HST. En particular, observaciones recientes en el rango infrarrojo cercano han llevado a algunos autores a sugerir que la época de formación estelar en M16 podría estar llegando a su fin (McCaughrean y Andersen 2002; Thompson et al. 2002).

Sorprendentemente, sólo hay disponibles en la literatura unos pocos estudios espectrofotométricos dedicados a la determinación de la composición química de este objeto, en los que se calculan los cocientes de abundancias más comunes (Hawley 1978; Rodríguez 1999b; Deharveng et al. 2000). Teniendo esto en cuenta, nuestro estudio en profundidad de la composición química de este objeto se convierte en fundamental

¹<http://obswww.unige.ch/webda/>

para completar la información disponible sobre esta región H II. Al igual que en otras de las regiones H II de la muestra, nuestro trabajo ha sido pionero a la hora de detectar LR de O II en este objeto (García-Rojas et al. 2006).

3.2 M8.

M8 –*Nebulosa de la Laguna*, NGC 6523, S25 ó W29– es una de las regiones H II más brillantes y estudiadas de nuestra Galaxia. La nebulosa de gas ionizado forma una ampolla sobre la superficie de una nube molecular gigante localizada detrás de la región H II (ver p. ej. Lada et al. 1976; Lynds y Oneil 1982), a una distancia de 1.6 kpc (Russeil 2003) y una distancia galáctocéntrica de 6.41 kpc. La zona más brillante de M8 es conocida como *Nebulosa del Reloj de Arena* (HG del inglés “Hourglass”). La mayoría de la ionización en M8 es debida a tres estrellas de tipo O: 9 Sgr (HD 164794), de tipo espectral O5 V (f) (Auer y Mihalas 1972); HD 165052, de tipo espectral O6.5 V (Walborn 1972) y Herschel 36 (H36, HD 164740) de tipo espectral O7.5 V (n) (Clayton y Cardelli 1988).

Al ser una de las regiones más estudiadas de la Galaxia, podemos encontrar en la literatura gran cantidad de trabajos involucrados en la determinación de la composición química de M8, muchos de ellos basados en espectrofotometría de resolución baja o intermedia (Rubin 1969; Peimbert y Costero 1969; Sánchez y Peimbert 1991; Peimbert et al. 1993b; Rodríguez 1999b) y otro más reciente realizado por nuestro grupo y basado en espectrofotometría echelle (Esteban et al. 1999b), cuyo análisis se detalla en García-Rojas (1998). Los datos espectrofotométricos usados en este trabajo son los más completos y profundos disponibles hasta la fecha para este objeto, y son un complemento para reforzar las conclusiones a las que llegaron Esteban et al. (1999b) sobre los mecanismos de excitación de líneas en la nebulosa, así como para contrastar los valores encontrados para la composición química en este objeto y corregir posibles errores. Por primera vez, se ha podido medir de forma adecuada una LR de O I y, por tanto, determinar la abundancia de O⁺ a partir de esta línea. Los resultados del estudio de esta región han sido publicados en García-Rojas et al. (2007).

3.3 M17.

M17 también es conocida como la *Nebulosa Omega*, NGC 6618 ó W28, y es otra de las regiones H II más brillantes de la Galaxia. Se encuentra en la constelación de Sagitario a una distancia de 1.3 kpc (Dias et al. 2002) y una distancia galactocéntrica de 6.75 kpc. El borde occidental de la nebulosa visible en el óptico está ligado a una nube molecular densa, M17SW (Lada 1976; Thronson y Lada 1983), en donde la formación estelar es muy activa. Debido a la alta extinción en la dirección de M17 –un promedio de $A_v = 8$ – el estudio del contenido estelar y de las fuentes de ionización de M17 ha permanecido vedado a las técnicas habituales de estudio de poblaciones estelares masivas en el rango óptico. Sólo hace una década, Hanson y Conti (1995) identificaron un grupo de estrellas O3–O6 localizadas en la zona oscura de la nebulosa a partir de observaciones espectroscópicas a 2 μm (banda K) del infrarrojo; este catálogo de objetos estelares jóvenes fue completado por Hanson et al. (1997) mediante un estudio espectroscópico

multifrecuencia, en el que certificaron la presencia de al menos 9 estrellas de tipo O temprano; estas estrellas son las responsables de la mayor parte de la ionización de la nebulosa. Debido a la dureza del espectro ionizante, M17 es una de las regiones H II Galácticas con mayor grado de ionización.

La composición química de M17 ha sido estudiada minuciosamente por varios autores. Desde los trabajos pioneros de Rubin (1969) y Peimbert y Costero (1969), se han realizado varios estudios en profundidad relacionados con la determinación de abundancias químicas de elementos más pesados que el hidrógeno en este objeto. En particular, Peimbert et al. (1992) utilizaron datos espectrofotométricos de baja resolución en el óptico con los que realizaron un estudio muy extenso sobre abundancias químicas en M17; a partir de esos mismos datos, Peimbert et al. (1993a) determinaron la abundancia de O^{++} a partir de LR de O II. Esteban et al. (1999a) usaron datos *echelle* de alta resolución para calcular las abundancias iónicas de elementos pesados, tanto a partir de LEC, como de LR de C II y O II. Más recientemente, Tsamis et al. (2003), también ha determinado abundancias a partir de LEC y LR en una zona relativamente cercana a la estudiada en este trabajo ($1'$ S del centro de nuestra posición de rendija). Por otro lado, Simpson et al. (1995) calcularon las abundancias químicas de M17 a partir de datos del infrarrojo lejano y de modelos de fotoionización. Al igual que para M8, nuestro trabajo incrementa el número de líneas de emisión detectadas en M17 y refuerza los resultados obtenidos por Esteban et al. (1999a). Los resultados para este objeto también han sido publicados (ver García-Rojas et al. 2007).

3.4 M20.

También conocida como *Nebulosa Trífida* o NGC 6514, M20 es una región H II muy cercana, pequeña y, aparentemente, simétrica en el óptico. La región está ionizada por un cúmulo, aunque la radiación dominante proviene de una estrella O7.5 III: HD 164492A (Walborn 1973b). Esta región H II está situada en el brazo de Sagitario de nuestra Galaxia, a una distancia de 816 pc (Dias et al. 2002) y una distancia galactocéntrica de 7.19 kpc. La mayoría de los trabajos relacionados con este objeto han sido desarrollados con el objetivo de entender la cinemática del gas (p. ej. Bohuski 1973a; Rosado et al. 1999) y estudiar la estructura de temperatura y densidad en el gas (p. ej. Bohuski 1973b; Dopita 1974; Copetti et al. 2000).

Con respecto a la composición química del gas, sólo se dispone de unos pocos trabajos en la literatura. Hawley (1978) y Rodríguez (1999b) determinaron abundancias de elementos pesados en M20 a partir de datos espectrofotométricos. Por otra parte, Lynds y O'Neil (1985), a partir de datos espectroscópicos de rendija larga y fotometría de banda estrecha, midieron las intensidades de varias líneas de emisión brillantes a lo largo de la nebulosa, y determinaron las abundancias de He, N, O y S ajustando sus observaciones a través de un modelo de fotoionización incluyendo cierta distribución del polvo. Por último, debido a la particular forma, tamaño y distribución de polvo en M20, se han realizado algunos trabajos para estudiar la interacción entre el gas y el polvo en esta región H II (p. ej. Krishna Swamy y O'Dell 1967). Nuestro trabajo (García-Rojas et al. 2006) ha sido el primero en el que se han detectado LR de O I, O II y el segundo en el que se han detectado LR de C II (el primero fue el tra-

bajo de Rodríguez 1999b) en esta región H II y, por tanto, hemos podido calcular las abundancias a partir de estas líneas.

3.5 NGC 3576.

NGC 3576 está situada en la parte oeste del complejo RCW 57 (Rodgers et al. 1960), y corresponde a un nudo brillante embebido en un gran sistema de emisión difusa de filamentos de gas (Girardi et al. 1997), también llamado Gum 38a (Gum 1955), y que está localizado en el brazo espiral de Carina de nuestra Galaxia. Este nudo es una de las regiones H II más brillantes de la Galaxia en el infrarrojo (Figuerêdo et al. 2002). De hecho, en el óptico y UV esta región está fuertemente oscurecida por una enorme nube de gas molecular, aunque a todos los efectos, NGC 3576 es una región H II gigante a partir del infrarrojo (ver Figuerêdo et al. 2002, y referencias). Hasta hace poco tiempo, se pensaba que la mayoría de la ionización en NGC 3576 era debida a dos estrellas O (HD 97319 y HD 97484) y dos estrellas B (HD 974999 y CPD-60°2641), que son las principales componentes visuales de la asociación OB (Humphreys 1978), pero observaciones recientes en el infrarrojo sugieren que las principales fuentes ionizantes de esta región se encuentran detrás de nubes que las oscurecen tremendamente (Boreiko y Betz 1997; Figuerêdo et al. 2002). Esta región H II se encuentra a 2.7 kpc (Russeil 2003) y a una distancia galactocéntrica de 7.4 kpc.

Varios autores han realizado estudios previos sobre la composición química de NGC 3576, entre los cuales cabe destacar Girardi et al. (1997), cuyo trabajo estaba basado en el análisis de LEC; Tsamis et al. (2003), basado en LEC y algunas LR de C II y O II; y por último, el de Simpson et al. (1995), basado en datos del infrarrojo lejano y modelos de fotoionización. Nuestro estudio (García-Rojas et al. 2004) está basado tanto en abundancias a partir de LEC como LR. Por primera vez en esta región H II se ha podido determinar la abundancia de Ne^{++} a partir de LR de Ne II.

3.6 Nebulosa de Orión.

La Nebulosa de Orión –M42– es, con diferencia, la región H II más estudiada de la Galaxia y uno de los objetos mejor conocidos de todo el cielo. Esta nebulosa forma parte de la cadena de nubes moleculares gigantes presentes en la constelación de Orión, que son parte de la superburbuja de material de Eridanus (Heiles 1998).

Debido a que es la región H II más cercana –450 pc según Dias et al. (2002)– y brillante, se ha convertido en el prototipo de región H II ionizada por un cúmulo joven, el conocido como “Cúmulo del Trapecio”, que incluye unas pocas estrellas OB, la más brillante de las cuales, $\theta^1\text{Ori C}$ (HD 37022, O6V), domina el campo de radiación ultravioleta que determina la estructura y apariencia de la nebulosa. $\theta^1\text{Ori C}$ es la más masiva de las aproximadamente 700 estrellas que conforman el Cúmulo del Trapecio. Este cúmulo tiene una edad de unos 2×10^6 años (ver Palla y Stahler 1999), lo cual implica que la mayoría de las estrellas se encuentran todavía en su fase de contracción hacia la secuencia principal.

Según el modelo tridimensional de Wen y O’Dell (1995), la Nebulosa de Orión es una fina ampolla de gas situada delante de una nube molecular gigante con un cúmulo

estelar asociado que es extremadamente denso. O'Dell (2001) remarca la importancia de que esta sea la única región H II para la que se conoce bien la estructura tridimensional del frente de ionización, lo que la convierte en el laboratorio más apropiado para comprender los procesos físicos que ocurren en las nebulosas fotoionizadas.

Otra ventaja asociada a la cercanía y al alto brillo superficial de esta nebulosa es la posibilidad de estudiar estructuras morfológicas relacionadas con los primeros estadios de formación estelar: los discos protoplanetarios –más comúnmente conocidos como *proplyds*²– los cuales están a menudo asociados a estructuras más brillantes relacionadas con flujos de gas a alta velocidad y que son excitados por choques –objetos Herbig-Haro–. En particular, los *proplyds* son objetos extremadamente débiles que son indetectables en la mayoría de las regiones H II Galácticas y en todas las regiones H II extragalácticas. Sólo tras la aparición del *HST* pudieron ser descubiertos, aunque ya se había especulado previamente con su existencia (Laques y Vidal 1979; Churchwell et al. 1987; Meaburn 1988) debido a datos ópticos de alta resolución tomados desde tierra y datos radio. A lo largo de los últimos años, se han realizado varios cartografiados con el objetivo de catalogar la mayor cantidad posible de estos objetos en la nebulosa de Orión (p. ej. O'Dell y Wen 1994; O'Dell y Wong 1996; Bally et al. 2000; Doi et al. 2004). Comprender los procesos físicos que tienen lugar en estos objetos y su relación con la estructura global de la nebulosa es fundamental para interpretar las observaciones cada vez más detalladas.

Las características físicas de la Nebulosa de Orión y su población estelar asociada se revisan extensamente en los trabajos de O'Dell (2001) y Ferland (2001).

La composición química del gas en la Nebulosa de Orión ha sido, tradicionalmente, considerada como la referencia estándar para el gas ionizado en la vecindad solar, debido a que, en principio, al ser un objeto poco evolucionado en el que no ha habido enriquecimiento químico, las abundancias químicas de elementos pesados deben de ser las características del medio interestelar local. A lo largo de los últimos años, se han desarrollado muchos trabajos con el objetivo de estudiar las abundancias químicas de este objeto, muchos de ellos determinando tanto abundancias a partir de LEC como a partir de LR (p. ej. Peimbert y Torres-Peimbert 1977; Baldwin et al. 1991; Osterbrock et al. 1992; Peimbert et al. 1993a; Esteban et al. 1998; Rodríguez 1999b). A su vez, se han desarrollado estudios muy completos con observaciones del *HST* de la distribución de temperaturas en las zonas centrales de la nebulosa con el objeto de estudiar la presencia de variaciones espaciales de temperatura (Rubin et al. 2003; O'Dell et al. 2003). En este trabajo presentamos los espectros más profundos disponibles hasta la fecha de la nebulosa de Orión, y hacemos un repaso de las condiciones físicas y químicas del gas en nuestra posición de redija. Por primera vez, se ha podido determinar la abundancia de Ne^{++} a partir de LR de Ne II medidas el espectro de la Nebulosa de Orión. Los resultados han sido publicados en Esteban et al. (2004).

²O'Dell y Wen (1994) acuñaron el término *proplyd* para referirse a estrellas jóvenes observadas con el *Hubble Space Telescope (HST)* que presentan material circunestelar alrededor de ellas y que puede distinguirse debido a que están situados en una región H II o muy cerca de ella. Muchos de estos objetos son relativamente brillantes debido a que están fotoionizados, mientras que otros se mantienen alejados del campo de radiación y sólo se pueden observar a través de observaciones IR que eviten la extinción en la nebulosa.

3.7 NGC 3603.

NGC 3603 –también conocida como Gum 38b según el catálogo de Gum (1955)–, comprende la parte este del complejo RCW 57 (Rodgers et al. 1960) y es la única región H II gigante de nuestra Galaxia cuya parte central es ópticamente visible (Goss y Radhakrishnan 1969; Balick et al. 1980). Además, contiene aproximadamente $10^4 M_{\odot}$ de gas ionizado por lo que, aparte del complejo W49A, podría ser la región H II más masiva de la Galaxia (Eisenhauer et al. 1998). Walborn (1973a) mostró que las estrellas del cúmulo ionizante de NGC 3603 –que adopta el mismo nombre que la región H II– muestran las mismas características que las de la siguiente región H II gigante más cercana cuyas estrellas han podido ser identificadas: 30 Dor en la Gran Nube de Magallanes. Además, NGC 3603 presenta muchas de las peculiaridades morfológicas que caracterizan a otras regiones H II gigantes; por ejemplo, parece tener una morfología de núcleo-halo simple, al igual que la mayoría de regiones extragalácticas gigantes (Kennicutt 1979); también presenta un ensanchamiento de las líneas de emisión relacionado con la presencia de velocidades turbulentas que son mucho mayores que en otras regiones H II “normales” de la Galaxia y que son comparables con los valores encontrados para regiones H II extragalácticas (Balick et al. 1980). Por último, Clayton (1986) sugirió la presencia de una burbuja debida a fuertes vientos estelares lo cual, junto con la anchura de las líneas, es indicativo de estados tempranos de una región H II que está alcanzando el equilibrio con su entorno (Clayton 1986)

Al igual que NGC 3576, NGC 3603 forma parte del complejo RCW 57, pero se encuentra mucho más alejada de nosotros, en el brazo de Carina, y a 7.37 kpc (Dias et al. 2002), lo cual implica una distancia galactocéntrica de 8.65 kpc.

El estudio de las propiedades físicas y químicas de este objeto es crucial para entender los procesos físicos que ocurren en las regiones H II gigantes. En particular, se ha dedicado mucho tiempo y esfuerzo para conocer el contenido estelar y la formación estelar en NGC 3603 (p. ej. Brandl et al. 1999; Stolte et al. 2004) y estudiar la cinemática del gas (p. ej. Balick et al. 1980; Clayton 1986, 1990; Nürnberger et al. 2002). En cambio, hay relativamente pocos trabajos en la literatura dedicados a estudiar las abundancias químicas del gas usando datos ópticos (Melnick et al. 1989; Girardi et al. 1997; Tapia et al. 2001) o datos en el infrarrojo medio y lejano (Lacy et al. 1982; Simpson et al. 1995). La profundidad de nuestro espectro de NGC 3603 nos ha permitido, por primera vez, medir LR de C II y O II.

3.8 S 311.

S 311 –incluida en el cúmulo abierto NGC 2467– es una región H II del catálogo de Sharpless (Sharpless 1959) que está situada más allá del círculo solar. Esta nebulosa forma parte de la asociación Puppis I y está situada a 4.0 kpc del sol (Russeil 2003) y a una distancia galactocéntrica de 10.43 kpc, lo cual la convierte en la región H II más lejana del centro galáctico de nuestra muestra. Albert et al. (1986) realizaron observaciones en radio de S 311 y concluyeron que la morfología es consistente con un modelo de ampolla. La región H II está ligada a la radiación UV de dos estrellas jóvenes de tipo OB que son las principales fuentes de ionización: HD 64315, una estrella de

tipo O6 V (n) (Walborn 1982) y, de forma secundaria, HD 64568, una estrella de tipo O3 V (f) (Walborn et al. 2002).

En la literatura, sólo hay unos pocos estudios espectrofotométricos en los que se determine la composición química de S 311, y la mayoría de ellos forman parte de análisis en los que están involucradas varias regiones H II (Hawley 1978; Peimbert et al. 1978; Shaver et al. 1983; Kennicutt et al. 2000). Todos estos trabajos están basados en el análisis de LEC y en uno de ellos (Kennicutt et al. 2000), la baja resolución de los datos no permite determinaciones directas de las condiciones físicas, con lo que los datos son usados para evaluación de diagnósticos nebulares a través de calibraciones empíricas. En este sentido, nuestro trabajo (ver García-Rojas et al. 2005) ha incrementado el número de diagnósticos de líneas para determinar las condiciones físicas, la cantidad de especies iónicas para las que determinar la abundancia a partir de LEC y, por primera vez en este objeto, se han podido medir LR de C II y O II y, por tanto, determinar las abundancias de C⁺⁺ y O⁺⁺. Esto, añadido a la distancia galactocéntrica de este objeto, lo convierte en fundamental a la hora de la determinación del gradiente de C y O usando LR a lo largo del disco de la Galaxia, que es uno de los resultados más importantes de este trabajo (ver Cap. 6).

Resultados observacionales

En este Capítulo describimos el proceso de análisis de las observaciones: desde los métodos usados para la medida del flujo de las líneas hasta el cálculo de las condiciones físicas del gas.

4.1 Flujo e identificación de las líneas de emisión.

Hemos identificado más de 2600 líneas en nuestra muestra de espectros monodimensionales de regiones H II. La medición de los flujos de las líneas es uno de los puntos cruciales en este trabajo, y por ello, se realizó con el mayor cuidado posible. En la mayoría de los casos, las intensidades de las líneas se midieron integrando todo el flujo de la línea entre dos límites dados y sobre un continuo estimado a ojo. En el caso de que nos encontráramos con un solapamiento de líneas, el flujo de cada línea individual fue determinado usando un ajuste múltiple de perfiles gaussianos. Estas medidas fueron realizadas usando la rutina *splot* del paquete IRAF de análisis de datos.

En ciertos casos, las líneas de emisión nebulares se encuentran solapadas con líneas de cielo. Los rasgos más prominentes de la emisión atmosférica –líneas telúricas o de cielo, como se las conoce habitualmente– son las bandas de OH de Meinel, las bandas atmosféricas de O₂ sobre los 8700 Å, las líneas de [O I] $\lambda\lambda 5577, 6300$ y el doblete de Na I $\lambda\lambda 5890+96$ (debido a contaminación luminosa artificial). La identificación de estas líneas es sencilla en el caso de que sean líneas brillantes, debido a su forma particular, pero cuando son débiles pueden ser confundidas con líneas de emisión; en esos casos hemos usado los atlas de alta resolución de líneas telúricas de OH y O₂ obtenidos por Osterbrock et al. (1996) y Osterbrock et al. (1997) para calibración en longitud de onda de espectros echelle. Por otra parte, además de las líneas telúricas de emisión, el espectro de cielo presenta bandas de absorción debidas a la presencia de moléculas de O₂ y H₂O en la atmósfera y una contribución al continuo debida tanto a luz zodiacal como a luz estelar y artificial dispersadas en la atmósfera. En la Figura 4.1 vemos algunos ejemplos de líneas telúricas y bandas de absorción atmosférica observadas en nuestros espectros.

En algunos casos particulares, hemos usado el software de *Starlink* DIPSO (Howarth y Murray 1990) que realiza ajustes gaussianos múltiples de forma más eficiente que *splot*. Para cada uno de los ajustes, este programa proporciona varios parámetros del ajuste como son: el centroide de velocidad radial, el error del ajuste (1σ), la anchura

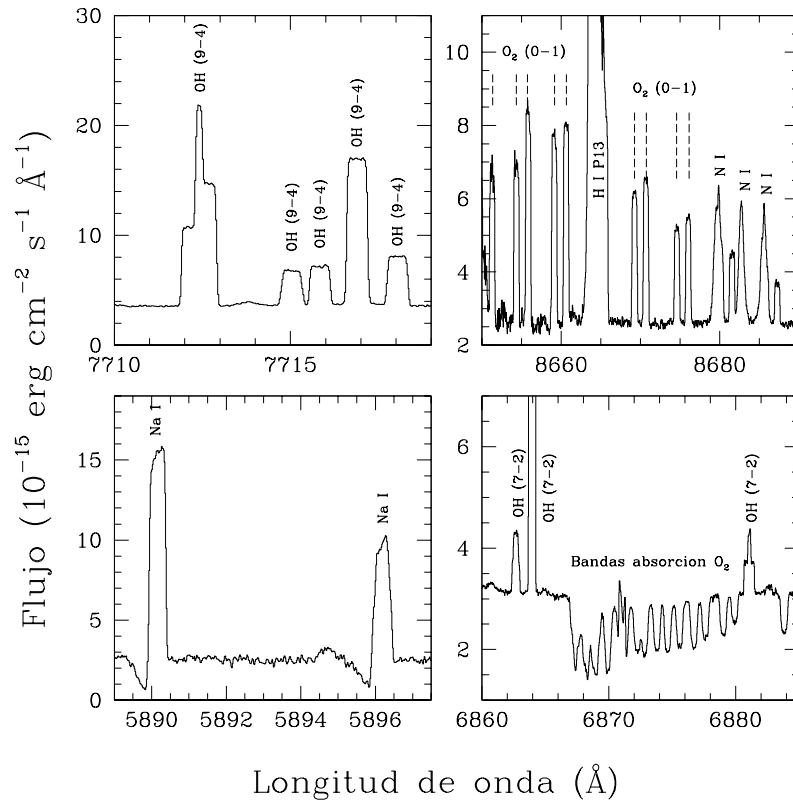


FIGURA 4.1 Ejemplos de rasgos espectrales debidos a emisiones y absorciones telúricas observados en nuestros espectros.

a media altura (FWHM), etc. A continuación realizamos una breve descripción de los casos en los que hemos usado DIPSO:

- En solapamientos de líneas muy ajustados o solapamientos con líneas telúricas muy brillantes, el análisis se realiza a partir de ajustes de perfiles gaussianos. En estos casos se modifica la anchura a media altura de la gaussiana hasta conseguir un ajuste óptimo. Ejemplos de ajustes realizados con DIPSO se muestran en la Figura 4.2.
- Presencia de absorciones subyacentes a líneas de emisión de H I y He I. Este efecto fue observado en los espectros de M20, debido a la cercanía de la principal fuente de ionización de M20 (HD164492, una estrella de tipo O6) a la posición de rendija, y cuyo espectro se refleja en el polvo presente en el gas nebuloso. Las líneas de absorción estelar son mucho más anchas que las de emisión nebuloso, y la superposición del espectro de HD164492 reescalado al espectro de M20 muestra

que no afectan significativamente al flujo medido de las líneas (ver Figura 4.2).

- En uno de nuestros objetos (NGC 3603) nos encontramos con líneas que sólo podían ser ajustadas teniendo en cuenta dos o más componentes a distinta velocidad (ver § 4.8). En este caso, medimos las líneas de dos formas distintas: integrando todo el flujo de la línea como se describe previamente y realizando un ajuste múltiple de perfiles gaussianos suponiendo varias componentes y velocidades disponibles en la literatura (ver § 4.8 para más detalles). Un ejemplo de estos ajustes se muestra en la Figura 4.3.
- Un último caso particular es la medición de los flujos de las líneas de la serie de Balmer de deuterio (D I), en el que nos encontramos con líneas extremadamente débiles en las alas de líneas muy intensas. Ninguno de los métodos descritos previamente resultan satisfactorios a la hora de medir los flujos de estas líneas, con lo que usamos un método alternativo para medirlos apropiadamente que se puede describir en unos pocos pasos:
 - En primer lugar, ajustamos un polinomio de grado 3-4 al ala azul de la línea de Balmer de H I.
 - A continuación este ajuste fue restado del espectro del ala azul de la línea de H I.
 - Por último se realiza un ajuste por perfil gaussiano a la línea de D I que ha quedado como residuo de la substracción.

Este método considera la intensidad de las líneas de D I como el flujo que esté por encima de un ajuste al ala de la línea de H I, lo cual es razonable. Un ejemplo gráfico de este método se muestra en la Figura 4.4

Todos los flujos de las líneas han sido normalizados a una línea de emisión no saturada en cada rango de longitud de onda. Para los espectros más azules (rangos 3000–3900 y 3800–5000 Å, B1 y B2, respectivamente), la línea de referencia fue H9 λ 3835, presente en ambos rangos. En el caso del espectro que cubre 4750–6800 Å (R1) la línea de referencia fue H β en todos los casos, excepto en la Nebulosa de Orión en donde, al estar saturada H β en los espectros de larga exposición, se usó He I λ 5876. Por último, para la zona más roja del espectro (6700–10400 Å, R2) se usó la línea de [S II] λ 6731. Con el fin de obtener un conjunto final de cocientes de intensidades de líneas homogéneo, todos los cocientes de líneas fueron re-escalados al flujo de H β . Para los espectros más al azul (rangos 3000–3900 y 3800–5000 Å) todos los cocientes, previamente calculados con respecto a H9, fueron multiplicados por el cociente H9/H β obtenido en una exposición no saturada (corta o larga, dependiendo del objeto) del rango en el que ambas están presentes. Para el rango 4750–6800 Å no tenemos ese problema, pues los cocientes ya están referidos a H β , excepto en el caso de la Nebulosa de Orión, para la que fue necesario re-escalar multiplicando por el cociente He I λ 5876/H β obtenido en el espectro de corta exposición. Por último, en el rango espectral 6700–10400 Å, el cociente [S II] λ 6731/H β obtenido en el rango 4750–6800 Å fue el factor de escala utilizado.

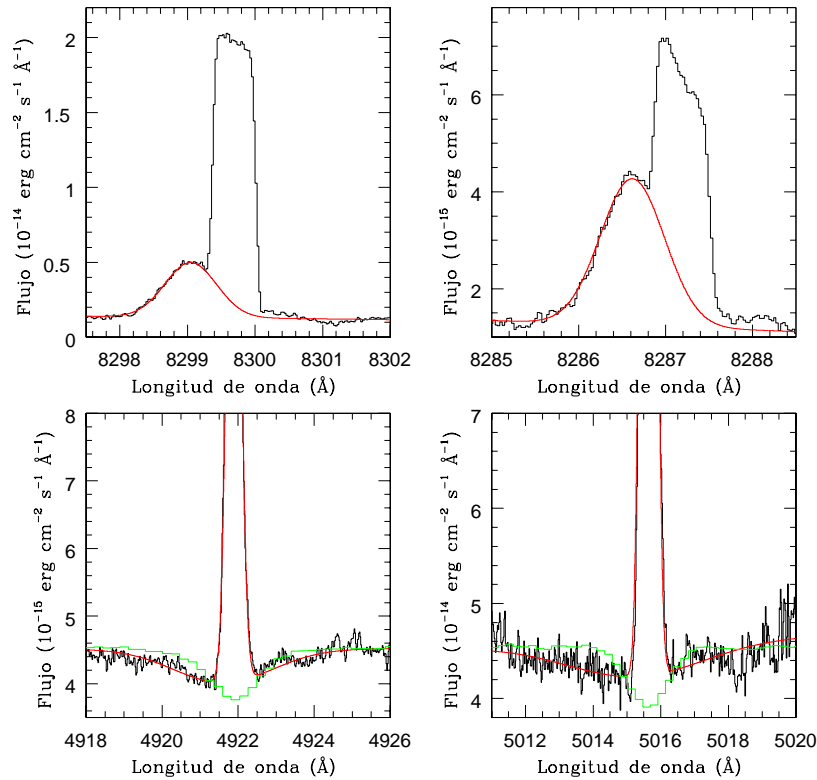


FIGURA 4.2 **Arriba:** Ejemplo del uso de DIPSO para realizar ajustes gaussianos (en rojo) a líneas de H I de la serie de Paschen en el espectro de M17 y que están solapadas con líneas telúricas. **Abajo:** Ejemplo del uso de DIPSO para ajustar líneas de He I en el espectro de M20. Se ha realizado un ajuste gaussiano al perfil de absorción que, substraído del ajuste a la línea de emisión, simula el efecto debido a la luz dispersada por polvo de la estrella. El ajuste global se muestra en rojo. Superpuesto se muestra el espectro de la estrella ionizante HD164492 (verde) que ha sido normalizado al flujo del continuo en la zona de cada línea de He I. Se puede comprobar que el efecto de la absorción en las líneas de He I es similar al ajuste adoptado.

Los distintos rangos espectrales que hemos cubierto con las diferentes configuraciones del espectrógrafo presentan regiones que se superponen en sus extremos. Así, en el caso de que una línea esté presente en la zona de solapamiento, su flujo final se ha tomado como el promedio de los valores obtenidos en ambos rangos. Las diferencias entre los flujos relativos de una línea dada –con respecto a $H\beta$ – obtenidas en los diferentes espectros, no presentan ningún efecto sistemático que se pudiera deber a anomalías en la calibración relativa de flujo, más aún, las diferencias no sobrepasan las incertidumbres adoptadas para medidas de flujo independientes.

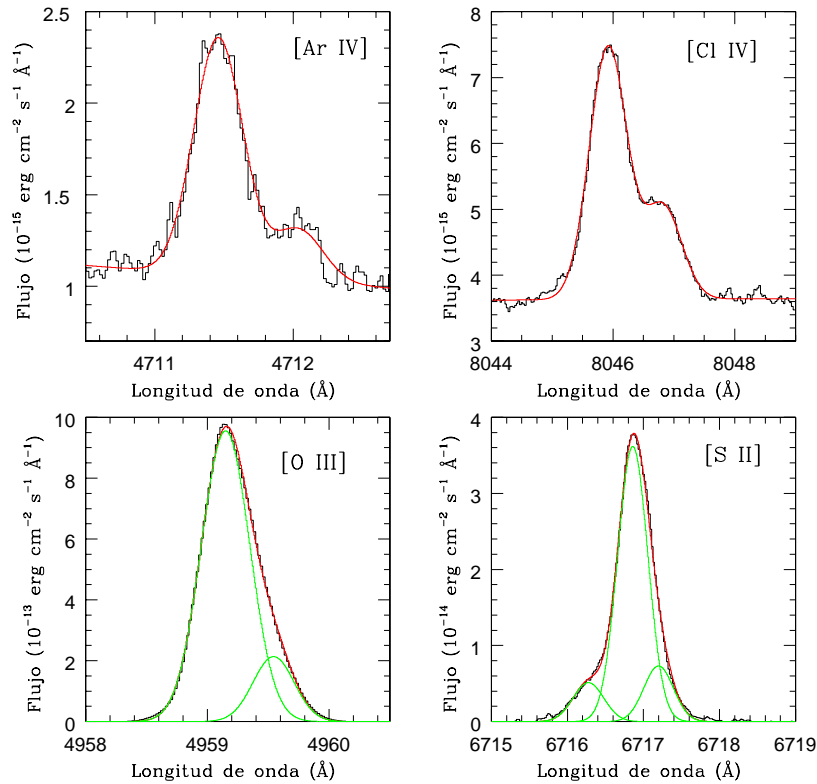


FIGURA 4.3 Ejemplo de ajustes gaussianos múltiples (rojo) para líneas con distintas componentes de velocidad del gas (verde) en NGC 3603.

Para una línea dada, la longitud de onda observada se determina por el centro de la línea de base escogida para la integración de flujo, o como el centroide de la línea cuando se usa un ajuste gaussiano. Para las líneas medidas en regiones de solapamiento de rangos espectrales, se ha adoptado el promedio de las dos determinaciones independientes. Finalmente, los valores finales de las longitudes de onda observadas fueron corregidos de la velocidad relativa de cada objeto con respecto al Sol, con lo que quedan referidas al Sistema de Referencia Heliocéntrico (SRH).

La identificación de líneas y la longitud de onda de laboratorio adoptada fue obtenida siguiendo distintas fuentes que enumeramos a continuación:

- Identificaciones previas en la Nebulosa de Orión (Osterbrock et al. 1992; Esteban et al. 1998; Baldwin et al. 2000), M8 (Esteban et al. 1999b), M17 (Esteban et al. 1999a) y en las nebulosas planetarias NGC 6153, M1-42 y M2-36 (Liu et al. 2000, 2001).

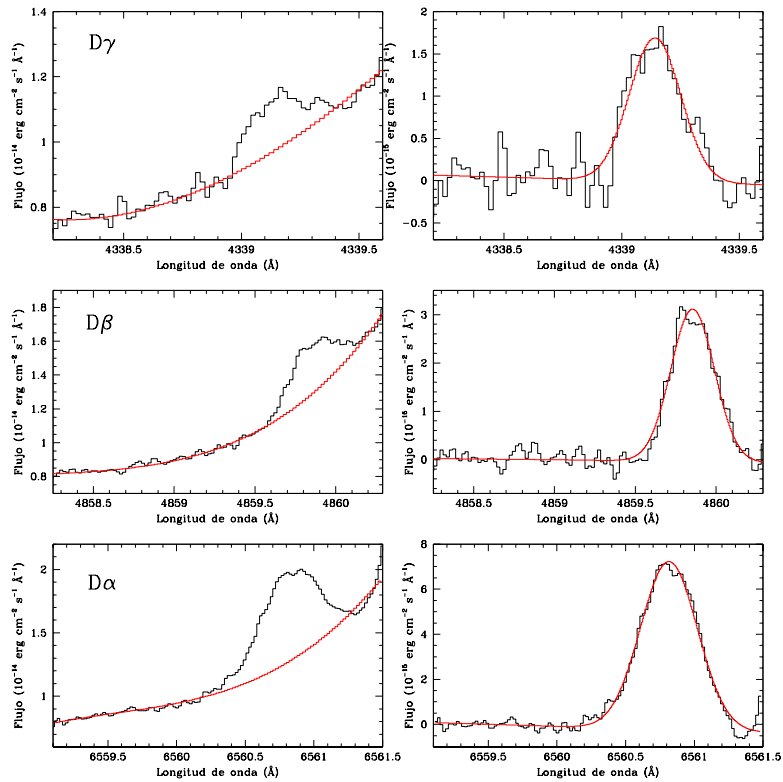


FIGURA 4.4 Ajuste del ala azul de las línea de Balmer de H I más brillantes en M8 (izquierda). Ajuste por un perfil gaussiano del residuo (línea de D I) resultante de substraer al espectro el ajuste anterior (derecha).

- Las recopilaciones de datos atómicos de Moore (1945, 1993) y Wiese et al. (1966, 1996).
- El catálogo de líneas de emisión en nebulosas gaseosas de Feklistova et al. (1994).
- El catálogo de líneas de He I de Pequignot y Baluteau (1988).
- El catálogo interactivo de datos nebulares *The Atomic Line List v2.04*¹, o bien directamente o a través del código interactivo EMILI² (Sharpee et al. 2003).
- Identificaciones de líneas de elementos s (Kr y Xe) en NP y regiones H II (Zhang et al. 2006).

¹Ver <http://www.pa.uky.edu/~peter/atomic/>.

²Disponible en <http://www.pa.msu.edu/astro/software/emili/>.

En el apéndice A se muestran las tablas con las líneas detectadas en cada uno de los objetos de nuestra muestra.

4.1.1 Errores en la determinación de los flujos.

Los errores observacionales asociados con el flujo medido en las líneas han sido determinados teniendo en cuenta tres fuentes principales de incertidumbre: errores estadísticos en las medidas del flujo de las líneas, errores asociados a la corrección por extinción (ver § 4.2) y errores asociados a la calibración en flujo.

El método desarrollado en este trabajo para determinar las incertidumbres de las líneas consiste en los siguientes pasos:

- En primer lugar, para cada uno de los rangos espectrales escogemos varias líneas que cubran todo el rango de intensidades cubierto y medimos los errores estadísticos asociados a la determinación del continuo a ambos lados de cada línea usando la tarea *splot* de IRAF (ver Figura 4.5). Este error se multiplica por la anchura de la línea y nos da una estimación de la incertidumbre en la medida de la línea debida al continuo. En el caso de ajustes gaussianos el error debido al ajuste es, en todos los casos, mucho menor que el debido a la determinación del continuo, y no ha sido considerado.
- Aplicando la teoría de propagación de errores y una interpolación logarítmica a $F(\lambda)/F(H\beta)$ vs. $\sigma[F(\lambda)/F(H\beta)]$, determinamos el error asociado a cada una de las líneas. Un ejemplo de la interpolación logarítmica para cada uno de los rangos se muestra en la Figura 4.6.
- Sumamos cuadráticamente el error debido a la calibración en flujo. Para las observaciones de 2003, se promediaron los datos de tres estrellas de calibración, obteniéndose una incertidumbre del 3 % en la calibración en flujo, excepto para la noche del 31/03, para la que se usaron sólo dos estrellas combinadas, ya que los datos de HR 5501 fueron descartados pues se desviaban significativamente de los obtenidos con las otras dos estrellas. Para NGC 3576 y la Nebulosa de Orión el error considerado debido a la calibración en flujo es formalmente menor, ya que sólo se tomó una estrella de calibración en las noches de observación de estos objetos. De hecho, la comparación entre los cocientes con respecto a $H\beta$ observados y teóricos de las líneas de Balmer y Paschen más brillantes –y no afectadas por emisiones telúricas o absorciones de bandas atmosféricas– muestra que la diferencia promedio está por debajo del 3%. Más aún, comparando los datos de la Nebulosa de Orión con los de Esteban et al. (1998) no se encuentran diferencias sistemáticas entre los cocientes de líneas en común, siendo la diferencia típica del 3%. Por tanto, hemos concluido que la calibración en flujo de estos datos es fiable y no es una fuente significativa de incertidumbres sistemáticas. Para los espectros de M8 y M17 –tomados en las mismas noches que NGC 3576 y la Nebulosa de Orión y que han sido los últimos en ser analizados–, también hemos considerado un error debido a la calibración en flujo del 3%.
- Por último se añade el error en la determinación del coeficiente de enrojecimiento mediante propagación de errores (ver § 4.2.1).

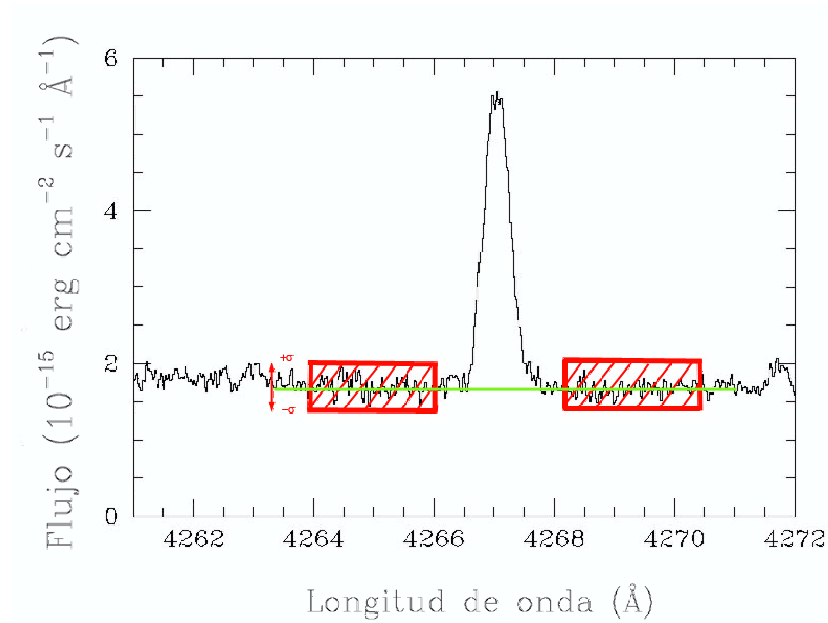


FIGURA 4.5 Esquema de medición de la incertidumbre en el continuo asociado a una línea. La línea verde representa el nivel de continuo adoptado. Las cajas rojas son las zonas en las que se ha promediado el continuo a ambos lados de la línea. A partir de estas medidas se obtiene un error estadístico (1σ , que representamos de forma exagerada) asociado al continuo y que al multiplicarse por el ancho de la línea da una estimación de la incertidumbre en la medida de la línea debida a la determinación del continuo.

4.2 Corrección por enrojecimiento.

El flujo medido para cada línea de emisión debe ser corregido de los efectos de absorción y dispersión (enrojecimiento) producidos por la presencia de granos de polvo, tanto en el medio interestelar situado en la línea de visión entre nosotros y el objeto, como asociados a la propia nebulosa.

Existen varios métodos para el cálculo de este enrojecimiento; el más generalizado en espectroscopía óptica es el basado en los “decrementos Balmer y Paschen”. Este método utiliza el cociente de líneas de las series de Balmer y Paschen del H I (que se encuentran presentes en el rango óptico e infrarrojo cercano) con sus valores teóricos, ya que estos cocientes son poco sensibles a la temperatura y densidad electrónica del gas en el rango de condiciones físicas característico de las regiones H II. El efecto del enrojecimiento sobre el cociente de una línea cualquiera respecto a H β , se puede expresar de la siguiente forma:

$$\frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} = \frac{F(\lambda)}{F(H\beta)} \times 10^{c(H\beta) \times f(\lambda)} \quad (4.1)$$

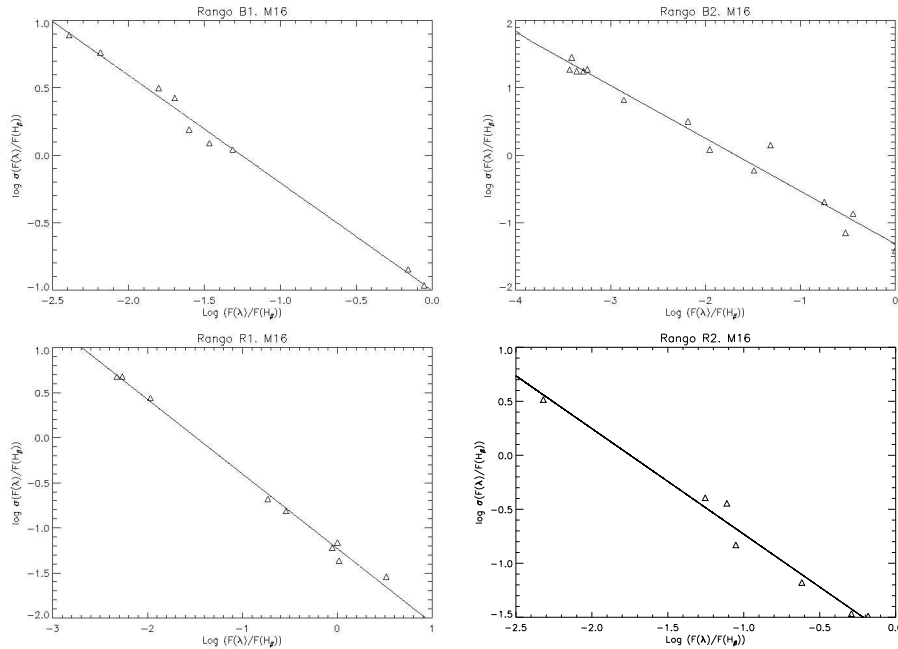


FIGURA 4.6 Ejemplo de interpolación logarítmica para determinar el error (1σ) del cociente de flujos de todas las líneas a partir de medidas de líneas en cada uno de los rangos observados de M16. Los valores representados de $F(\lambda)/F(H\beta)$ son tales que $F(H\beta)=100$.

donde $I(\lambda)$ y $F(\lambda)$ representan, respectivamente, el flujo intrínseco (desenrojecido) y el flujo observado de una línea en emisión situada a la longitud de onda λ , $c(H\beta)$ es el coeficiente de enrojecimiento en $\lambda=4861 \text{ \AA}$, que mide la cantidad de extinción que presenta el espectro, por último, $f(\lambda)$ representa la ley de extinción utilizada.

La corrección de extinción realizada de esta forma es una aproximación que supone que todo el polvo se encuentra entre nosotros y la nebulosa y alejado de ésta (polvo interestelar). La influencia del polvo dentro de las regiones H II es difícil de conocer ya que depende de muchos factores (Rodríguez 1998) pero modelos teóricos afirman que esta aproximación sirve para corregir de forma aproximada la extinción diferencial que afecta a las intensidades de las líneas (ver Rodríguez 1998, y referencias ahí citadas). De todas formas, si se dispone de líneas de H I distantes entre sí, suficientemente intensas como para ser medidas con precisión, la corrección es mucho más adecuada. Este es el caso de nuestros objetos, en los que medimos líneas de las series de Balmer y Paschen –muy alejadas de $H\beta$ – para calcular la corrección de extinción. Para obtener el valor final de $c(H\beta)$ tomamos el promedio de los valores obtenidos a partir del ajuste de los cocientes de varias líneas de Balmer (de $H16$ a $H\alpha$) y de Paschen (de P22 a P7) con respecto a $H\beta$, a los valores teóricos calculados por Storey y Hummer (1995) asumiendo ciertas condiciones físicas. Para tener más en cuenta las líneas con mayor relación de señal a ruido, se calculó el promedio pesado por la intensidad relativa de cada una de

las líneas. Las líneas de H I solapadas o afectadas por bandas de absorción atmosférica no fueron tenidas en cuenta. Los valores de los $c(\text{H}\beta)$ obtenidos, las condiciones físicas asumidas en los cálculos teóricos y valores adoptados en la literatura para la mismas zonas estudiadas en este trabajo –o a una distancia menor de 1 minuto de arco– se muestran en la Tabla 4.1.

TABLA 4.1 Valores del coeficiente de extinción $c(\text{H}\beta)$.

Objeto	$c(\text{H}\beta)$	T_e (K), n_e (cm^{-3})	Literatura ^a
M16	1.21 ± 0.06	8000, 1000	—
M8 ^b	0.94 ± 0.03	10000, 1000	(1) 0.85, (2) 1.00
M17	1.17 ± 0.05	10000, 1000	(3) 1.05, (4) 1.20
M20	0.36 ± 0.04	10000, 1000	(5) 0.42, 0.48
NGC 3576	1.40 ± 0.07	9000, 1000	(6) 1.25
Orión	0.76 ± 0.08	10000, 1000	(7) 0.39, (8) 0.60
NGC 3603	2.36 ± 0.06	10000, 1000	(6) 2.36, 2.59
S 311	0.64 ± 0.04	10000, 1000	(9) 0.7, (10) 0.6, (11) 0.67

^a (1): Esteban et al. (1999b), (2): Sánchez y Peimbert (1991), (3): Esteban et al. (1999a), (4): Peimbert et al. (1992), (5): Hawley (1978), (6): Tsamis et al. (2003), (7): Esteban et al. (1998), (8): Peimbert y Torres-Peimbert (1977), (9): Shaver et al. (1983), (10): Peimbert et al. (1978), (11): Kennicutt et al. (2000).

^b Válido para $\lambda \geq 4100 \text{ \AA}$ (ver texto).

En general, se ha asumido la ley de extinción estándar para la Vía Láctea, que adopta un cociente entre la extinción en el visible y el exceso de color $R_v = A_v / E(B-V) = 3.1$. La parametrización clásica para esta ley es la dada por Seaton (1979).

En algunos casos, observaciones fotométricas detalladas de estrellas embebidas en regiones H II disponibles en la literatura recomiendan el uso de leyes de extinción diferentes de la estándar. Con el fin de ser consistentes con lo publicado en la literatura, hemos aplicado leyes de extinción peculiares a algunas de las regiones H II de la muestra.

- **ORION:** Hemos usado la ley de extinción determinada por Costero y Peimbert (1970) para la Nebulosa de Orión. Para longitudes de onda entre 3000 y 3500 Å se usó una extrapolación lineal de esta función de enrojecimiento.
- **NGC 3576:** Siguiendo lo indicado por Girardi et al. (1997) hemos usado la ley de extinción de Savage y Mathis (1979) con $R_v = 3.1$.
- **M16:** Chini y Wargau (1990) confirmaron una extinción anormal debida a polvo interestelar denso en M16 a partir de observaciones fotométricas del cúmulo estelar joven NGC 661 asociado a M16. Encontraron que las desviaciones de la ley de extinción estándar ocurren a longitudes de onda menores que 5500 Å debido al mayor tamaño de los granos de grafito presentes en el polvo asociado a la región. Teniendo en cuenta esto, hemos asumido la ley de extinción dependiente

de R_v de Cardelli et al. (1989) con un cociente de extinción total a selectiva $R_v=3.1$ para $\lambda > 5500 \text{ \AA}$ (extinción estándar) y $R_v = 4.8$ para $\lambda \leq 5500 \text{ \AA}$.

- **M8:** H36 es la estrella responsable de la mayoría de la ionización en la zona del reloj de arena (*Hourglass*) de M8, en la que está situada nuestra posición de rendija. Para esta estrella, el cociente R_v ha sido determinado como 4.6 (Hecht et al. 1982) y como 5.3 (Cardelli et al. 1989). Consecuentemente, en este trabajo se ha adoptado una función de enrojecimiento para $R_v=5.0$ como fue sugerido por Sánchez y Peimbert (1991), para corregir las observaciones de M8. Usando esta ley de extinción observamos un efecto sistemático en los flujos desenrojecidos y normalizados a $H\beta$ de las líneas de H I de la serie de Balmer y de líneas de He I al compararlos con los observados por Esteban et al. (1999b) en la misma zona del reloj de arena. En la Figura 4.7 se muestra el cociente entre los flujos no corregidos de enrojecimiento de las líneas de Balmer de H I y de He I normalizados a $H\beta$ medidos en nuestro trabajo con los medidos por Esteban et al. (1999b). Se puede apreciar que a longitudes de onda menores a 4100 \AA nuestros flujos son más elevados que los medidos por Esteban et al. (1999b). Este efecto parece ser debido a un problema observacional y no a efectos físicos; de hecho, M8 es el objeto de nuestra muestra que fue observado a una mayor masa de aire ($\sec z \sim 2.05$), con lo que es posible que un funcionamiento no adecuado del corrector de dispersión atmosférica (ADC, de las siglas en inglés) del espectrógrafo UVES a altas masas de aire haya causado este efecto. El gradiente en el enrojecimiento y en el brillo superficial de la región del Reloj de Arena es muy fuerte y efectos de refracción atmosférica pueden incluir regiones con emisividad mayor en la parte más azul del espectro que no son incluidos a $\lambda > 4100 \text{ \AA}$. Para corregir este efecto, hemos realizado un ajuste polinómico a los cocientes observado/teórico de los flujos de las líneas de H I de Balmer y de las líneas de He I que están en caso B y no afectadas por efectos de autoabsorción (ver Figura 4.7), y hemos interpolado para todas las longitudes de onda menores a 4100 \AA . Las líneas de Balmer de H I con número cuántico principal mayor a 10 no se han incluido en este ajuste debido a que estos cocientes presentan una mayor dependencia con la densidad (Zhang et al. 2004). El error debido a esta corrección fue tenido en cuenta y añadido cuadráticamente a los errores debidos a la medida del flujo de la línea y la calibración en flujo. El ajuste final se usa para interpolar para todas las longitudes de onda más cortas que 4100 \AA . Esta corrección no ha afectado significativamente las condiciones físicas ni las abundancias químicas calculadas para M8 –menos de 0.05 dex y 0.1 dex en las abundancias totales de O y Ne, respectivamente, que son los elementos más afectados por este efecto–.

El uso de estas leyes de enrojecimiento particulares en vez de la standard produce $c(H\beta)$ diferentes pero cocientes de intensidad de líneas similares en la región óptica.

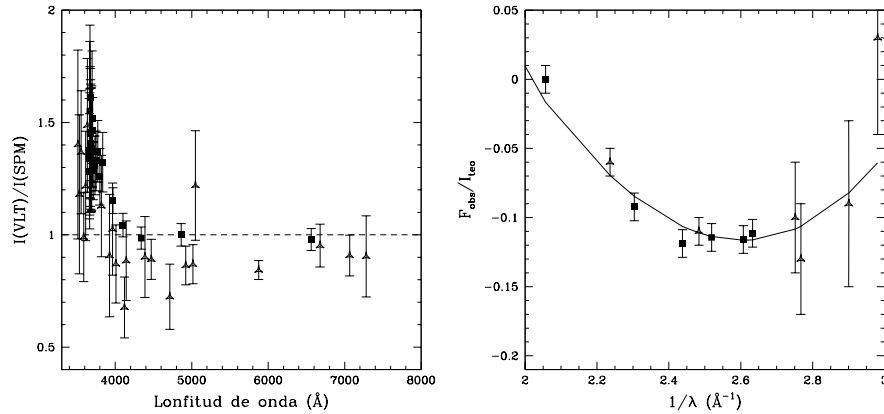


FIGURA 4.7 a) Comparación de los flujos de líneas de Balmer de H I (cuadrados negros) y líneas de He I (triángulos huecos) medidos en este trabajo (VLT) con los medidos por Esteban et al. (1999b, San Pedro Mártir, SPM) (ver texto). b) Ajuste polinómico al cociente de flujos observado/teórico de las líneas más brillantes de la serie de Balmer de H I (de H10 a H α) y de líneas de He I (ver texto).

4.2.1 Error asociado a la extinción.

Para tener en cuenta el error asociado a la extinción en los cocientes de las líneas, aplicamos propagación de errores a la ecuación 4.1 y luego lo sumamos cuadráticamente el error calculado en § 4.1.1. El error final en los cocientes de intensidad corregidos de extinción se muestra en la columna 7 de las tablas del apéndice A.

4.3 Condiciones Físicas del gas.

La determinación de las abundancias iónicas del gas se basa en el análisis de LR, en el caso del He⁺, O⁺⁺, C⁺⁺ y algunos otros iones, y LEC para el resto de iones de elementos pesados. La intensidad de las líneas es, sobre todo en el caso de las LEC, muy sensible a las condiciones físicas en que se encuentra el gas (sobre todo de la temperatura electrónica, pero en algún caso como el del O⁺, también de la densidad electrónica) y, por lo tanto, el camino a la determinación de estas abundancias pasa forzosamente por el cálculo de estas condiciones.

El gran rango espectral cubierto por nuestros espectros nos ha permitido medir una gran cantidad de líneas cuyos cocientes son sensibles a las condiciones físicas del gas (ver § 1.3). Estas líneas son relativamente intensas en todos nuestros objetos y el valor de los cocientes se ha podido medir con una precisión notable en la mayoría de ellos, pudiendo calificarse como relativamente buena en los peores casos. Todas las determinaciones de densidad y temperatura (exceptuando las n_e derivadas a partir de líneas de [Fe III]) fueron llevadas a cabo usando la tarea de IRAF *temden*, del paquete *nebular*, el cual está basado en el programa para el átomo de cinco niveles FIVEL

desarrollado por de Robertis et al. (1987) y revisado por Shaw y Dufour (1995) (ver § 1.2.2).

4.3.1 Densidad Electrónica.

Densidad electrónica a partir de cocientes de líneas clásicos.

Como ya se indicó en la § 1.3.2, los principales cocientes de líneas (diagnósticos) utilizados en el rango óptico y para densidades intermedias ($n_e = 10^2\text{--}10^4 \text{ cm}^{-3}$), son [S II] $\lambda 6716/\lambda 6731$ y [O II] $\lambda 3729/\lambda 3726$. Debido a la alta señal a ruido de nuestros espectros, también hemos podido utilizar el cociente de [Cl III] $\lambda 5518/\lambda 5538$, y en los objetos con mayor grado de ionización el cociente [Ar IV] $\lambda 4711/\lambda 4740$, aunque los resultados obtenidos a partir de estas últimas líneas presentan una gran incertidumbre debido a su baja intensidad relativa en nuestros espectros. En casi todos los objetos –excepto en NGC 3576, pues las líneas estaban solapadas fuertemente con líneas telúricas– también se determinó la densidad a partir del cociente [N I] $\lambda 5200/5197$, aunque no se ha tenido en cuenta en cálculos posteriores debido a que este ión es representativo de la zona más externa de la nebulosa, y no coexiste con el resto de los iones aquí tratados.

El cociente de líneas de [S II] $\lambda 6716/\lambda 6731$ es el indicador más usado en la literatura para cálculo de densidades en el rango $200 \text{ cm}^{-3} \leq n_e \leq 5000 \text{ cm}^{-3}$. Este cociente deja de ser sensible a bajas y altas densidades, lo que lo hace inadecuado para el cálculo de densidades electrónicas $n_e < 20 \text{ cm}^{-3}$ o $n_e > 30000 \text{ cm}^{-3}$. De todas formas todos nuestros objetos muestran valores de esta magnitud, dentro de los límites en donde el cociente es sensible a la densidad.

Las densidades calculadas son representativas de las zonas en donde se encuentran cada uno de los iones en el volumen de la nebulosa y pueden no serlo de toda la nebulosa. Debido a la estructura de ionización del S y O, las especies S^+ y O^+ se sitúan cerca de la frontera de H^+ , donde coexisten el material neutro e ionizado siempre y cuando la nebulosa se encuentre limitada en radiación. Por otra parte, las especies Cl^{++} y Ar^{3+} se sitúan en regiones más al interior de la nebulosa, y representan las densidades características de las regiones en las que están presentes los iones de alta ionización. En el caso de encontrarnos una diferencia significativa entre ambas determinaciones lo adecuado sería considerar un modelo de región H II con dos capas de densidad pero, como veremos más adelante, no es el caso en ninguno de nuestros objetos.

A la hora de determinar $n_e([O II])$ a partir del cociente [O II] $\lambda 3729/\lambda 3726$ nos hemos encontrado con un efecto que comentamos en el análisis de NGC 3576 (García-Rojas et al. 2004) y de la Nebulosa de Orión (Esteban et al. 2004). Usando los datos atómicos por defecto de la versión 2.12.2a de IRAF, la densidad que calculamos a partir de este cociente de líneas es significativamente menor que la encontrada a partir de la mayoría de los otros cocientes. Este efecto ya había sido encontrado en otros objetos como nebulosas planetarias (NGC 5315, Peimbert et al. 2004) y, marginalmente en regiones H II de baja densidad (30 Dor, Peimbert 2003). Este efecto tiene, a su vez otros efectos encadenados:

- Produce una mayor $T_e([O II])$ comparada con el resto de temperaturas iónicas.

- Genera una mayor dispersión en las abundancias obtenidas a partir de líneas de [O II] individuales.

Alternativamente, en García-Rojas et al. (2004) y Esteban et al. (2004) se determinó la densidad electrónica a partir del cociente de líneas de [O II] $\lambda\lambda(3726+3729)/\lambda\lambda(7320+30)$. En este caso, encontramos que este último indicador es mucho más consistente con el resto de densidades. Los problemas a los que nos enfrentaríamos al usar este último indicador son varios: 1) al ser un indicador sensible tanto a la densidad como a la temperatura, no puede ser usado para determinar las dos magnitudes simultáneamente ya que ambas están estrechamente relacionadas; 2) la población de los niveles que producen las líneas de [O II] en la zona de $\lambda\lambda 7320+30$ no es sólo producto de excitaciones colisionales, sino que tienen una contribución por recombinación no despreciable (ver § 4.3.2).

Por otra parte y para comparar, determinamos $n_e([\text{O II}])$ a partir del cociente de líneas de [O II] $\lambda 3729/\lambda 3726$ haciendo uso del programa FIVEL descrito por de Robertis et al. (1987) –el programa en el que está basado NEBULAR– encontrando valores más acordes con el resto de determinaciones de densidad (1500 cm^{-3} en vez de 950 cm^{-3} para NGC 3576 y 4800 cm^{-3} en vez de 2400 cm^{-3} para la Nebulosa de Orión). Además, también se obtienen valores sistemáticamente mayores –y más consistentes con otros indicadores– para el resto de regiones H II de nuestra muestra, así como para otras regiones H II (Peimbert 2003) y nebulosas planetarias (Peimbert et al. 2004) estudiadas por nuestro grupo. La estructura de los dos programas –FIVEL y NEBULAR– es básicamente la misma y, aparentemente, la única diferencia substancial entre ambos está en los datos atómicos usados. NEBULAR se actualiza periódicamente, mientras que la versión de que disponemos de FIVEL no ha sido actualizada desde 1995 (Shaw y Dufour 1995). En el caso de las líneas que nos conciernen, FIVEL usa las probabilidades de transición de Zeippen (1982) y las fuerzas de colisión de Pradhan (1976), mientras que la versión de que disponemos de NEBULAR utiliza las probabilidades de transición recomendadas por Wiese et al. (1996) y las fuerzas de colisión de McLaughlin y Bell (1993), con lo que en Esteban et al. (2004) planteamos que el problema con la densidad determinada a partir del cociente [O II] $\lambda 3729/\lambda 3726$ podía ser debido a errores o problemas en los datos atómicos usados para esas transiciones en la última versión de NEBULAR. Los primeros en sugerir errores en los datos atómicos de [O II] fueron Copetti y Writzl (2002); estos autores realizaron un estudio comparativo entre distintos diagnósticos de densidad en el rango óptico –incluyendo los relativos a [O II], [S II] y [Cl III]– a partir de datos disponibles en la literatura, consiguiendo una muestra extensa de nebulosas planetarias cubriendo del límite de baja densidad al de alta densidad. Estos autores encontraron que sistemáticamente $n_e([\text{O II}]) < n_e([\text{S II}], [\text{Cl III}], [\text{Ar IV}])$, usando básicamente los datos atómicos de NEBULAR. Por otro lado, en otro trabajo experimental reciente, Wang et al. (2004) encontraron, para una muestra extensa de nebulosas planetarias, que las probabilidades de transición de Zeippen (1982) y las fuerzas de colisión de Pradhan (1976) ajustan mejor las observaciones de los cocientes [O II] $\lambda 3729/\lambda 3726$ que usando los datos atómicos incluidos en NEBULAR. Por último, en un trabajo teórico muy reciente, Pradhan et al. (2006) confirman los resultados experimentales utilizando nuevos cálculos de las fuerzas de colisión, que coinciden

significativamente con los resultados de Pradhan (1976) y que, por tanto, validan las conclusiones de los trabajos observacionales.

Así pues, hemos decidido rehacer los cálculos de $n_e([\text{O II}])$ realizados por García-Rojas et al. (2004) y Esteban et al. (2004) cambiando los datos atómicos disponibles en NEBULAR por los anteriormente citados, a la hora de ser consistentes en el análisis de toda la muestra. Las especies más sensibles al cambio de datos atómicos a la hora de determinar abundancias iónicas son aquellas involucradas en diagnósticos de densidad (p. ej. O^+ , S^+ , Cl^{++}).

Los valores de n_e obtenidos a partir de los diferentes iones disponibles (de baja y alta ionización) para todos nuestros objetos se muestran en la Tabla B.2 del apéndice B. Como se puede comprobar, los valores obtenidos usando distintos cocientes son muy similares por lo que, de forma similar a Wang et al. (2004), podremos asumir que $n_e([\text{O II}]) \approx n_e([\text{S II}]) \approx n_e([\text{Cl III}]) \approx n_e([\text{Ar IV}])$ en todos los objetos de la muestra (ver § 6.4 para más detalle).

Densidad electrónica a partir de líneas de $[\text{Fe III}]$.

La densidad también puede ser determinada a partir de líneas de $[\text{Fe III}]$. En este caso no se usa un cociente específico de líneas, sino que se utiliza todo un conjunto de ellas. Así, para el $[\text{Fe III}]$, obtuvimos el valor de n_e que minimiza la dispersión de los cocientes observados de las líneas más brillantes de $[\text{Fe III}]$ –con errores menores al 30%– con respecto a la línea de $[\text{Fe III}] \lambda 4958$ normalizados a sus valores teóricos y que es equivalente a minimizar la dispersión de abundancias obtenidas a partir de distintas líneas de $[\text{Fe III}]$. En las figuras 4.8 y 4.9 se muestra la variación del logaritmo de la función de dispersión F con la densidad, donde F se define como:

$$F = \sum_i \left(\frac{(I(\lambda)_{obs}/I(4958)_{obs})_i}{(I(\lambda)_{teo}/I(4958)_{teo})_i} - \frac{1}{n} \sum_j \frac{(I(\lambda)_{obs}/I(4958)_{obs})_j}{(I(\lambda)_{teo}/I(4958)_{teo})_j} \right)^2 \quad (4.2)$$

Los cálculos teóricos fueron realizados resolviendo un modelo del ión Fe^{++} que incluye las transiciones entre 34 niveles que usa las fuerzas de colisión de Zhang (1996) y probabilidades de transición de Quinet (1996).

El valor obtenido para $n_e([\text{Fe III}])$ en cada objeto es similar a los calculados a partir de cocientes de líneas, con lo que hemos adoptado como valor representativo de la densidad para cada región H II el promedio entre los valores de $n_e([\text{O II}])$, $n_e([\text{S II}])$, $n_e([\text{Cl III}])$, $n_e([\text{Ar IV}])$ y $n_e([\text{Fe III}])$.

Densidad electrónica a partir de líneas de H I.

La intensidad de las líneas de Balmer y Paschen de mayor orden o número cuántico principal ($n \geq 10$) relativas a una línea de orden bajo (por ejemplo, $\text{H}\beta$) es sensible a la densidad electrónica y, por tanto, puede ser usada como diagnóstico de densidad. Estos diagnósticos son casi insensibles a la temperatura adoptada y pueden ser usados para sondear la presencia de material muy denso ($n_e \gtrsim 10^6 \text{ cm}^{-3}$). Con nuestra

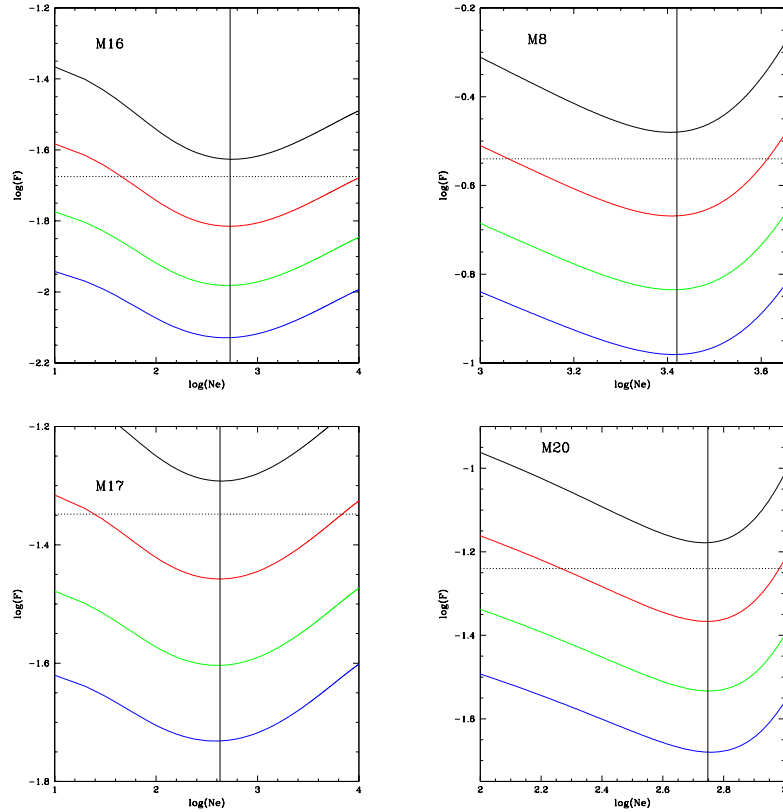


FIGURA 4.8 Representación de $\log(F)$ vs. $\log(n_e)$ para cuatro de las regiones H II de la muestra. Los cálculos teóricos han sido realizados para 4 temperaturas diferentes, diferenciadas de la anterior en 500 K. Los rangos de T_e son: M16, M8 y M20, 8000–9500 K; M17, 8500–10000 K. El mínimo en la dispersión F aparece marcado con una línea vertical y ha sido calculado para la función de dispersión usando la temperatura más cercana a la de baja ionización de la región H II (ver § 4.3.2). La línea horizontal representa el valor de $F + \sigma F$ obtenido mediante propagación de errores, que nos permite estimar la incertidumbre en $\log(n_e)$ a partir de este método.

resolución espectral se puede medir el decremento de Balmer³ más allá de H25 y el de Paschen más allá de P25. En las Figuras 4.10, 4.11, 4.12 y 4.13 se representan las intensidades observadas de las líneas de mayor orden ($n \geq 10$) de las series de Balmer (Figs. 4.10 y 4.11) y de Paschen (Figs. 4.12 y 4.13) normalizadas a las intensidades de H β y P7, respectivamente (excepto en NGC 3603, en donde se normaliza con respecto

³Se define el decremento Balmer como la serie de líneas de recombinación de H I que parten de niveles con $n > 2$ hacia $n=2$. El decremento Paschen se define de forma similar, pero con $n=3$.

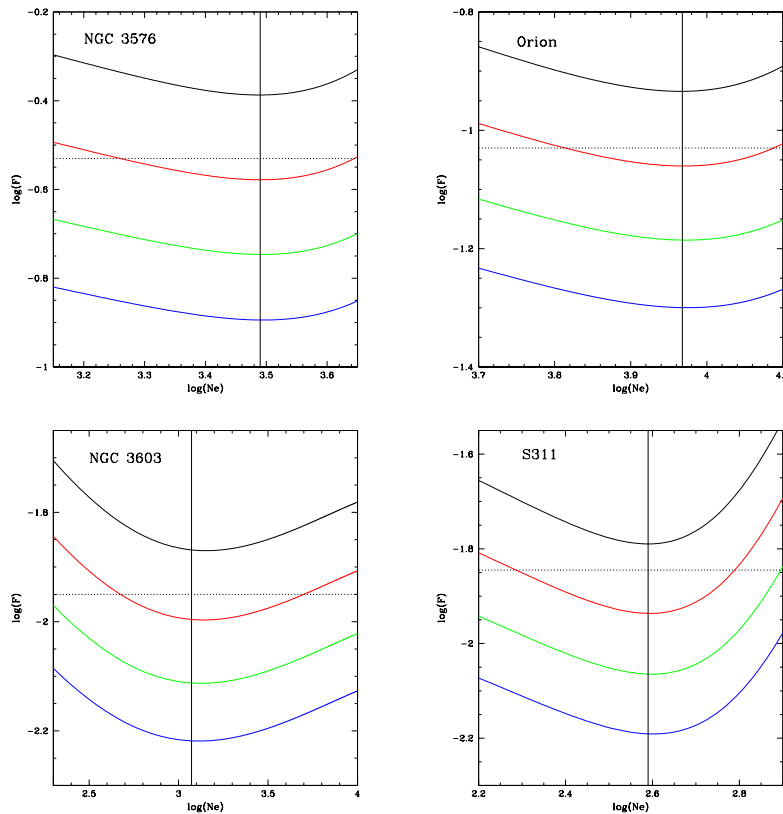


FIGURA 4.9 *Idem* que Fig. 4.8 para las restantes regiones H II de la muestra. Los rangos de T_e son: NGC 3576, 8000–9500 K; Nebulosa de Orión, 9500–11000 K, NGC 3603, 10000–11500. S 311, 9000–10500.

a P8 debido a que P7 presenta una intensidad anormalmente alta) frente al número cuántico principal del nivel superior de la transición, n . Las curvas superpuestas son los valores predichos por la teoría para un amplio rango de densidades electrónicas (Storey y Hummer 1995), para los que se ha asumido una T_e igual al valor obtenido a partir de las discontinuidades de Balmer y/o Paschen (ver § 4.3.2). En todos los casos, H14 está superpuesta con la línea de [S III] $\lambda 3721.63$, por lo que no resulta válida. A su vez, en algunos casos, las bandas de absorción atmosférica o las líneas telúricas presentes en el infrarrojo cercano pueden estar afectando a la intensidad de algunas de las líneas de Paschen representadas (ver tablas A.1 a A.8 en el apéndice A).

Zhang et al. (2004) encontraron –a partir del ajuste de espectros teóricos a los observados en una muestra de 48 NP Galácticas– que las densidades determinadas a partir del espectro de recombinación del hidrógeno son, por lo general, mayores que las obtenidas a partir de cocientes de LEC, y sugirieron que esto es debido a la

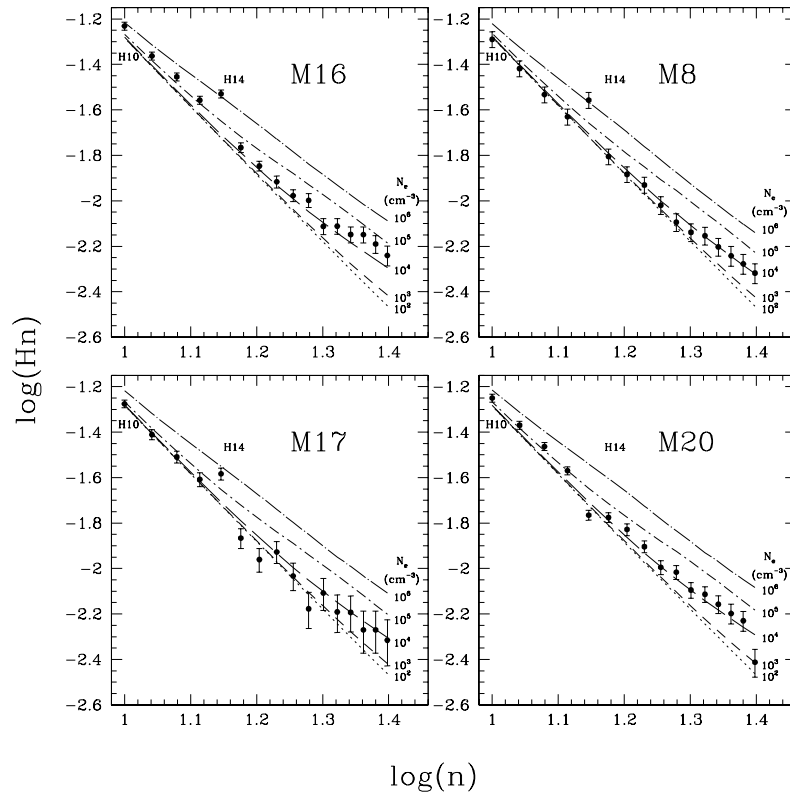


FIGURA 4.10 Intensidades observadas con respecto a $I(H\beta)$ [en unidades donde $I(H\beta)=100$] de las líneas de Balmer de H I de mayor orden ($10 \leq n \leq 25$) representadas frente al número cuántico principal, n , del nivel superior de la transición, para M16, M8, M17 y M20.

presencia de condensaciones de alta densidad en las nebulosas. Por otra parte, en otro trabajo reciente, Liu et al. (2004b) encontraron –para una muestra de 12 NP– que las densidades calculadas a partir de las líneas de alto orden del decremento de Balmer de H I no difieren substancialmente de las densidades obtenidas a partir de diagnósticos que usan LEC, con lo que la mayoría de la emisión de hidrógeno provendría de regiones con densidades electrónicas similares a las que indican las LEC y, en principio, no habría evidencia de presencia de condensaciones de material de alta densidad, a no ser que dicho material fuera también pobre en hidrógeno (Liu et al. 2000).

En las Figuras 4.10 y 4.11 se observa que, para la gran mayoría de las regiones –excepto NGC 3576– la densidad que se obtiene a partir del decremento de Balmer es significativamente mayor que la densidad obtenida a partir de LEC. En cambio, en la Figura 4.12 se muestra que para todas las regiones –con la excepción de NGC 3603– las densidades obtenidas a partir del decremento de Paschen son del mismo orden de

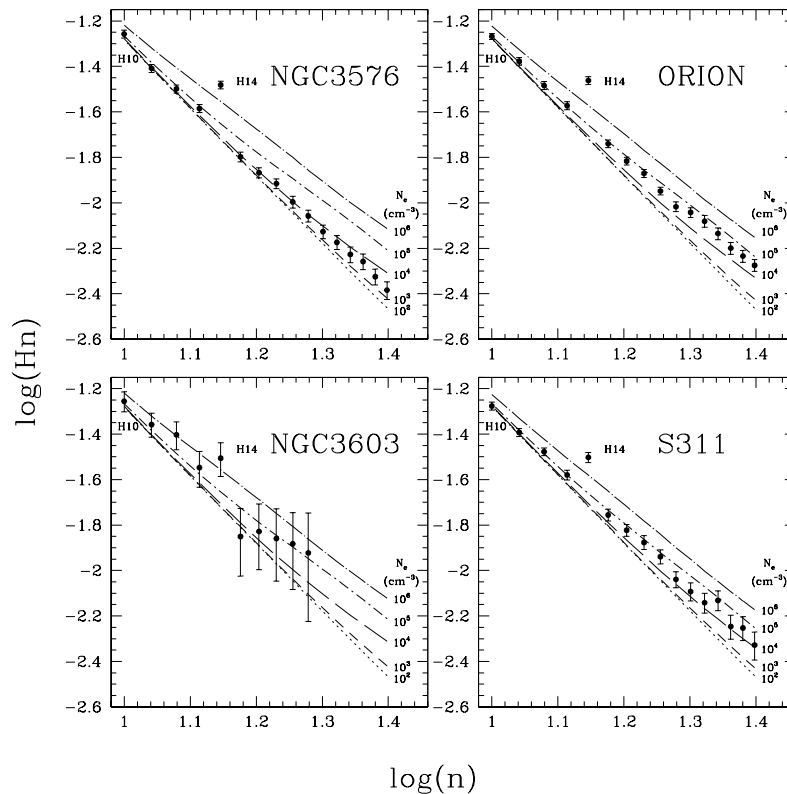


FIGURA 4.11 *Idem* que la Figura 4.10 para NGC 3576, Nebulosa de Orión, NGC 3603 y S 311.

magnitud –teniendo en cuenta las incertidumbres– que las obtenidas a partir de LEC. Estas diferencias podrían ser debidas a una serie de razones: a) un error sistemático en la calibración en flujo de la zona más al azul del espectro; b) una desviación importante de la ley de extinción adoptada que aumente de forma muy importante a longitudes de onda inferiores a $\sim 4000 \text{ \AA}$; c) otros factores que afecten de forma diferente a las LR de H I de la serie de Balmer, según sea su número cuántico.

La posibilidad de un error en la calibración parece remota debido a varias razones: en primer lugar, las diferencias entre las funciones de sensibilidad usadas para calibrar en flujo entre $3400\text{--}3800 \text{ \AA}$ en las distintas épocas de observación son menores al 0.5% (ver Figura 4.14), con lo que no se podría explicar la distinta incidencia de este efecto en NGC 3576 y en el resto de objetos de la muestra.

Por otra parte, en caso de que existiera una desviación de la ley de extinción en la zona más azul del espectro, debería afectar de forma similar a otras líneas, como por ejemplo, las líneas de He I $\lambda\lambda 3613.64, 3926.53$ y 3964.73 que, por producirse entre

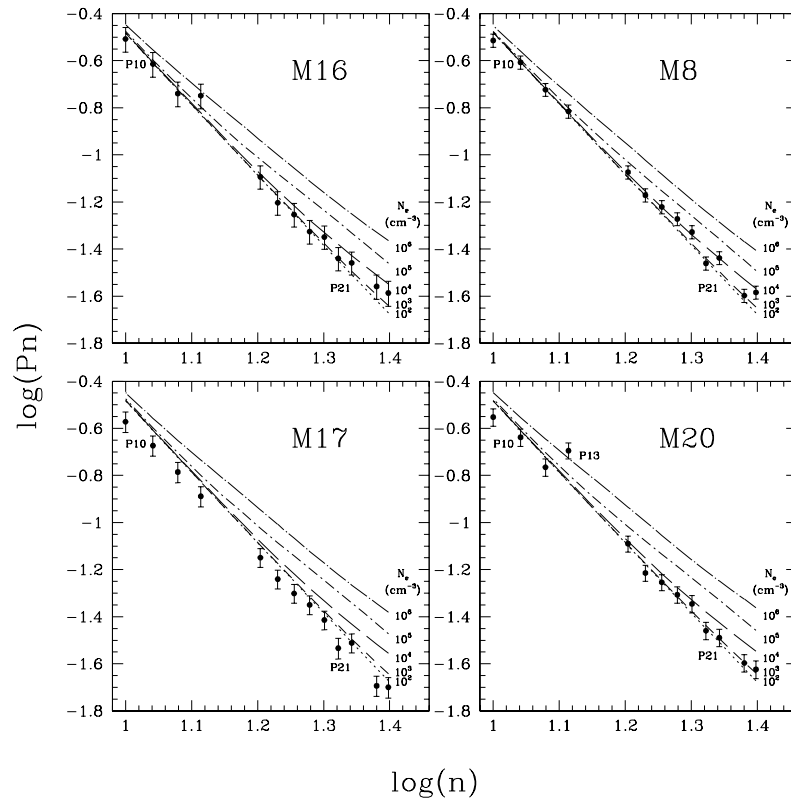


FIGURA 4.12 *Idem* que la Figura 4.10 pero usando las líneas de Paschen con $10 \leq n \leq 25$ relativas a P7, para M16, M8, M17 y M20.

TABLA 4.2 Cociente observado a teórico de líneas de He I.

Objeto	I_{obs}/I_{teo}		
	He I 3613	He I 3926	He I 3964
M16	1.123	1.357	1.023
M8	1.064	1.091	1.066
M17	0.944	0.965	0.944
M20	1.057	1.295	1.032
NGC 3576	1.082	1.052	1.061
Orión	1.001	0.988	0.926
NGC 3603	—	—	0.867
S 311	0.969	1.232	1.007

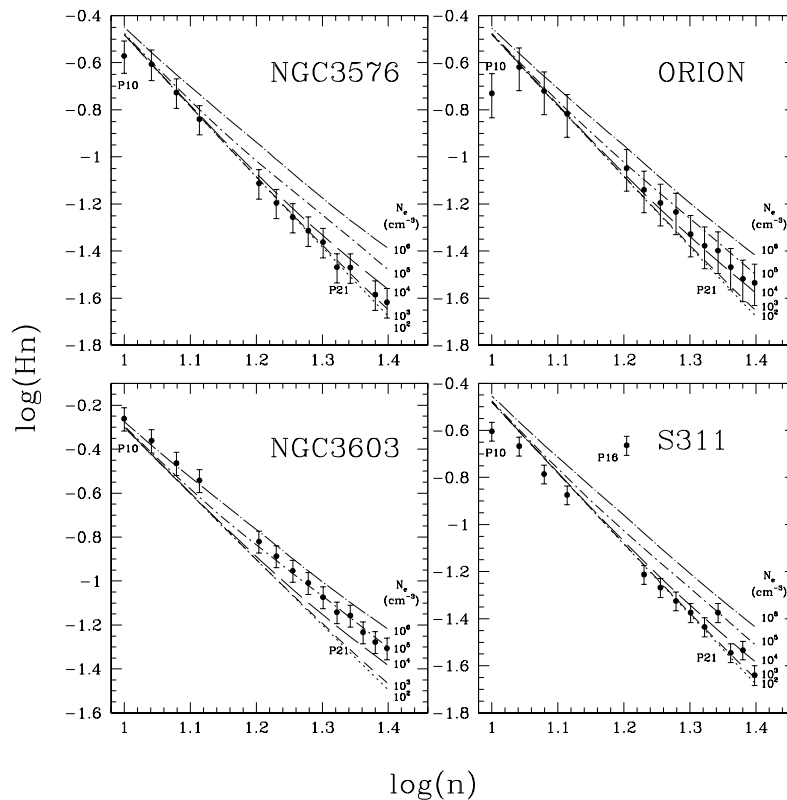


FIGURA 4.13 *Idem* que la Figura 4.12 para NGC 3576, Nebulosa de Orión, NGC 3603 y S 311 (en el caso de NGC 3603 las intensidades son relativas a P8).

singletes, están libres de efectos de autoabsorción debido al nivel metaestable 2^3S . En la Tabla 4.2 se muestran los cocientes observado a teórico de estas tres líneas de He I, y se puede ver que no existe ninguna desviación sistemática similar a la de las líneas de H I. Los valores en esta Tabla también descartan el error en la calibración debido a que, para objetos calibrados con el mismo fichero de sensibilidad, las líneas se comportan de forma diferente.

Por lo tanto sólo queda la posibilidad de que las líneas de H I de Balmer se vean afectadas por algún mecanismo que varíe su intensidad dependiendo de su número cuántico. Luridiana et al. (2003) estimaron que la contribución colisional a las líneas de Balmer de H I en tres regiones H II extragalácticas pobres en metales (y por tanto más calientes que la media de nuestros objetos) era pequeña –del orden de un 3% en $H\alpha$ para el objeto más frío, siendo la contribución menor a medida que aumenta el número cuántico de la línea–.

Así, no parece factible determinar correctamente la extinción a partir de líneas

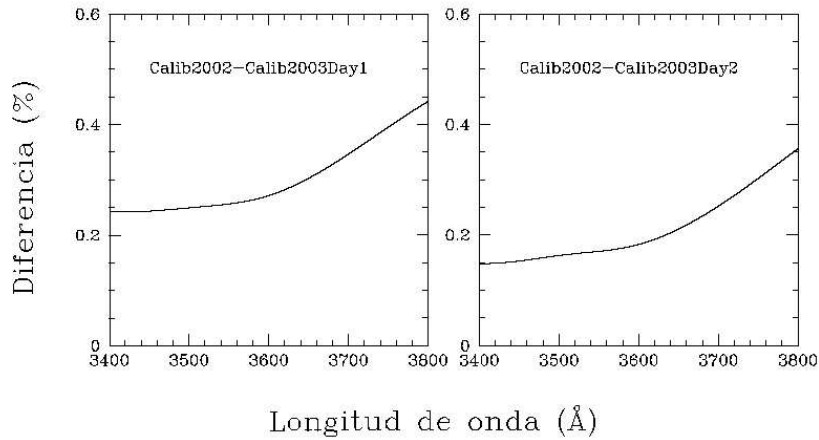


FIGURA 4.14 Cocientes entre ficheros de sensibilidad usados para calibrar el rango B1 en las observaciones de 2002 y 2003. Nótese que la mayor diferencia en el rango 3400–3800 Å es menor al 0.5 %.

de H I de n alto, debido a que nos producirían un coeficiente de extinción menor al adoptado, porque sus intensidades parecen estar sobreestimadas por algún mecanismo indeterminado.

4.3.2 Temperatura Electrónica.

Como ya vimos en § 1.3.1, el cálculo de la temperatura electrónica en nebulosas fotoionizadas se suele realizar a partir del cociente de la intensidad de LEC aurorales a nebulares que, para un cierto ión, depende de la temperatura electrónica del gas y, en mucha menor medida, de la densidad. Gracias a la excelente relación señal a ruido de nuestros espectros, hemos sido capaces de determinar la temperatura electrónica a partir de varios cocientes de LEC de [O II], [O III], [N II], [S II], [S III] y [Ar III] utilizando la tarea *temden* del paquete NEBULAR de IRAF.

Temperatura electrónica a partir de cocientes de líneas clásicos.

En general, para todas las regiones H II de la muestra –excepto NGC 3576– se ha asumido un esquema de ionización de 2 zonas. Hemos adoptado el promedio de T_e ([N II]) y T_e ([O II]), pesado por sus incertidumbres, como temperatura representativa de la zona de baja ionización, siendo etiquetada como T_e (baja). A su vez, el promedio pesado por sus incertidumbres de T_e ([O III]), T_e ([S III]) y T_e ([Ar III]) –siempre que fuera posible medirlas correctamente– fue tomado como representativo de la zona de alta ionización, y fue etiquetada como T_e (alta). El proceso seguido para la determinación definitiva de las condiciones físicas consiste en tomar la densidad promedio adoptada para determinar las temperaturas electrónicas e iterar hasta que los valores de n_e y T_e individuales converjan.

En el caso de $T_e([\text{S III}])$, en vez de incluir las fuerzas de colisión de Galavís et al. (1995) –por defecto en nuestra versión de NEBULAR–, hemos usado las fuerzas de colisión de Tayal y Gupta (1999), las cuales dan valores de $T_e([\text{S III}])$ más consistentes con el resto de determinaciones de temperatura (Pérez-Montero, comunicación privada).

Contribución por recombinación a la intensidad de las líneas nebulares de $[\text{O II}]$ y $[\text{N II}]$.

El trabajo de Rubin (1986) fue el primero en el que se sugirió que la recombinación de N^{++} y O^{++} podía ser importante a la hora de excitar la línea auroral débil $[\text{N II}] \lambda 5754$ y las líneas aurorales $[\text{O II}] \lambda \lambda 7320+7330$. Este efecto conlleva una sobreestimación de las temperaturas electrónicas a partir de los cocientes $[\text{N II}] (\lambda 6548+\lambda 6584)/\lambda 5754$ y $[\text{O II}] (\lambda 7320+\lambda 7330)/(\lambda 3726+\lambda 3729)$.

A partir de los coeficientes de recombinación radiativos para los niveles metaestables de $[\text{N II}]$ calculados por Pequignot et al. (1991) y los coeficientes de recombinación dielectrónicos derivados por Nussbaumer y Storey (1984), Liu et al. (2000) lograron ajustar la intensidad debida a excitación por recombinación de la línea auroral $[\text{N II}] \lambda 5754$ mediante la expresión:

$$\frac{I_R(5754)}{I(\text{H}\beta)} = 3.19 \times (T_4)^{0.30} \times \frac{\text{N}^{++}}{\text{H}^+}, \quad (4.3)$$

donde $T_4 = T_e/10^4$ K. Esta expresión es válida en el rango $0.5 \leq T_4 \leq 2.0$. Determinar la relación N^{++}/H^+ a partir de observaciones en el rango óptico no es trivial debido a que el mecanismo de formación de las líneas permitidas de N II es, en su mayor parte, la fluorescencia resonante por la LR $\text{He I } \lambda 508.64$ (Grandi 1976) y a que no hay líneas de $[\text{N III}]$ en el rango óptico. Para solucionar este problema podemos elegir entre dos opciones: 1) asumir que el cociente N^{++}/H^+ estaría bien representado restando el valor obtenido para la abundancia de N^+ a la abundancia total de N , asumiendo una primera aproximación de las fluctuaciones de temperatura; 2) asumir como válida la abundancia determinada a partir de las líneas permitidas de N II del multiplete 3, que es el menos afectado por efectos de fluorescencia. En general, hemos adoptado la segunda opción teniendo en cuenta que, para casi todos los casos, la corrección es pequeña (ver Tabla 4.3). De todas formas, en el caso de las regiones H II con mayor grado de ionización –M17, Orión y NGC 3603– esta corrección puede ser mayor del 10 % usando este método, pudiendo implicar correcciones de hasta 1000 K, con lo que, para estos objetos, hemos determinado la contribución por recombinación a partir del primer método descrito. La solución que hemos adoptado es aproximada, pero en principio, es la mejor solución posible a la hora de tener en cuenta los efectos de la recombinación en la determinación de $T_e([\text{N II}])$. De hecho, el efecto que puede tener sobre el cálculo de abundancias un error en la determinación de la contribución por recombinación se minimiza en el caso de regiones con alto grado de ionización debido a que afecta a la determinación de abundancias de los iones menos ionizados, los cuales contribuyen mucho menos a la abundancia total en estas regiones.

De forma similar, Liu et al. (2000) usaron nuevos cálculos de los coeficientes de recombinación de los niveles metaestables de la configuración fundamental de $\text{O}^+ 2p^3$:

$^2P^0$ y $^2D^0$ y las transiciones de probabilidad de Zeippen (1982) para calcular la intensidad predicha debida a la excitación por recombinación de las líneas aurales de [O II] $\lambda\lambda$ 7320, 7330. El resultado fue ajustado a la siguiente función:

$$\frac{I_R(7320 + 7330)}{I(H\beta)} = 9.36 \times (T_4)^{0.44} \times \frac{O^{++}}{H^+}, \quad (4.4)$$

que tiene una validez en el rango $0.5 \leq T_4 \leq 1.0$. En nuestro caso, hemos extrapolado este ajuste para los casos de nuestra muestra en los que $T_4 > 1.0$, ya que no se alejan sustancialmente de este límite (ver Tabla B.2). A la hora de determinar los valores de las abundancias de O^{++} hemos adoptado, o bien valores obtenidos previamente en la literatura de la relación O^{++}/H^+ a partir de LR –para M8, M17, NGC 3576 o la Nebulosa de Orión–, o bien el valor de O^{++}/H^+ a partir de LR obtenido en una primera aproximación.

En la Tabla 4.3 se muestran las contribuciones por recombinación adoptadas tanto para las líneas de [O II] $\lambda\lambda$ 7320+30 como para la línea auroral de [N II] λ 5754.

TABLA 4.3 Contribuciones por recombinación (en %) a las intensidades de las líneas [O II] $\lambda\lambda$ 7320+30 y [N II] λ 5754.

Objeto	$I_R(\lambda)/I(\lambda)$ (%)	
	[O II] $\lambda\lambda$ 7320+30 A	[N II] λ 5754 A
M16	3	2
M8	2	1
M17	20	6 ^a
M20	2	0.1
NGC 3576	6	7.5
Orión	3	2 ^a
NGC 3603	7	2 ^a
S 311	2	0.5

^a La contribución por recombinación a la línea auroral [N II] λ 5754 fue determinada suponiendo que $N^{++}/H^+ = N/H - N^+/H^+$ para $t^2 > 0.00$.

Temperatura electrónica en el esquema de dos zonas de ionización.

Como ya vimos en § 1.6.4, en casi todos los casos vamos a adoptar un esquema de ionización de dos zonas con lo que, a efectos de la determinación de t^2 , hemos determinado $T_e(O\ II+III)$ para nuestra muestra de nebulosas. Los valores calculados para cada uno de nuestros objetos –excepto para NGC 3576, en donde se ha asumido un esquema de 1 zona de ionización– se muestran en la Tabla B.2 del apéndice B.

Temperatura electrónica a partir de líneas de recombinación de H I.

La gran calidad de nuestros espectros ha permitido –por primera vez en muchas de las regiones H II de nuestra muestra– medir la temperatura electrónica a partir del cociente

entre las discontinuidades de H I (Balmer y Paschen) con líneas de recombinación de H I. La relación señal a ruido de la emisión del continuo en nuestros espectros es lo suficientemente alta como para permitirnos una determinación satisfactoria de las discontinuidades de Balmer y/o Paschen (ver figuras 4.15, 4.15, 4.17 y 4.18). Las discontinuidades de Balmer y Paschen se definen como $I_c(\text{Bac}) = I_c(\lambda 3646^-) - I_c(\lambda 3646^+)$ e $I_c(\text{Pac}) = I_c(\lambda 8203^-) - I_c(\lambda 8203^+)$ respectivamente. A su vez, la alta resolución espectral de los espectros nos ha permitido medir la emisión del continuo en zonas muy cercanas a la discontinuidad, minimizando la posible contaminación debida a otras contribuciones al continuo. En las figuras 4.15 a 4.18 se muestran los tramos de continuo seleccionados para las zonas azul y roja de ambas discontinuidades.

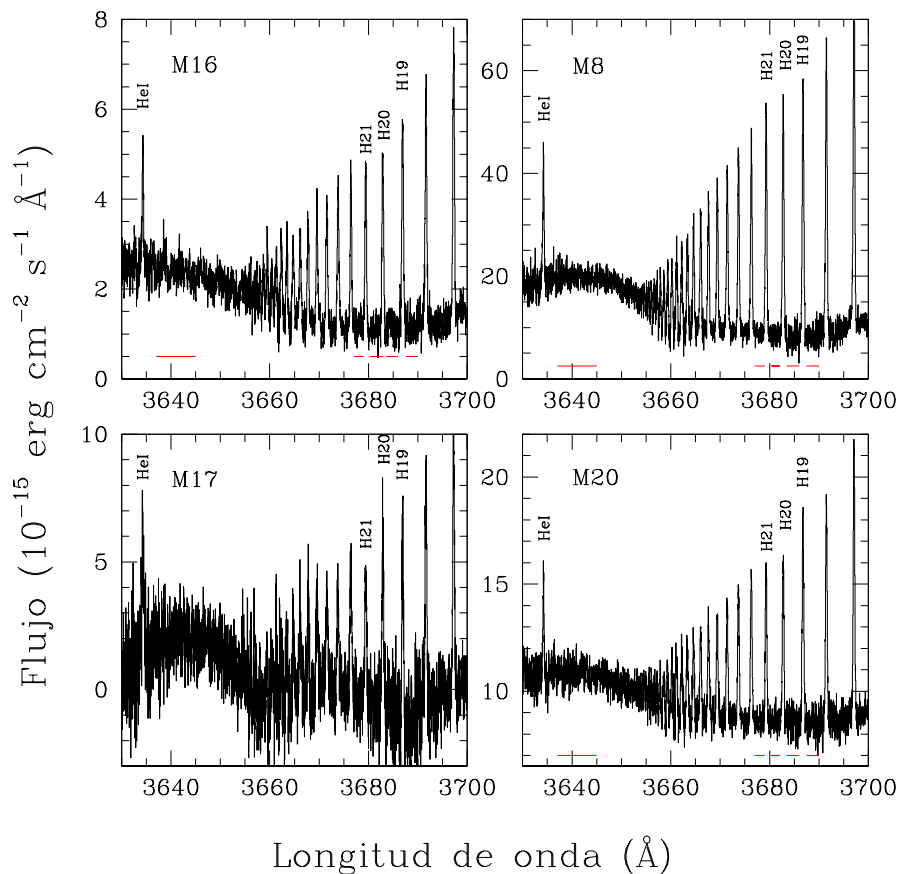


FIGURA 4.15 Secciones de los espectros echelle de M16, M8, M17 y M20 mostrando la discontinuidad de Balmer. Las líneas rojas muestran las zonas de continuo seleccionadas para la determinación de $I_c(\text{Bac})$.

El fundamento físico de este método de determinación de T_e se ha descrito breve-

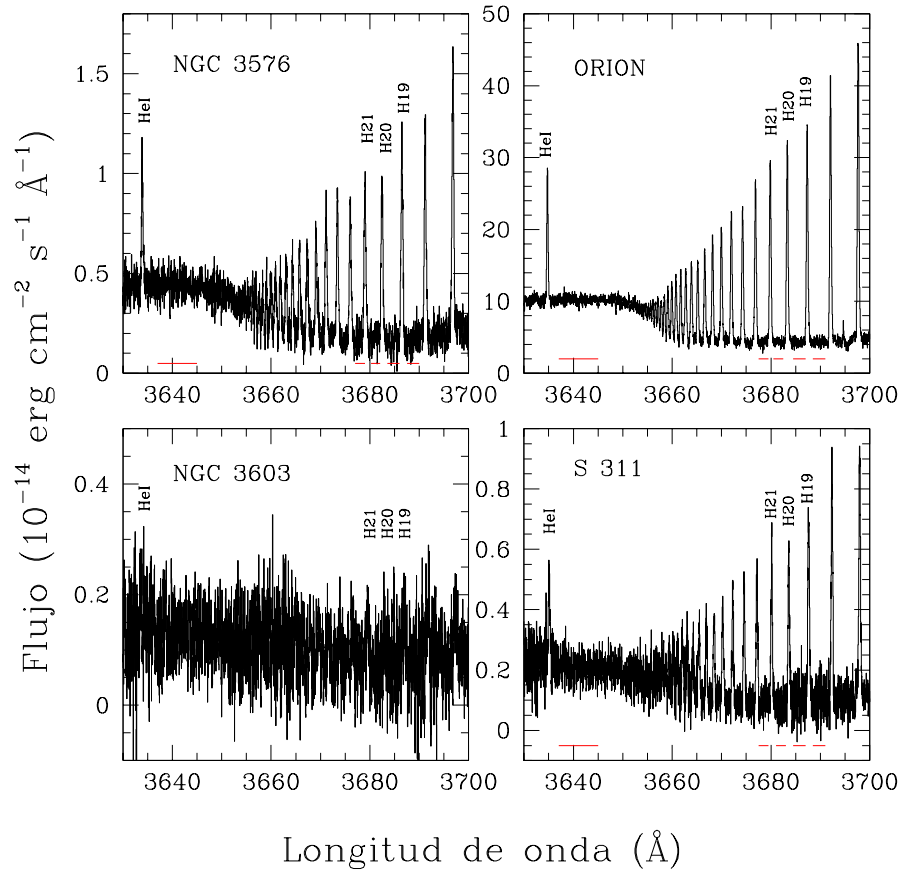


FIGURA 4.16 *Idem* que la Figura 4.15 para NGC 3576, Nebulosa de Orión, NGC 3603 y S 311.

mente en § 1.3.1 y a continuación pasamos a describir en detalle la determinación práctica de $T_e(\text{H I})$. El mecanismo principal para la obtención de $T_e(\text{H I})$ consiste en ajustar, mediante una ley de potencias, la relación teórica entre $I_c(\text{Bac})/I(\text{H}_n)$ o $I_c(\text{Pac})/I(\text{P}_n)$ y T_e para diferentes n que corresponden a distintas líneas observadas en ambas series. A continuación interpolamos para los distintos valores observados de $I_c(\text{Bac})/I(\text{H}_n)$ o $I_c(\text{Pac})/I(\text{P}_n)$ y determinamos la temperatura asociada para cada línea individual de cada serie. La emisividad en función de la temperatura electrónica para el continuo nebuloso y para las líneas de H I de Balmer y Paschen fue tomada de Brown y Mathews (1970) y de Storey y Hummer (1995) respectivamente. Para determinar la emisividad del continuo tuvimos en cuenta tanto la contribución puramente atómica de H I y He I como la contribución atómica por dos fotones que, a pesar de ser mucho menor, no es despreciable. La $T_e(\text{H I})$ adoptada usando las líneas de Balmer es

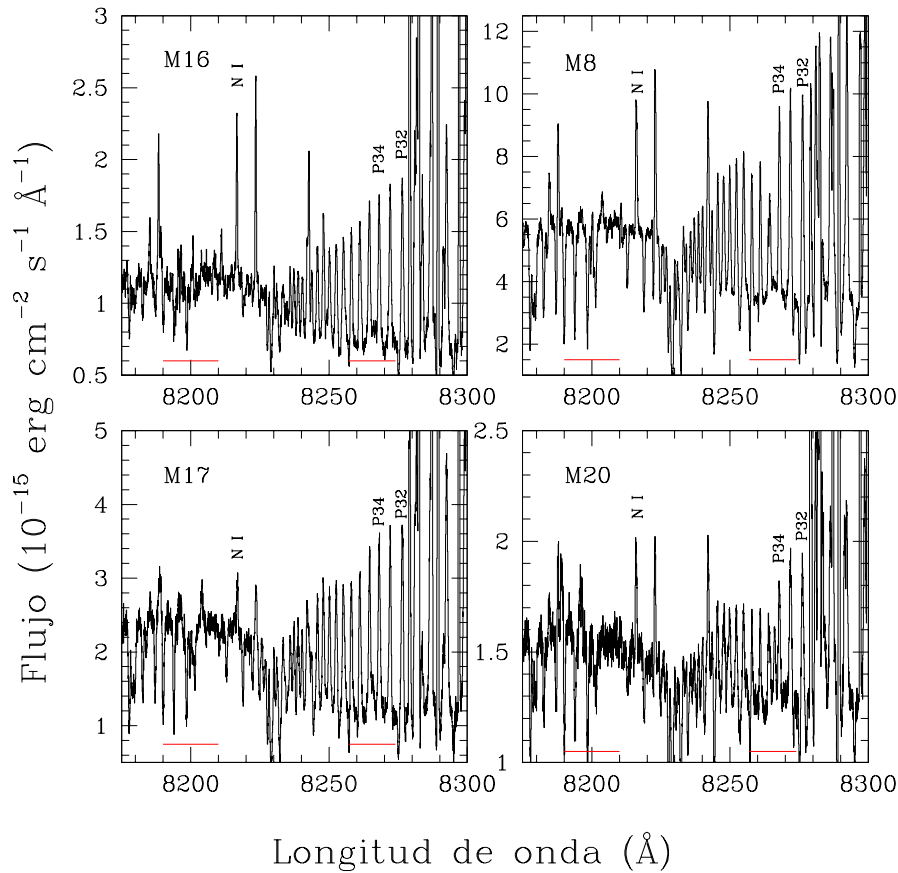


FIGURA 4.17 Secciones de los espectros echelle de M16, M8, M17 y M20 mostrando la discontinuidad de Paschen. Las líneas rojas muestran los rangos en los que se tomó un promedio de las zonas de continuo para la determinación de $I_c(\text{Pac})$.

el promedio de las temperaturas individuales obtenidas usando las líneas más brillantes de la serie: de $H\alpha$ a $H10$ –excepto en el caso de NGC 3576 que se tomó de $H\alpha$ a $H20$ –; de igual forma, usando las líneas de Paschen el valor adoptado es el promedio de las temperaturas individuales obtenidas a partir de las líneas de P7 a P18 –excepto en el caso de NGC 3576 que se tomó de P7 a P25 y en el de S 311, que se tomó de P7 a P13–, excluyendo aquellas que estuvieran afectadas por líneas telúricas o bandas de absorción atmosférica. El error asociado a la $T_e(\text{H I})$ corresponde a la dispersión de las diferentes temperaturas obtenidas usando las líneas individuales de H I añadiéndole cuadráticamente la contribución del error asociado a la determinación de $I_c(\text{Bac})$.

Una forma alternativa de determinar la temperatura a partir del continuo de Balmer fue propuesta por Liu et al. (2001), quienes encontraron una relación empírica

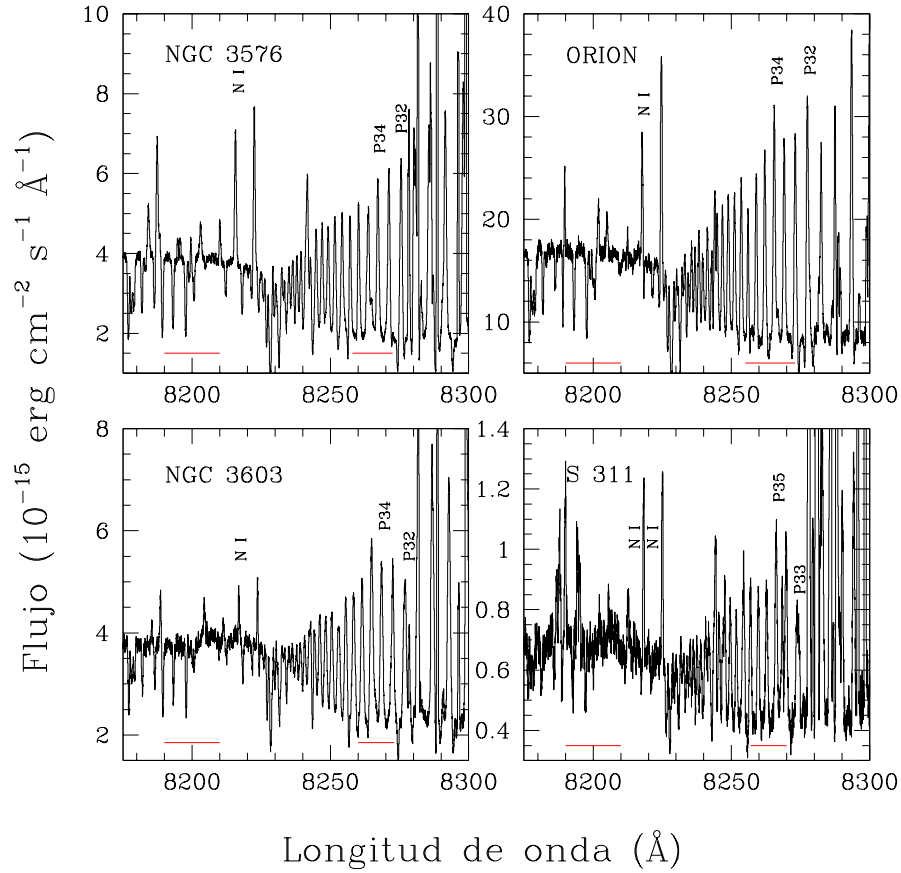


FIGURA 4.18 *Idem* que la Figura 4.17 para NGC 3576, Nebulosa de Orión, NGC 3603 y S 311.

a partir de la comparación del cociente observado frente al teórico del salto de Balmer con respecto a H11, y teniendo en cuenta el efecto introducido por los pequeños saltos de He I y He II a $\lambda 3678$ y $\lambda 3646$ respectivamente, los cuales contribuyen a la magnitud observada del salto y que, a resoluciones intermedias, no pueden ser resueltos. La expresión obtenida por Liu et al. (2000) después de ajustar la relación teórica $Bac/H11$ vs. T_e es:

$$T(Bac) = 368 \times (1 + 0.259y^+ + 3.409y^{++}) \left(\frac{Bac}{H11} \right)^{-3/2} \text{ K}; \quad (4.5)$$

donde y^+ e y^{++} son, respectivamente, los cocientes He^+/H^+ y He^{++}/H^+ , y Bac es el valor de la discontinuidad de Balmer en $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$. Debido a que en la literatura no hay ninguna expresión empírica similar para derivar la temperatura de

H I a partir del salto de Paschen, hemos decidido usar el método del decremento de Balmer por consistencia. Por otra parte, el cálculo de la temperatura de Balmer usando esta expresión analítica 4.5 da valores superiores en casi todas las regiones H II de la muestra, debido a que el valor observado/teórico de H11 sufre ligeras desviaciones de la unidad, por lo que parece claro que nuestro método resulta ser más adecuado al incluir una gran cantidad de líneas en el cálculo.

Temperatura electrónica a partir de líneas de recombinación de He I.

Como ya se ha visto en § 1.6.4, Peimbert et al. (2002) desarrollaron un método para determinar la temperatura electrónica del helio, $T_e(\text{He I})$, en presencia de fluctuaciones de temperatura. Siguiendo dicho método, hemos determinado la $T_e(\text{He I})$, –incluida en la Tabla B.2– adoptando el esquema de región con dos zonas de ionización, excepto para NGC 3576, en donde hemos asumido una sola zona de ionización. La expresión analítica de $T_e(\text{He I})$, para el caso de 2 zonas de ionización, toma la forma de la ecuación 1.48.

Para el caso de 1 zona de ionización la expresión para $T_e(\text{He I})$ viene dada por la ecuación 1.37, y sustituyendo los valores de los coeficientes α y β , esta expresión adopta la siguiente forma:

$$T_e(\text{He I}) = T_0(1 - 1.4t^2) \quad (4.6)$$

donde T_0 representa el valor promedio de la temperatura electrónica en el volumen observado y t^2 es la fluctuación cuadrática media de la temperatura electrónica.

Recientemente, Zhang et al. (2005a) han desarrollado un método para determinar $T_e(\text{He I})$ a partir de cocientes de LR de He I. Usando las expresiones analíticas de Benjamin et al. (1999) para la emisividad de líneas de He I en función de T_e evaluadas a distintas n_e , e incluyendo las contribuciones de las recombinaciones de He^+ con electrones (Smits 1996) y de las excitaciones colisionales desde los niveles metaestables $2s^3S$ y $2s^1S$ (Sawey y Berrington 1993), se puede obtener la relación entre las emisividades de dos líneas de He I, que adopta la expresión:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{a_1}{a_2} (T_{e4})^{(b_1-b_2)} \exp\left(\frac{c_1 - c_2}{T_{e4}}\right), \quad (4.7)$$

donde $T_{e4} = T_e/10^4$ K. Los coeficientes a_i , b_i y c_i se determinan a partir de los cálculos de Benjamin et al. (1999). Por lo tanto, midiendo la intensidad de dos líneas de He I podemos determinar $T_e(\text{He I})$. En nuestro caso, al igual que Zhang et al. (2005a) vamos a usar el cociente de las líneas singletes de He I $\lambda 7281/\lambda 6678$ para evitar efectos de autoabsorción debido al nivel metaestable 2^3S . En la Tabla 4.4 presentamos la comparación entre las $T_e(\text{He I})$ determinadas a partir de cada uno de los métodos. Como se puede observar, en general hay buen acuerdo –dentro de las incertidumbres– entre ambos valores, aunque la discrepancia llega a ser bastante elevada en algunos objetos, lo que se debe principalmente a efectos debidos a la estructura de temperaturas asumida. De hecho, las mayores diferencias se encuentran en M8, M17, NGC 3603 y la Nebulosa de Orión; estos tres últimos objetos son los que presentan mayor grado de ionización, y esta diferencia podría ser debida a la diferencia entre los pesos que

se les da a las zonas con distinta ionización. El efecto de considerar fluctuaciones de temperatura en la determinación de las abundancias de He^+ se discute en § 5.1.

TABLA 4.4 $T_e(\text{He I})$.

Objeto	$T_e(\text{He I})$ (K)	
	Peimbert et al. (2002)	Zhang et al. (2005a)
M16	7300 ± 350	6850 ± 800
M8	7500 ± 200	6260 ± 350
M17	7450 ± 200	5840 ± 600
M20	7650 ± 300	7800 ± 800
NGC 3576	6800 ± 400	7300 ± 850
Orión	7950 ± 200	6200 ± 650
NGC 3603	8500 ± 200	7560 ± 700
S 311	8750 ± 500	7960 ± 1000

Por otra parte, Zhang et al. (2005a) encontraron que las fluctuaciones de temperatura no podían explicar el comportamiento general de sus objetos en un diagrama $T_e(\text{He I})$ vs. $T_e(\text{H I})$. En la Figura 4.19, hemos comparado los resultados de Zhang et al. (2005a) para una muestra de 48 NP con nuestros resultados para regiones H II. Se puede observar que la mayoría de las regiones H II, excepto la Nebulosa de Orión no siguen el comportamiento del grueso de las NP (ver Figura 4.19). Zhang et al. (2005a) sugirieron que la presencia de una pequeña cantidad de material deficiente en H –en el contexto de un escenario de inclusiones pobres en H construido por Péquignot et al. (2003)– puede explicar la posición anómala de sus objetos en el diagrama $T_e(\text{He I})$ vs. $T_e(\text{H I})$. Dicho escenario parece explicar las grandes discrepancias de abundancias observadas en algunas NP (ver § 1.6.5), pero la Figura 4.19 sugiere que el comportamiento de las regiones H II es cualitativamente diferente al de las NP, y que la posición de las regiones H II en el diagrama es consistente con el paradigma clásico de t^2 . Este resultado está de acuerdo con lo sugerido por Esteban (2002) que propuso que los procesos que producen las discrepancias de abundancias en regiones H II y NP pueden ser diferentes –al menos en los casos más extremos de NP–. En el caso de las regiones H II, las evidencias observacionales son todavía consistentes con el esquema de t^2 , mientras que en el caso de la NP este esquema parece fallar (ver §§ 1.6.5 y 5.4).

4.4 Determinación de t^2 a partir de la discrepancia de temperaturas.

Como ya vimos en 1.6.2 el parámetro t^2 puede ser determinado a partir de la comparación de cocientes de líneas con distinta sensibilidad a la temperatura. Usando las ecuaciones 1.36 y 1.45 –o la ecuación 1.35 en el caso de NGC 3576– y a partir de los resultados observacionales, se pueden determinar t^2 y T_0 para el volumen observado. En la Tabla B.1 se muestran los valores de t^2 –etiquetados como Bac/Pac–LEC– obtenidos para cada una de nuestras nebulosas a partir de la comparación del promedio

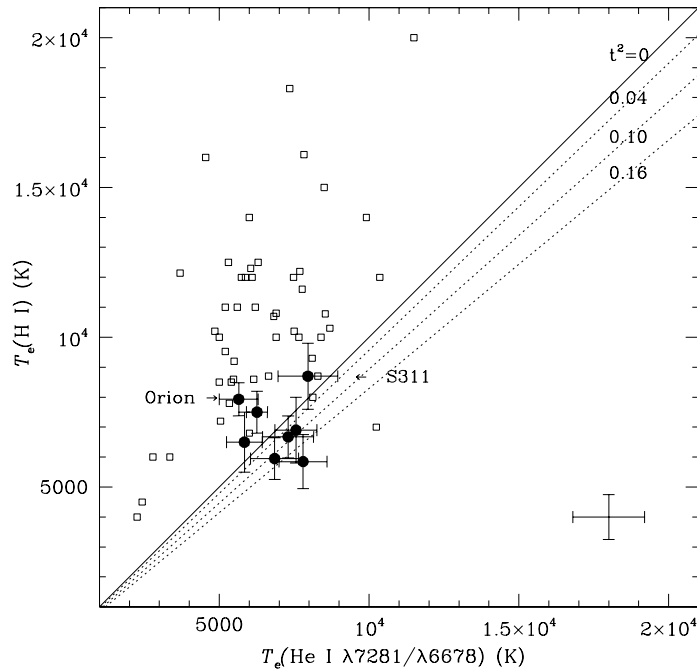


FIGURA 4.19 Diagrama $T_e(\text{He I})$ vs. $T_e(\text{H I})$. Esta figura es similar a la figura 5 de Zhang et al. (2005a) para NP (cuadrados vacíos), incluyendo datos para regiones H II (círculos rellenos). La línea diagonal sólida representa $y = x$, y las líneas punteadas muestran las variaciones de $T_e(\text{H I})$ como una función de $T_e(\text{He I})$ para diferentes valores de t^2 . En la parte inferior derecha se muestran las barras de error típicas para los datos de NP.

de $T_e(\text{Bac})$ y $T_e(\text{Pac})$ con $T_e(\text{O II+III})$ –en el caso de NGC 3576, con $T_e([\text{O III}])$ –.

4.5 Discusión sobre las condiciones físicas para cada uno de los objetos.

En este apartado vamos a discutir los resultados de temperatura y densidad electrónica obtenidos para cada uno de los objetos, comparándolos con los disponibles hasta ahora en la literatura. En la Tabla 4.5 se muestra un esquema de lo comentado en esta sección.

M16

La densidad electrónica adoptada para esta región H II es de 1120 cm^{-3} , la cual es muy consistente con los valores determinados por Hawley (1978) ($n_e = 1000 \text{ cm}^{-3}$) y Rodríguez (1999a) ($n_e \sim 1350 \text{ cm}^{-3}$) para posiciones de rendija muy cercanas o

coincidentes con la nuestra.

Con respecto a la temperatura electrónica, Hawley (1978) la determinó a partir del cociente de LEC de [O III], obteniendo un valor de $T_e = 7700$ K, que es muy consistente con la obtenida en este trabajo. Por otra parte, Rodríguez (1999a) no pudo medir la línea auroral de [O III] $\lambda 4363$ con lo que sólo pudo determinar la temperatura a partir de el cociente de líneas de [N II] obteniendo un valor de $T_e = 8500$ K, que también es consistente con nuestra determinación a partir del mismo cociente de líneas.

Por lo que sabemos, esta es la primera vez que se ha determinado la T_e a partir del cociente de las discontinuidades de Balmer y/o Paschen respecto a líneas de recombinación de H I en esta región. El resultado obtenido lo hemos comparado con determinaciones de T_e a partir de LR de H I en radio. Reifenstein et al. (1970) obtuvieron $T_e(\text{H I}) = 6100 \pm 1500$ K a partir de la LR de H I en radio H109 α . Este valor es muy consistente con nuestro valor promedio de $T_e(\text{H I}) = 5950 \pm 700$ K. Por otro lado, Shaver et al. (1983) obtuvieron $T_e(\text{H I}) = 6900$ K también a partir de la LR de H I en radio H109 α y corrigiendo pequeñas desviaciones del equilibrio termodinámico local. A pesar de que las determinaciones en radio generalmente se refieren a valores promediados a lo largo de grandes extensiones de nebulosa, mientras que los nuestros se refieren a zonas muy pequeñas y brillantes, resulta muy interesante hacer esta comparación con los objetos de los que se dispongan datos en radio ya que, en principio, ambas observaciones (óptico y radio) se refieren a la misma temperatura.

M8

La densidad obtenida a partir de las observaciones espectroscópicas más detalladas realizadas en el reloj de arena de M8 hasta la fecha, son bastante coincidentes con lo obtenido en este trabajo. Sánchez y Peimbert (1991) determinaron una densidad de 2240 cm^{-3} a partir de líneas de [S II] para una rendija centrada en nuestra misma posición; Peimbert et al. (1993a) obtuvieron 2500 cm^{-3} a partir del cociente de líneas de [S II] para la misma zona; Rodríguez (1999a) encontró un valor promedio de $n_e([\text{S II}]) \sim 1950 \text{ cm}^{-3}$ para dos posiciones de rendija en la misma zona, pero con distinta orientación; por otro lado, a partir de observaciones *echelle*, Esteban et al. (1999b) obtuvieron un valor promedio de 1750 cm^{-3} para una rendija centrada en la misma posición y con la misma orientación que la nuestra.

Respecto a la temperatura electrónica, los valores obtenidos por Sánchez y Peimbert (1991), Peimbert et al. (1993a), Rodríguez (1998) y Esteban et al. (1999b) son muy similares –teniendo en cuenta las incertidumbres– con los valores medios adoptados en este trabajo (ver Tabla 4.5).

Sánchez y Peimbert (1991) midieron $T_e(\text{Bac})$ por primera vez en M8 para varias posiciones de rendija en la zona del reloj de arena. El valor que determinaron a partir del salto de Balmer de H I para la posición de rendija que coincide con la nuestra fue de $T_e(\text{Bac}) = 6600^{+1100}_{-900}$ K, que es menor a la obtenida por nosotros, pero que está de acuerdo teniendo en cuenta los errores. El valor de $T_e(\text{H I})$ obtenido a partir de la LR de radio H109 α por Reifenstein et al. (1970) es de 7300 ± 1000 K, que es muy parecido a nuestra determinación promedio.

M17

Al igual que M8, M17 es una de las regiones de la muestra para la que hay más datos disponibles en la literatura. Concretamente Peimbert et al. (1992), Rodríguez (1999a), Esteban et al. (1999a) y Tsamis et al. (2003) han realizados análisis espectrofotométricos en posiciones de rendija coincidentes o muy cercanas a la nuestra. En cuanto a la densidad, todos los estudios previos realizados en la literatura encuentran valores entre 390 y 620 cm^{-3} , a partir del cociente de LEC de [S II]; estos valores son absolutamente consistentes con el valor obtenido en este trabajo.

En varios de los trabajos citados previamente se pudo determinar tanto $T_e(\text{baja})$ a partir de líneas de [N II], como $T_e(\text{alta})$ a partir de líneas de [O III], encontrándose valores en los intervalos $8600 \text{ K} \leq T_e(\text{baja}) \leq 9100$ y $8100 \text{ K} \leq T_e(\text{alta}) \leq 8300 \text{ K}$ que, como se puede apreciar, son bastante consistentes con los valores obtenidos aquí para esta posición de rendija de M17. Por otra parte, el valor determinado por Tsamis et al. (2003) para $T_e(\text{[N II]})$ –para una posición de rendija centrada $1'$ sur, $2'$ oeste de la nuestra– es de 7900 K , después de corregir por la contribución por recombinación a la intensidad de la línea auroral [N II] $\lambda 5754$.

Es la primera vez que es posible determinar $T_e(\text{H I})$ a partir de la discontinuidad de Paschen en esta región H II. Desafortunadamente, la discontinuidad de Balmer no pudo ser medida en esta región debido a la baja señal a ruido del espectro en la zona (ver Figura 4.15). Hemos comparado la $T_e(\text{H I})$ obtenida en este trabajo con la determinación realizada por Reifenstein et al. (1970) a partir de la línea de radio H109 α , y la coincidencia es más que significativa: $6510 \pm 1000 \text{ K}$ y $6400 \pm 750 \text{ K}$ respectivamente. Por el contrario, la determinación de $T_e(\text{H I})$ de Shaver et al. (1983) también a partir de H109 α ($T_e(\text{H I}) \sim 7800 \text{ K}$ teniendo en cuenta correcciones NLTE) se aleja bastante de lo obtenido en este trabajo.

M20

Varios de los estudios espectrofotométricos realizados hasta la fecha para M20 se han centrado en la distribución de densidades en esta nebulosa. En particular, Bohuski (1973b) obtuvo valores de densidad entre 250 cm^{-3} y 800 cm^{-3} , a partir de placas fotográficas monocromáticas de las líneas de [S II] $\lambda 6716$ y [S II] $\lambda 6730$ en varias regiones de M20. Lynds y O'Neil (1985) determinaron una densidad promedio de $230 \pm 100 \text{ cm}^{-3}$ a partir varios espectros de rendija larga, en excelente acuerdo con nuestro valor, señalando, además, que las zonas brillantes de M20 parecen ser relativamente uniformes en densidad. Por otro lado, Copetti et al. (2000) realizaron el estudio más completo de la estructura en densidad de M20 disponible hasta la fecha. A partir de cuatro posiciones de rendija larga ($6'$ de arco de longitud), y dividiendo cada espectro en varios en la dirección espacial, obtuvieron densidades en el rango $100\text{--}300 \text{ cm}^{-3}$, concluyendo que la distribución de densidad en M20 es muy homogénea. Observaciones puntuales de determinadas posiciones de rendija, como las de Hawley (1978) y Rodríguez (1999a) confirman el orden de magnitud de las densidades obtenidas en este objeto⁴.

⁴Usando datos atómicos actualizados, los valores de densidad calculados por (Hawley 1978) se encuentran en el rango $150\text{--}300 \text{ cm}^{-3}$, lo cual es una muestra más de lo homogénea que

Son muy pocos los trabajos disponibles en la literatura que hayan calculado la T_e a partir de LEC en el óptico para esta región. Hawley (1978) sólo pudo calcular $T_e([\text{N II}])$ para una de sus posiciones, para la que obtuvo un valor de 8600 K, en buen acuerdo con lo obtenido en este trabajo, a pesar de que las zonas estudiadas son diferentes. Rodríguez (1999a) obtuvo valores de $T_e([\text{N II}])$ entre 7900–8200 K. Debido al bajo grado de ionización de esta nebulosa y los pequeños tamaños de las zonas de alta ionización, no había sido posible –hasta ahora– medir la línea auroral de $[\text{O III}] \lambda 4363$ y por tanto determinar la T_e de la zona de mayor grado de ionización de la nebulosa.

De forma similar, la alta señal a ruido de nuestros espectros nos ha permitido determinar, por primera vez en esta región H II, la $T_e(\text{H I})$ a partir de los decrementos de Balmer y Paschen. Reifenstein et al. (1970) calculó $T_e(\text{H I})$ a partir de datos en radio, obteniendo un valor de 7300 ± 2500 , que es mucho mayor que el valor promedio de $T_e(\text{H I})$ obtenido en este trabajo pero que, teniendo en cuenta los grandes errores, es consistente con nuestro valor.

NGC 3576

Girardi et al. (1997) realizaron un estudio espectrofotométrico en 11 posiciones de rendija en el complejo Gum 38a aunque, desafortunadamente, ninguna coincide con la nuestra. Las densidades electrónicas calculadas para todas las posiciones de rendija se encuentran en un rango entre 150 y 400 cm^{-3} , excepto para dos posiciones en las que obtienen valores alrededor de 1000 cm^{-3} . Por otra parte, en un trabajo más reciente, Tsamis et al. (2003) determinaron –para datos extraídos de una rendija centrada en la misma posición que la nuestra– densidades electrónicas $\sim 1300 \text{ cm}^{-3}$ a partir de los diagnósticos de $[\text{S II}]$ y $[\text{O II}]$ y algo más altas –1700–2700 cm^{-3} – a partir de los de $[\text{Cl III}]$ y $[\text{Ar IV}]$. Estos últimos resultados son consistentes con los obtenidos en este trabajo.

Respecto a la temperatura electrónica, Girardi et al. (1997) sólo pudieron medir las líneas aurorales de $[\text{O III}]$ y/o $[\text{N II}]$ en 4 de las 11 posiciones de rendija analizadas obteniendo valores entre 7650 y 8400 K para $T_e([\text{N II}])$ y entre 8600 y 8800 K para $T_e([\text{O III}])$. El alto valor de $T_e([\text{O III}])$ –20600 K– obtenido para su posición 10a es probablemente debido a la gran incertidumbre en la determinación del flujo de la línea auroral $[\text{O III}] \lambda 4363$ ($\sim 40\%$). Tsamis et al. (2003) obtuvieron un valor de $T_e([\text{N II}])$ de 8500 K, después de corregir por la contribución por recombinación a la línea auroral $[\text{N II}] \lambda 5754$, lo cual está completamente de acuerdo con nuestra determinación siguiendo el mismo método; respecto a $T_e([\text{O III}])$, estos autores midieron un valor ligeramente superior al nuestro –8850 K–.

La única medida de $T_e(\text{H I})$ a partir de datos en el óptico de la que tenemos constancia es la de Tsamis et al. (2003), a partir del cociente entre el salto de Balmer y la línea de recombinación H11; estos autores obtuvieron $T_e(\text{H I}) = 8070$ K, que es bastante mayor que el obtenido en este trabajo. Por otra parte, Caswell y Haynes (1987) a partir de un estudio sistemático de líneas de recombinación de H I en radio –H109 α y H110 α – para regiones H II del hemisferio sur, obtuvieron un valor intermedio

parece ser esta nebulosa en lo que se refiere a densidad

de $T_e(\text{H I}) = 7500 \text{ K}$. Por último, Shaver et al. (1983) obtuvieron, a partir de las líneas de H I en radio H76 α y H109 α , un valor promedio de 8250 K después de realizar correcciones NLTE.

Nebulosa de Orión

Hay muchos trabajos dedicados a la determinación de las condiciones físicas y la composición química de la nebulosa de Orión (ver § 3.6). Dada la abundancia de datos existentes sobre esta región, nos centraremos en comparar los resultados obtenidos en estudios realizados sobre posiciones de rendija muy cercanas o coincidentes con la nuestra.

La posición de rendija observada en este trabajo fue definida por Peimbert y Torres-Peimbert (1977) como la zona *2b*. Estos autores midieron un valor de $n_e \sim 5000 \text{ cm}^{-3}$ a partir del cociente de líneas nebulares de [O II]. Por otra parte, Baldwin et al. (1991) determinaron para una posición de rendija muy cercana (su posición 2) una $n_e \sim 5600 \text{ cm}^{-3}$. Por último, Esteban et al. (1998) adoptaron un promedio de $n_e \sim 5700 \text{ cm}^{-3}$ a partir de los mismos diagnósticos de densidad utilizados en este trabajo. Como se puede apreciar, la densidad adoptada en este trabajo es superior a estos valores, aunque consistente en orden de magnitud.

Las determinaciones de $T_e([\text{O III}])$ en la literatura son muy parecidas con la obtenida en este trabajo (ver Tabla 4.5), exceptuando el valor obtenido por Baldwin et al. (1991) que es ligeramente superior. Por otra parte, los valores de $T_e([\text{N II}])$ en la literatura –9750–10650 K– son, en general, consistentes con el valor encontrado en este trabajo –10150 K–, aunque son algo superiores al valor adoptado para $T_e(\text{baja})$ –9600 K–.

La única determinación previa de $T_e(\text{H I})$ a partir de la medición del salto de Balmer disponible en la literatura es la de Esteban et al. (1998). Estos autores derivaron un valor de $T_e(\text{H I}) = 8390 \pm 800 \text{ K}$, en bastante buen acuerdo con el obtenido en este trabajo. Por otro lado, Reifenstein et al. (1970) y Shaver et al. (1983) obtuvieron valores extremos de $T_e(\text{H I})$ a partir de líneas de recombinación en radio de 7000 y 8900 K respectivamente.

NGC 3603

Melnick et al. (1989) realizaron espectrofotometría en una posición no especificada de NGC 3603; recalculando la densidad electrónica obtenida a partir de sus datos y el conjunto de datos atómicos asumidos en este trabajo, hemos obtenido $n_e = 4950 \text{ cm}^{-3}$. Por otro lado, el valor obtenido por Tapia et al. (2001) para su posición 2 (la más cercana a la nuestra) es mucho menor (690 cm^{-3}) que el aquí adoptado. A partir de sus datos espectroscópicos en NGC 3603, Girardi et al. (1997) sólo fueron capaces de dar un límite superior de 1100 cm^{-3} a la densidad electrónica en esta región.

Las determinaciones de temperatura son también bastante dispares debido a la dificultad de medir líneas aurales de [O III] y [N II] con buena relación señal a ruido en esta región. De hecho, este trabajo es el primero en el que se determinan consistentemente las condiciones físicas para NGC 3603 a partir de varios diagnósticos de densidad y temperatura. Melnick et al. (1989) adoptaron un valor de 9900 K para

$T_e([\text{O III}])$ ⁵. Girardi et al. (1997) no pudieron medir las líneas aurales de $[\text{O III}]$ y $[\text{N II}]$, con lo que asumieron la T_e derivada por Melnick et al. (1989). Del mismo modo, Tapia et al. (2001) tampoco pudieron medir las líneas aurales, con lo que asumieron una T_e uniforme para toda la región H II de 9000 K.

Esta es la primera vez que se obtiene la $T_e(\text{H I})$ a partir de espectrofotometría óptica para NGC 3603. Caswell y Haynes (1987) obtuvieron una temperatura electrónica coincidente con la nuestra ($T_e(\text{H I}) = 6900 \text{ K}$) para NGC 3603 a partir de datos en radio.

S 311

La mayoría de los estudios espectrofotométricos realizados para esta nebulosa se centran en posiciones de rendija relativamente alejadas de la nuestra (Hawley 1978; Peimbert et al. 1978). En cambio, en el trabajo de Shaver et al. (1983), su posición 2 es muy cercana a la nuestra. Estos autores calcularon densidades ($n_e([\text{S II}])$) entre los 200 y los 500 cm^{-3} , lo cual es consistente con nuestros resultados y parece indicar cierta homogeneidad en la densidad electrónica del gas en esta región⁶.

Peimbert et al. (1978) obtuvieron unos valores –promedio de sus posiciones de rendija– de $T_e([\text{O III}]) \sim 11150 \text{ K}$ y $T_e([\text{N II}]) \sim 12600 \text{ K}$, que son mucho mayores que los obtenidos en este trabajo; de hecho, estos autores señalan como dudosa la determinación de $T_e([\text{N II}])$ debido, probablemente, a la gran incertidumbre en la medida de la línea auroral $[\text{N II}] \lambda 5754$; teniendo esto en cuenta, es posible que una incertidumbre mayor de la asumida para la línea nebulosa pueda ser la causante de la alta $T_e([\text{O III}])$ encontrada. Por otra parte, Shaver et al. (1983) determinaron valores ligeramente menores a los nuestros: $T_e([\text{O III}]) \sim 8700 \text{ K}$ y $T_e([\text{N II}])$ entre 8400 y 9400 K. De todas formas, estos valores no fueron asumidos para el cálculo de abundancias en esta región H II –debido a la gran incertidumbre observacional que presentaba la medida de las líneas aurales de $[\text{O III}] \lambda 4363$ y $[\text{N II}] \lambda 5754$ – con lo que usaron una calibración teórica entre la T_e obtenida a partir de líneas de recombinación de radio y $T_e([\text{O III}])$ y $T_e([\text{O II}])$. Por último, Hawley (1978) no pudo medir las líneas aurales de $[\text{O III}] \lambda 4363$ y $[\text{N II}] \lambda 5754$ por lo que asumió T_e determinadas a partir de modelos de fotoionización sencillos.

⁵Recalculando este valor usando los datos atómicos adoptados en este trabajo hemos obtenido $T_e([\text{O III}]) = 8150 \text{ K}$, lo que nos lleva a pensar que, o bien los datos atómicos usados por estos autores son erróneos, o bien hay algún error en las intensidades de líneas publicadas en este trabajo. Un test sencillo para comprobar esto consiste en determinar las abundancias de O^{++} a partir de las líneas individuales de $[\text{O III}]$ y ver si son consistentes con lo publicado en el trabajo; esta simple inspección nos deja ver que el valor publicado del flujo con respecto a $\text{H}\beta$ para la línea auroral $[\text{O III}] \lambda 4363$ es aproximadamente la mitad del esperado para que la abundancia obtenida a partir de la línea auroral de $[\text{O III}]$ sea consistente con la obtenida a partir de las líneas nebulares $[\text{O III}] \lambda \lambda 4959, 5007$ – y con la adoptada.

⁶Los valores de n_e obtenidos por Hawley (1978) para sus posiciones 1 y 2 son: 1500 cm^{-3} y 400 cm^{-3} , respectivamente, pero rehaciendo los cálculos usando datos atómicos actualizados hemos obtenido valores de $n_e = 700$ y 200 cm^{-3} , que son más consistentes con el valor medido en nuestro trabajo, a pesar de las diferentes posiciones de rendija relativas a la nuestra.

TABLA 4.5 Valores de las condiciones físicas del plasma disponibles en la literatura^a.

Objeto	n_e (cm^{-3})		T_e (baja) (K)		T_e (alta) (K)		$T_e(\text{H I})$ (K)		
	Este trabajo	Literatura	Este trabajo	Literatura	Este trabajo	Literatura	Este trabajo	Literatura	Literatura
M16	1120	1000 (1) 1350 (2)	8350	8500 (2)	7850	7700 (1)	5950	—	610 690
M8	1800	2240 (5) 1950 (2) 2500 (6) 1750 (7)	8500	8450 (5) 8550 (6) 8550 (6) 8250 (7)	8150	8600 (5) 8400 (6) 8400 (6) 8050 (7)	6850	6600 (5)	730
M17	470	605 (8) 520 (9) 650–740 (2) 600 (10)	8870	9500 (8) 8770 (9) 9100–9500 (2) 7900 (10)	8050	7975 (8) 8210 (9) 8100–8300 (2) 8200 (10)	6510	—	640 780
M20	270	250–800 (11) 230 (12) 100–300 (13) 120–360 (2) 150–300 (1)	8400	8600 (1) 8300–8600 (2)	7980	—	5850	—	730
NGC 3576	2300	150–1000 () 1300–2700 (10)	8400	8600–8800 (14) 8500 (10)	8500	7650–8400 (14) 8850 (10)	6900	8070 (10)	750 825
Orión	7800	5000 (16) 5700 (17) 5600 (18)	9600	9750 (16) 10710 (17) 10600 (18)	8320	8500 (16) 8350 (17) 9300 (18)	7930	8390 (17)	700 890
NGC 3603	3400	690 (19) 4950 (20)	11400	—	9030	9900 (20)	7930	—	690
S 311	310	200–500 (1, 4, 21)	9550	12600 (21) 8400–9400 (1)	9050	11150 (21) 8700 (1)	9180	—	780

^a (1): Hawley (1978), (2): Rodríguez (1999a), (3): Reifenstein et al. (1970), (4): Shaver et al. (1983), (5): Sánchez y Peimbert (1991), (6): Peimbert et al. (1993a), (7): Esteban et al. (1999b), (8): Peimbert et al. (1992), (9): Esteban et al. (1999a), (10): Tsamis et al. (2003), (11): Bohuski (1973b), (12): Lynds y O’Neil (1985), (13): Copetti et al. (2000), (14): Girardi et al. (1997), (15): Caswell y Haynes (1987), (16): Peimbert y Torres-Peimbert (1977), (17): Esteban et al. (1998), (18): Baldwin et al. (1991), (19): Tapia et al. (2001), (20): Melnick et al. (1989), (21): Peimbert et al. (1978).

Al igual que en varias de las regiones H II de este trabajo, esta es la primera vez que se calcula $T_e(\text{H I})$ a partir de las discontinuidades de Balmer y Paschen para este objeto, aunque en este caso puede que estas determinaciones estén afectadas por luz estelar reflejada por polvo (ver § 4.6 y García-Rojas et al. 2005). Por otra parte, Shaver et al. (1983) obtuvieron un valor de $T_e(\text{H I}) = 7800$ K, bastante menor al promedio obtenido en este trabajo.

4.6 Efectos de luz estelar dispersada por polvo.

Como se puede comprobar en la Tabla B.1, el valor de $t^2(\text{Bac/Pac-LEC})$ calculado para S 311, es mucho menor que el resto de valores. Una de las posibles explicaciones a este efecto es que el continuo nebular pueda estar afectado por luz dispersada por polvo. Para explorar esta posibilidad calculamos la contribución atómica del continuo –que incluye los continuos libre–libre y ligado–libre de los átomos de H y He, así como la contribución del continuo por dos fotones– usando los cálculos de Brown y Mathews (1970) para $T_e = 7620$ K, $n_e = 310 \text{ cm}^{-3}$ y $\text{He}^+/\text{H}^+ = 0.0795$ (ver § 5.1). La tem-

peratura de 7620 K es la que implica que el valor de $t^2(\text{Bac}/\text{Pac-LEC})$ sea igual al valor final adoptado. En la Tabla 4.6 se muestran los continuos observados y teóricos, así como la contribución de luz dispersada calculada. A partir de estos datos es fácil calcular la contribución de luz dispersada por polvo cerca de las líneas de Balmer y de los saltos de Balmer y Paschen. Incluyendo las incertidumbres observacionales, hemos encontrado que una contribución entre el 10 y el 30% de luz dispersada por polvo en la zona del salto de Balmer es suficiente para explicar la alta T_e obtenida a partir del salto de Balmer y, por tanto el bajo $t^2(\text{Bac-LEC})$. En la Figura 4.20, mostramos los saltos de Balmer y Paschen para estrellas de tipo O3 a O9.5 enanas y supergigantes, obtenidos modelando la distribución espectral de flujo en el óptico usando FATWIND, un código de atmósferas con simetría esférica en no equilibrio termodinámico local (NLTE) desarrollado por Santolaya-Rey et al. (1997); Puls et al. (2005), y las correspondientes T_{eff} y $\log g$ determinadas a partir de las calibraciones de Martins et al. (2005). Dado que la estrella ionizante de S 311 –HD 64315– es una O6e de la secuencia principal, hemos obtenido, a partir de los modelos estelares calculados, que el salto de Balmer para HD 64315 debe de ser aproximadamente un 10% del continuo estelar. Por otra parte, nuestra posición de rendija está lejos de HD 64315 ($126''$) y otras estrellas O tardías y B tempranas podrían contribuir al continuo de luz dispersada, con lo que las contribuciones a las discontinuidades podrían ser aún mayores y, por lo tanto, la determinación de la temperatura nebular disminuiría. De hecho, Feinstein y Vazquez (1989) encontraron una estrella B8.5 cerca de nuestra posición de rendija (etiquetada como NGC 2467–12). A partir de los datos de la Tabla 4.6 se puede ver, como era esperado, que la luz dispersada por polvo aumenta monotónicamente hacia el azul. El resto de objetos de nuestra muestra son también susceptibles de que haya contribución de luz dispersada por polvo en las zonas de los saltos de Balmer y Paschen (en menor medida), aunque sólo parece afectar significativamente en M8, en donde la posición de rendija está muy cerca de la principal fuente de ionización (Herschel 36, O7.5V) de la zona estudiada de la nebulosa (el Reloj de Arena). En este caso, la forma de la distribución espectral de la luz dispersada por polvo correspondería a una estrella entre B1 y B3. En el resto de nuestros objetos, la luz reflejada por polvo no parece haber afectado significativamente la determinación de las temperaturas electrónicas a partir de los saltos de Balmer y Paschen. Un estudio más detallado de las propiedades del polvo en estos objetos (albedo, enrojecimiento y distribución geométrica) sería necesario para resolver este problema de forma adecuada, aunque está fuera de los objetivos de esta tesis. Por otra parte, queda claro que a la hora de calcular las temperaturas electrónicas a partir de los saltos de Balmer y Paschen, la contribución del continuo estelar es muy importante en el caso del estudio de regiones H II extragalácticas, con lo que es esencial el desarrollo de buenos modelos de síntesis espectral de poblaciones, sobre todo en el caso de regiones de alta metalicidad, para las que estos modelos están aún por desarrollar (A. Díaz, comunicación privada).

En el caso de M20, nuestra posición de rendija está situada sobre una zona brillante muy cercana a la principal fuente de ionización, HD 164492 ($17''$ N y $10''$ E). Esta zona brillante está situada justo en el borde de una de las nubes de polvo que cruza la nebulosa. Por lo tanto, no es extraño que la contribución de luz dispersada por polvo en el espectro de M20 sea especialmente alta. Esto se puede apreciar en los rasgos

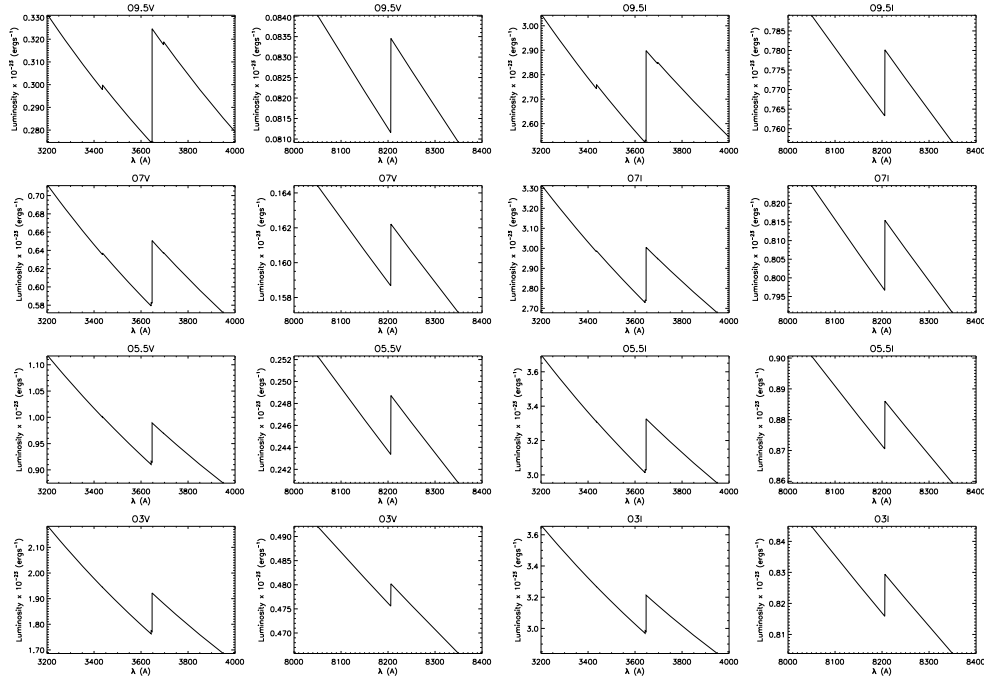


FIGURA 4.20 Saltos de Balmer y Paschen en distintos tipos espectrales de estrellas. De arriba a abajo y de izquierda a derecha: O9.5, O7, O5.5, O3 enanas (clase de luminosidad V) y supergigantes (clase de luminosidad I). Se puede apreciar que los saltos de Balmer y Paschen aumentan de $\sim 5\%$ en las estrellas O3V a $\sim 15\%$ en las O9.5. Modelos cedidos gentilmente por Sergio Simón-Díaz.

de absorción presentes en las Figura 4.21, donde se detectan absorciones estelares de He II a $\lambda\lambda 4200, 4542$ y 4686 , así como absorciones en las líneas de Balmer de H I.

En la Tabla 4.6 mostramos el continuo observado y esperado, así como la estimación de luz dispersada para diferentes longitudes de onda, de forma similar a lo realizado en S 311. Al igual que en S 311, como se espera para las propiedades normales del polvo, la luz dispersada aumenta monótonicamente hacia longitudes de onda más azules. Usando las anchuras equivalentes observadas para las líneas de He II de absorción, podemos estimar la fracción de luz dispersada por polvo usando la expresión dada por Sánchez y Peimbert (1991):

$$\frac{i_d(\lambda)}{i} = \frac{\sum EW(M20)}{\sum EW(HD 164492)} \quad (4.8)$$

donde $i_d(\lambda)/i$ es la fracción de luz dispersada por polvo en M20 con respecto a la emisión total de HD 164492 para un rango de longitudes de onda dado. A partir de esta expresión, hemos obtenido $i_d/i = 0.54 \pm 0.09$; por otra parte, la fracción de luz dispersada en el continuo nebuloso con respecto al observado en el rango $4200\text{--}4850 \text{ \AA}$ en

TABLA 4.6 Determinaciones del continuo en S 311 y M20^a.

$\lambda(\text{\AA})$	$\log(j(\lambda))/I(\text{H}\beta)$		
	Atómico	Observado	Luz dispersada
S 311			
3640	-2.235	-2.106 ± 0.009	-2.699 ± 0.033
3670	-3.057	-2.469 ± 0.025	-2.598 ± 0.033
4110	-3.185	-2.577 ± 0.024	-2.700 ± 0.031
4350	-3.213	-2.676 ± 0.022	-2.825 ± 0.031
4850	-3.245	-2.767 ± 0.015	-2.943 ± 0.022
6550	-3.310	-2.870 ± 0.013	-3.066 ± 0.020
8190	-3.354	-3.059 ± 0.004	-3.367 ± 0.009
8260	-3.883	-3.262 ± 0.003	-3.381 ± 0.004
M20			
3640	-2.179	-1.528 ± 0.007	-1.638 ± 0.008
3670	-3.094	-1.634 ± 0.004	-1.649 ± 0.004
4110	-3.246	-1.733 ± 0.003	-1.746 ± 0.003
4350	-3.281	-1.818 ± 0.004	-1.833 ± 0.004
4850	-3.316	-2.007 ± 0.004	-2.029 ± 0.004
6570	-3.346	-2.370 ± 0.006	-2.419 ± 0.008
8175	-3.332	-2.674 ± 0.002	-2.783 ± 0.003
8260	-4.001	-2.678 ± 0.008	-2.957 ± 0.015

^a en unidades de (\AA^{-1})

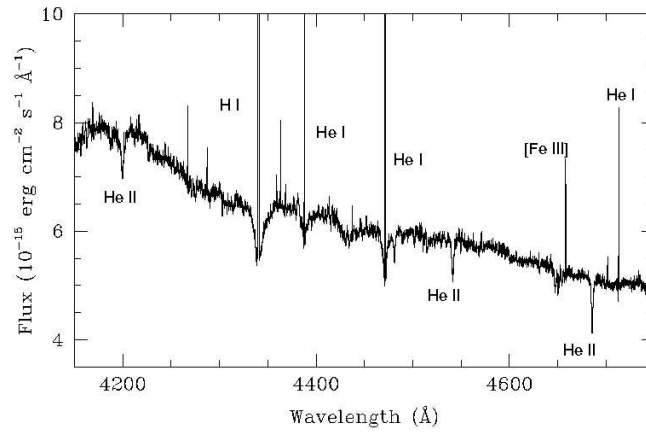


FIGURA 4.21 Sección del espectro echelle de M20 mostrando las líneas de absorción de He II $\lambda\lambda 4200, 4542$ y 4686 .

M20 es de 0.96 ± 0.01 . O'Dell et al. (1966) mostraron que el cociente efectivo de polvo a gas es 5 veces mayor en M20 que en otras nebulosas o en el medio interestelar; además,

Robledo-Rella (2002) indicó que el continuo nebular en M20 se encuentra fuertemente dominado por la contribución de luz dispersada por polvo. Estos resultados están de acuerdo con la alta fracción de luz dispersada observada en el continuo de M20, que puede ser debida a la cercanía de nuestra posición de rendija a HD 164492, aunque no hay que descartar que otras fuentes cercanas puedan estar contribuyendo al continuo observado.

4.7 Líneas de deuterio.

Hemos detectado varias líneas de deuterio de la serie de Balmer –que aparecen como líneas muy débiles en las alas azules de las correspondientes líneas de Balmer de H I– en varias de las regiones H II estudiadas (M16, M8, M20 y S 311, ver Figura 4.22). Para S 311, es la primera vez que se detectan estas líneas. El desplazamiento aparente en velocidad radial de estas líneas con respecto a las líneas de hidrógeno es similar a la que produciría el desplazamiento isotópico del deuterio (-81.6 km s^{-1}). Hemos descartado que estas líneas sean componentes de alta velocidad debido a las siguientes razones:

- No hemos encontrado líneas desplazadas al azul en las alas de las líneas brillantes de [N II], [O II] y [O III], indicando que estos rasgos débiles en las alas azules de las líneas de H I no pueden provenir de la emisión de material ionizado moviéndose a alta velocidad con respecto a la componente principal del gas.
- Estas líneas son más estrechas ($\text{FWHM} \leq 10 \text{ km s}^{-1}$) que las líneas de H I ($\text{FWHM} \sim 20 \text{ km s}^{-1}$). La anchura a media altura –FWHM– se ha calculado a partir de ajustes gaussianos, después de corregir por la contribución subyacente del ala azul de la correspondiente línea de Balmer de H I (ver Figura 4.4), y tras abstraer cuadráticamente la anchura instrumental. A pesar de la relativamente baja resolución en velocidad de nuestros espectros, que no es suficiente para calcular con precisión el valor del ensanchamiento térmico de las líneas de deuterio (los dos puntos en la FWHM indican una gran incertidumbre, y los valores bajos de la FWHM de las líneas de deuterio son debidos a que las anchuras de estas líneas son del orden de la anchura instrumental), es suficiente para comparar cualitativamente con los valores de anchura de las líneas de Balmer de H I (ver Table 4.7). Este resultado apoya la idea de que las líneas de deuterio provienen de una zona de material más frío –con menor velocidad térmica–, probablemente la zona dominada por fotones o PDR (del inglés *Photon Dominated Region*) (Hébrard et al. 2000a).

Hébrard et al. (2000a) fueron los primeros en detectar e identificar líneas de deuterio de la serie de Balmer en una región H II. Estos autores confirmaron la detección de líneas de deuterio de la serie de Balmer (hasta $D\eta$) en la Nebulosa de Orión. Posteriormente, Hébrard et al. (2000b) identificaron al menos $D\alpha$ y $D\beta$ en cuatro regiones H II más (M8, M16, M20 y DEM S 4103, en la Pequeña Nube de Magallanes), y confirmaron la fluorescencia como el principal mecanismo a la hora de excitar el D I, siendo la recombinación despreciable. Los cocientes $D \text{ I}/\text{H I}$ presentados en la Tabla 4.7 corresponden a cocientes de intensidad y son un límite superior al cociente de abundancias

debido a que además de la recombinación, las intensidades de las líneas de D I incluyen la contribución por fluorescencia que, como hemos indicado, es mucho mayor que la debida a recombinación.

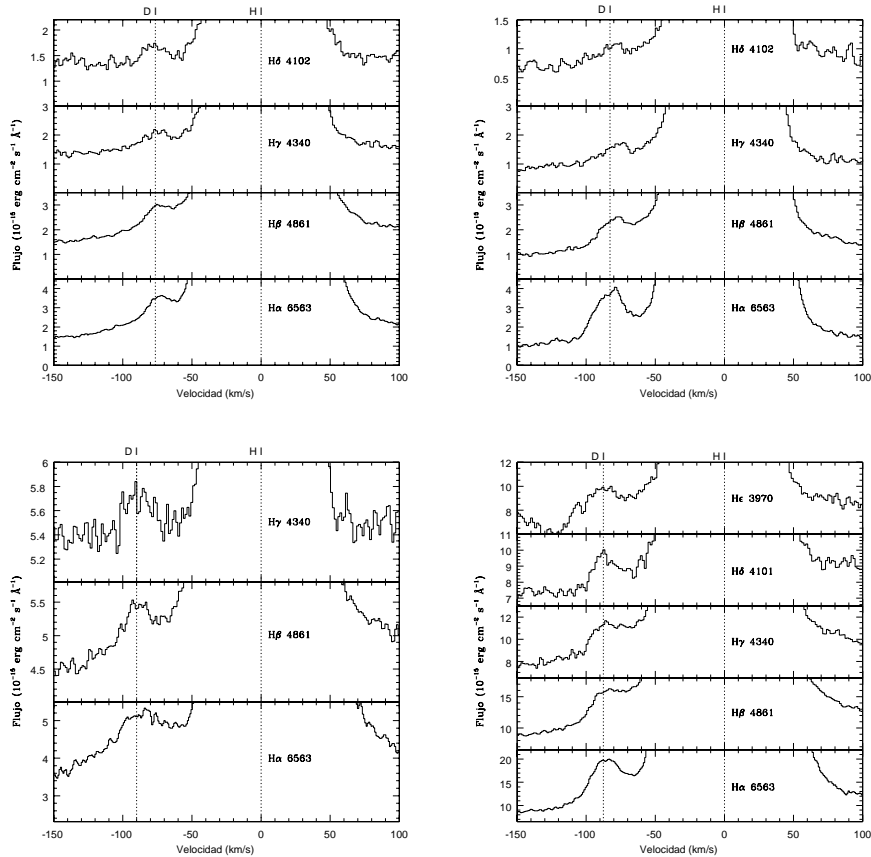


FIGURA 4.22 Alas de $H\alpha$ a $H\delta$ en M16 (arriba a la izquierda) y en S 311 (arriba-derecha), de $H\alpha$ a $H\gamma$ en M20 (abajo-izquierda) y de $H\alpha$ a $H\epsilon$ en M8 (abajo-derecha). Las líneas están centradas a velocidad 0 km s^{-1} . Las líneas punteadas a la izquierda corresponden a la longitud de onda promedio adoptada para las líneas de D I para cada nebulosa.

Por otro lado, O'Dell et al. (2001) presentaron observaciones y un modelo para la emisión de las líneas de deuterio en la Nebulosa de Orión, y llegaron a la conclusión de que estas líneas son producidas por excitación fluorescente de los estados energéticos más altos debida a la radiación del ultravioleta lejano de la estrella ionizante. Para reforzar las conclusiones sobre la naturaleza de la emisión de líneas de Balmer de D I, hemos comparado los decrementos de Balmer de las líneas de H I y D I observados en nuestros espectros con los modelos presentados por O'Dell et al. (2001) para la

TABLA 4.7 Características de las líneas de D I observadas en nuestra muestra de regiones H II.

línea	Δv D I (km s ⁻¹)	FWHM D I (km s ⁻¹)	FWHM H I (km s ⁻¹)	D I/H I $\times 10^{-4}$
M16				
α	-75.4	<10:	24	1.0 \pm 0.3
β	-76.5	<10:	24	3.2 \pm 0.9
γ	-76.7	<10:	24	6.4 \pm 2.4
δ	-77.5	<10:	24	8.2:
M8				
α	-87.3	< 10:	24	2.9 \pm 0.2
β	-87.6	< 10:	19	3.6 \pm 0.5
γ	-87.7	< 10:	19	4.1 \pm 1.0
δ	-87.7	< 10:	19	6.5 \pm 2.0
ϵ	-87.6	< 10:	19	8.8 \pm 3.0
M20				
α	-92.7	<10:	25	2.0 \pm 0.4
β	-90.7	<10:	20	3.9 \pm 1.5
γ	-89.1	<10:	21	4.7:
S 311				
α	-83.6	<10:	20	7.0 \pm 0.7
β	-81.4	<10:	20	8.5 \pm 1.6
γ	-80.1	<10:	20	9.4 \pm 2.1
δ	-85.5	<10:	21	12.9 \pm 3.9

Nebulosa de Orión. En la figura 4.23 se puede ver que los decrementos Balmer de H I y D I, para todos los objetos de la Tabla 4.7, ajustan muy bien el modelo estándar de fluorescencia de O'Dell et al. (2001). Por lo tanto, la fluorescencia debe ser el mecanismo principal de excitación de las líneas de Balmer de D I observadas en nuestros espectros. En S 311 los cocientes $D\alpha/H\alpha$ y $D\beta/H\beta$ son algo mayores que en el caso de la Nebulosa de Orión. Teniendo en cuenta el modelo desarrollado por O'Dell et al. (2001), y que los tipos espectrales de las estrellas ionizantes de ambas nebulosas (S 311 y la Nebulosa de Orión) son similares, esto puede ser debido a una contribución adicional de radiación UV de otras estrellas cercanas más frías o a una menor extinción por granos de polvo en el UV en S 311.

4.7.1 El caso de M17.

Hébrard et al. (2000b) identificaron los rasgos débiles detectados en las alas azules de las líneas de Balmer de H I como componentes de alta velocidad de hidrógeno, principalmente debido a la presencia de rasgos muy similares en las alas de LEC de [N II], [O II] y [O III].

En nuestro caso, hemos encontrado líneas de emisión en las alas azules de las líneas de Balmer de H I –de $H\alpha$ a $H\delta$ –, con un desplazamiento aparente en velocidad de –

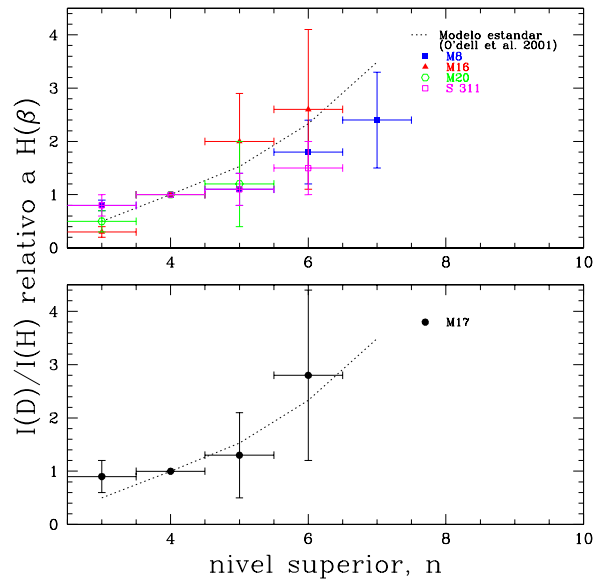


FIGURA 4.23 Comparación de los cocientes $D\ I/H\ I$ normalizados al cociente $D\beta/H\beta$ con el modelo estándar de emisión del deuterio propuesto por O'Dell et al. (2001). El panel de arriba muestra las 4 regiones H II en las que se han detectado líneas de D I. El panel inferior muestra la misma relación para los rasgos detectados en M17 que, aunque parecen seguir el modelo, teniendo en cuenta los errores, el cociente $D\ I/H\ I$ también se puede mantener constante (ver texto).

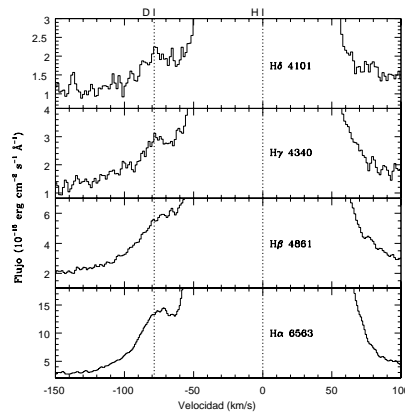


FIGURA 4.24 Gráfica similar a la Figura 4.22 para M17. Es posible que estas líneas no correspondan a la serie de Balmer de D I.

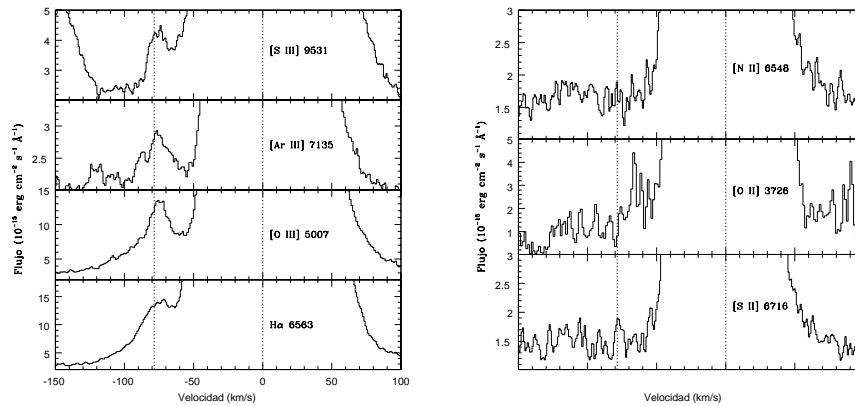


FIGURA 4.25 Alas de las líneas de $H\alpha$, $[O\ III]\ \lambda 5007$, $[Ar\ III]\ \lambda 7135$, y $[S\ III]\ \lambda 9531$ (panel izquierdo), y de $[O\ II]\ \lambda 3726$, $[S\ II]\ \lambda 6716$, y $[N\ II]\ \lambda 6548$ (panel derecho). La línea punteada corresponde a la longitud de onda media adoptada para las líneas en las alas azules de las líneas de H I.

$78.5\ \text{km s}^{-1}$, que es muy similar al desplazamiento isotópico del deuterio $-81.6\ \text{km s}^{-1}$. También hemos encontrado que dos líneas de $[O\ III]\ -\lambda\lambda 4959, 5007-$, dos de $[Ar\ III]\ -\lambda\lambda 7135, 7751-$ y dos de $[S\ III]\ -\lambda\lambda 9069, 9531-$ presentan contrapartidas a $\sim -74, -77$ y $-78\ \text{km s}^{-1}$, respectivamente (ver panel izquierdo de la Figura 4.25). Estas contrapartidas no se detectaron en las alas azules de las líneas de $[N\ II]$, $[O\ II]$ y $[S\ II]$ (ver panel derecho de la Figura 4.25). A pesar de que las razones D I/H I parecen ajustar el modelo de fluorescencia de O’Dell et al. (2001) (ver Figura 4.23), los errores son tan grandes que es posible que el cociente sea en realidad constante, como debería corresponder en caso de ser componentes de alta velocidad de H I. Por otro lado, también resulta confuso el hecho de que la anchura de los rasgos encontrados al azul de las líneas de H I sea menor que la de las líneas de H I, como las líneas típicas de D I, pero este puede ser un efecto debido a la poca resolución en velocidad de la que disponemos en nuestros espectros.

Por lo tanto, a partir de los datos disponibles no podemos afirmar que los rasgos encontrados al azul de las líneas de Balmer de H I sean líneas de Balmer de D I, aunque es posible que sean un solapamiento de líneas de emisión de D I y componentes de alta velocidad del gas desplazadas al azul.

4.8 Componentes cinemáticas en NGC 3603.

Hemos detectado líneas de emisión débiles en las alas rojas de las líneas correspondientes a los iones de mayor potencial de ionización en el espectro de NGC 3603: $[Ar\ IV]\ -40.74\ \text{eV}-$ y $[Cl\ IV]\ -39.61\ \text{eV}-$. Estas líneas están desplazadas hacia el rojo con respecto a las de $[Ar\ IV]\ \sim 36\ \text{km s}^{-1}$, y con respecto a las de $[Cl\ IV]\ \sim 33\ \text{km s}^{-1}$ (ver Figura 4.26). La anchura a media altura (FWHM) de estas presuntas compo-

mentes de alta velocidad es similar ($\sim 18 \text{ km s}^{-1}$) a las de la componente principal. Esta componente desplazada hacia el rojo también se detecta en los perfiles de otras líneas, pero es mucho menos evidente, y el contraste entre la componente secundaria y la principal decae con el potencial de ionización del ión que produce la línea (ver Figura 4.27). Esto indica que la componente de velocidad desplazada al rojo consiste en gas alejándose de nosotros con un mayor grado de ionización que la componente principal del gas. Una componente adicional de velocidad desplazada al azul parece estar presente en las líneas de los iones de menor potencial de ionización, como [N II] y [S II] (ver Figura 4.27).

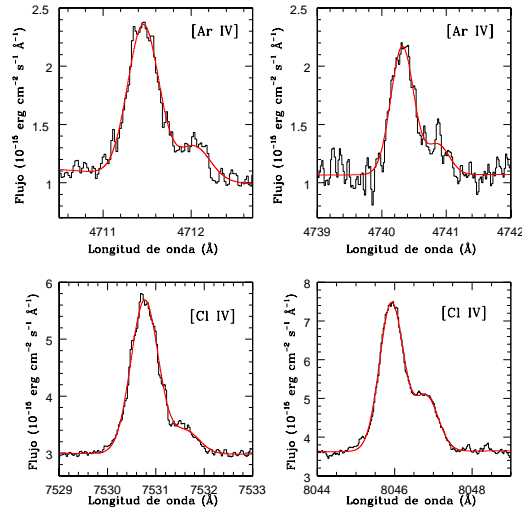


FIGURA 4.26 Componentes en velocidad en las alas de las líneas de [Ar IV] y [Cl IV] en NGC 3603. En rojo se muestran los ajustes gaussianos a cada componente.

Clayton (1990) obtuvo perfiles de alta resolución de la línea de [O III] $\lambda 5007$ en diferentes zonas de NGC 3603, encontrando una clara componente de velocidad al rojo en la mayoría de la extensión espacial cubierta. En las cercanías de nuestra posición de rendija, este autor encontró que esta componente muestra un desplazamiento en velocidad hacia el rojo entre 30 y 40 km s^{-1} con respecto a la componente principal, valores que son consistentes con lo que hemos encontrado nosotros. Este autor también indicó que, al igual que en muchas regiones H II gigantes, los movimientos del gas en NGC 3603 son muy complejos y pueden ser interpretados como el producto de varias estructuras diferentes que se están expandiendo con velocidades de hasta 100 km s^{-1} .

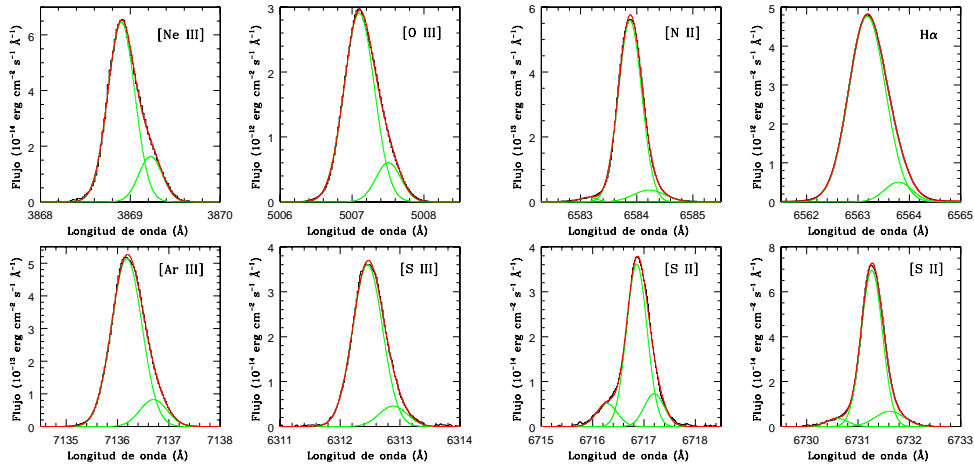


FIGURA 4.27 Componentes de velocidad en líneas de [Ne III], [O III], [Ar III], [S III], [N II], [S II] y H α en NGC 3603. El potencial de ionización de los iones que producen las líneas decrece de arriba a abajo y de izquierda a derecha. En verde se muestran las gaussianas ajustadas a cada una de las componentes; en rojo, se muestra el ajuste global a la línea.

Cálculo de abundancias

La gran calidad de nuestros espectros (alta relación señal a ruido y resolución espectral) y el gran rango espectral cubierto nos ha permitido determinar con gran fiabilidad las abundancias de varios iones en nuestra muestra de regiones H II a partir de distintos tipos de líneas de emisión, tanto de recombinación, como de excitación colisional. En este capítulo presentamos los resultados de abundancias obtenidos a partir de los diferentes tipos de líneas y discutimos algunas de las implicaciones que conllevan en la física de las regiones H II.

5.1 Abundancia de He⁺.

El espectro de recombinación de He I es muy rico en nuestra muestra de regiones H II. En cada uno de nuestros objetos hemos medido varias decenas de líneas de He I siendo, probablemente, la colección más importante de líneas de He I obtenida hasta la fecha para regiones H II. Por otra parte, la abundancia de He⁺ se ha determinado tradicionalmente a partir de unas pocas líneas de He I

Las líneas de He I se forman principalmente por recombinación, pero pueden estar afectadas por efectos de excitación colisional y de autoabsorción. El cociente He⁺/H⁺ se ha determinado usando los coeficientes de recombinación de Storey y Hummer (1995) para H I y de Benjamin et al. (1999) para He I. La contribución colisional fue estimada usando los datos de Sawey y Berrington (1993) y de Kingdon y Ferland (1995a), y los efectos de profundidad óptica en las transiciones entre tripletes fueron estimados a través del programa desarrollado para tal efecto por Benjamin et al. (2002).

Para determinar el valor de He⁺/H⁺, hemos usado entre 11 y 12 líneas de He I. Cada uno de los cocientes He I/H I usados depende de n_e , T_e , el cociente He⁺/H⁺ y de la profundidad óptica a 3889 Å (τ_{3889}), y cada dependencia es diferente. Para resolver este conjunto de ecuaciones con 4 incógnitas, hemos usado un método de máxima verosimilitud (test χ^2) desarrollado por Peimbert et al. (2000) en el que el mejor valor para χ^2 viene dado por:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left[\frac{1 - \langle N(\text{He}^+) \rangle / N[\text{He}^+(\lambda_i, T_e, n_e, \tau_{3889})]}{\sigma(\lambda_i) / I(\lambda_i)} \right]^2, \quad (5.1)$$

donde $\sigma(\lambda_i)$ es el error absoluto en la medida de la línea (ver tablas del apéndice A), n es el número de líneas consideradas y $N[\text{He}^+(\lambda_i, T_e, n_e, \tau_{3889})]$ es la abundancia calculada

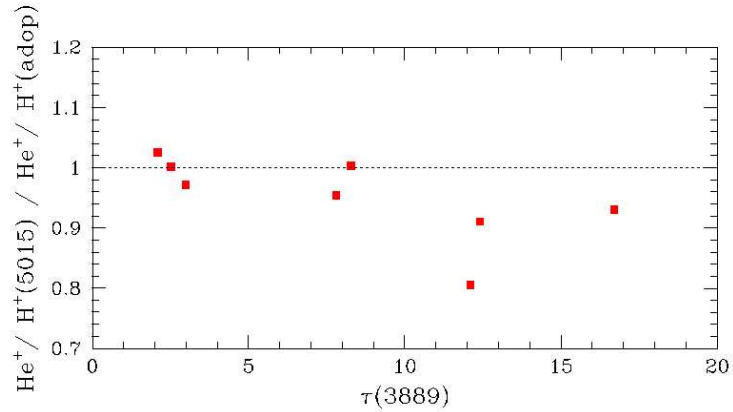


FIGURA 5.1 Correlación entre el cociente de abundancia de He^+ dada por la línea de He I $\lambda 5015.68$ y la finalmente adoptada con la profundidad óptica $\tau(3889)$. Los errores no se han tenido en cuenta porque son mucho menores que la dispersión.

a partir de cada línea usando los parámetros dados. La temperatura electrónica, T_e , usada para la determinación de la abundancia de He^+ se calcula a partir de la ecuación 1.48, y se impone como condición que la densidad electrónica, n_e , sea la determinada a partir de las LEC.

La mayor fuente de error en la determinación de la abundancia de He^+ es la incertidumbre en la determinación de la profundidad óptica en la línea He I $\lambda 3888.65$, τ_{3889} . Los efectos de autoabsorción del nivel 2^3S pueden afectar a la determinación de la abundancia a partir de transiciones entre tripletes y, en principio, no deben afectar a las transiciones entre singletes. De todas formas, en los casos en que $\tau(3889)$ sea elevada, las correcciones que se introducen son muy altas e inciertas. De hecho algunos autores recomiendan no confiar mucho en los valores de $\tau(3889)$ cuando sean > 5.0 (Peimbert 2003). Es posible que este efecto sea causado por la no-esfericidad de nuestros objetos, ya que los cálculos de Benjamin et al. (2002) fueron realizados asumiendo geometría esférica. Un problema adicional en estos casos es la opacidad en la línea He I $\lambda 5015.68$. El código que calcula la abundancia de He^+ mediante el método de máxima verosimilitud no incluye los posibles efectos de autoabsorción del nivel 2^1S . De hecho, en los objetos en los que $\tau(3889)$ sea alto, probablemente sea necesaria una corrección adicional a la intensidad de He I $\lambda 5015.68$. En la Figura 5.1 hemos representado el cociente entre las abundancias de He^+ obtenidas a partir de la línea He I $\lambda 5015.68$ y la adoptada; se ve claramente que hay una tendencia a que este cociente se desvie más de la unidad a medida que aumenta la profundidad óptica $\tau(3889)$, lo cual indica que en los objetos en los que $\tau(3889) > 10$ los efectos de autoabsorción del nivel 2^1S dejan de ser despreciables y que hay cierta correlación entre ambas profundidades ópticas.

Hemos utilizado las líneas de He I mostradas en la Tabla B.3 para determinar la abundancia de He^+ en cada una de las nebulosas de nuestra muestra. La elección de estas líneas sigue una serie de criterios sencillos: a) son las líneas de He I más

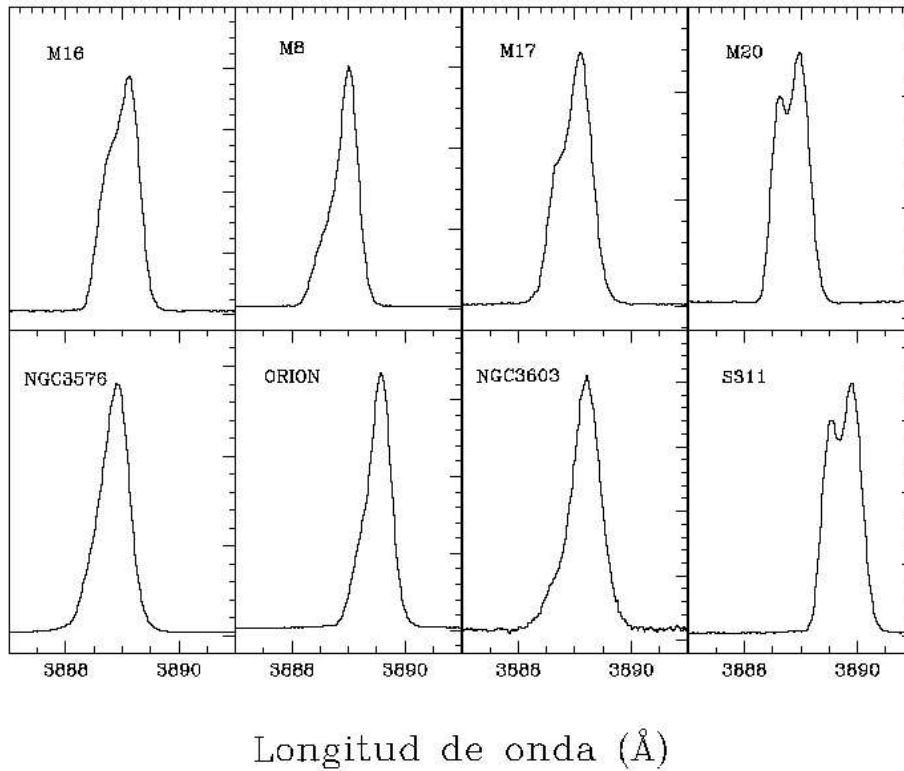


FIGURA 5.2 Solapamiento de las líneas de He I λ 3888. (izquierda) + H I 3889. (derecha).

brillantes detectadas en nuestros espectros; b) la línea He I λ 5015.68 fue descartada por lo indicado en el párrafo anterior; c) la línea de He I λ 3888.65 sólo fue usada en los casos en los que pudo ser separada apropiadamente de la línea de H I H δ (ver Figura 5.2), salvo en los casos de NGC 3576 y la Nebulosa de Orión.

En los casos de la Nebulosa de Orión y NGC 3576, resultó imposible hacer converger el método de máxima verosimilitud de forma que se pudieran determinar de forma simultánea y consistente todos los parámetros. Para poder hacer converger la determinación de los distintos parámetros tuvimos que considerar la intensidad de He I λ 3889 asumiendo que la contribución de H δ /H β corresponde al cociente teórico para las condiciones físicas de cada nebulosa. Además, los mejores ajustes que hemos obtenido indican que la fiabilidad del ajuste es bastante baja ($\chi^2 \sim 24$ para NGC 3576 y $\chi^2 \sim 45$ para la Nebulosa de Orión). La profundidad óptica en la línea de 3889 Å para estos objetos es bastante alta ($\tau(3889) \sim 12.4$ para NGC 3576 y $\tau(3889) \sim 16.7$ para la Nebulosa de Orión), con lo que las correcciones para los tripletes son grandes y probablemente algo inciertas. Por otro lado, en el caso de la Nebulosa de Orión no se

puede descartar cierta influencia del continuo reflejado por polvo en la intensidad de las líneas de He I debido a que la posición de rendija está cerca del cúmulo ionizante de la nebulosa.

Una dificultad adicional nos la encontramos al analizar el espectro de M20. En esta nebulosa, debido a la cercanía de la posición de rendija a una de las principales fuentes de ionización de la nebulosa, las líneas de He I presentaban líneas de absorción de He I debidas a luz estelar reflejada por polvo. Estos rasgos fueron substraídos usando la técnica descrita en § 4.1, pero está claro que introducen un error en la determinación del flujo de las líneas de He I bastante difícil de cuantificar, que finalmente no hemos considerado.

Por otro lado, al asumir fluctuaciones de temperatura y, por tanto, la formulación descrita en § 1.6.4, se aprecia claramente que para poder hacer una buena determinación de la abundancia de helio ionizado, debemos tener un buen conocimiento de la distribución de O^+ y O^{++} en la nebulosa. Un cambio en los datos atómicos del ión de O^+ como el descrito en § 4.3.1 puede afectar al cociente O^+/O usado para la determinación de $T_e(\text{He I})$ (ver ecuación 1.48) y, por lo tanto, de He^+/H^+ , con lo que también se puede ver afectado el cálculo del t^2 óptimo.

El hecho de suponer la existencia de fluctuaciones de temperatura en cada nebulosa disminuye ligeramente la dispersión entre las abundancias de He^+ obtenidas a partir de cada una de las líneas individualmente. En la Figura 5.3 comparamos las abundancias de He^+ obtenidas a partir de cada una de las líneas consideradas asumiendo o no la presencia de fluctuaciones de temperatura. A partir de los resultados mostrados en la Figura 5.3 podemos ver que la dispersión de las abundancias disminuye cuando consideramos fluctuaciones de temperatura (triángulos rojos) en la mayoría de los objetos excepto en NGC 3576, donde la dispersión aumenta ligeramente al considerar las fluctuaciones de temperatura, pero este efecto es debido a la indeterminación adicional introducida por la alta profundidad óptica $\tau(3889)$ calculada para este objeto.

Por último, hay que hacer notar que, a pesar de las dificultades que nos hemos encontrado para tener una buena determinación del parámetro t^2 a partir de las líneas de He I, los resultados obtenidos no se ven significativamente afectados por considerar este valor en la media adoptada y, en general, son bastante consistentes –dentro de los errores– con los t^2 s calculados a partir de la comparación de las abundancias obtenidas con LEC y LR o con los determinados a partir de la comparación de temperaturas.

5.2 Abundancias a partir de líneas de excitación colisional.

En este apartado presentamos los cálculos de las abundancias iónicas de O^+ , O^{++} , N^+ , Ne^{++} , S^+ , S^{++} , Cl^+ , Cl^{++} , Cl^{3+} , Ar^{++} y Ar^{3+} realizados a partir de LEC, usando la tarea *ionic* del paquete *nebular* de IRAF. Como ya hemos visto en § 1.2.2 y § 4.3, este paquete está basado en el programa para el átomo de cinco niveles FIVEL. Esta tarea calcula las poblaciones de los niveles de energía atómicos, las densidades críticas de cada nivel y las emisividades de las líneas dados unos valores de T_e y n_e .

Hay que hacer notar que las emisividades de líneas dadas por *ionic* son por unidad de densidad iónica y por unidad de densidad electrónica, con lo cual la emisividad real

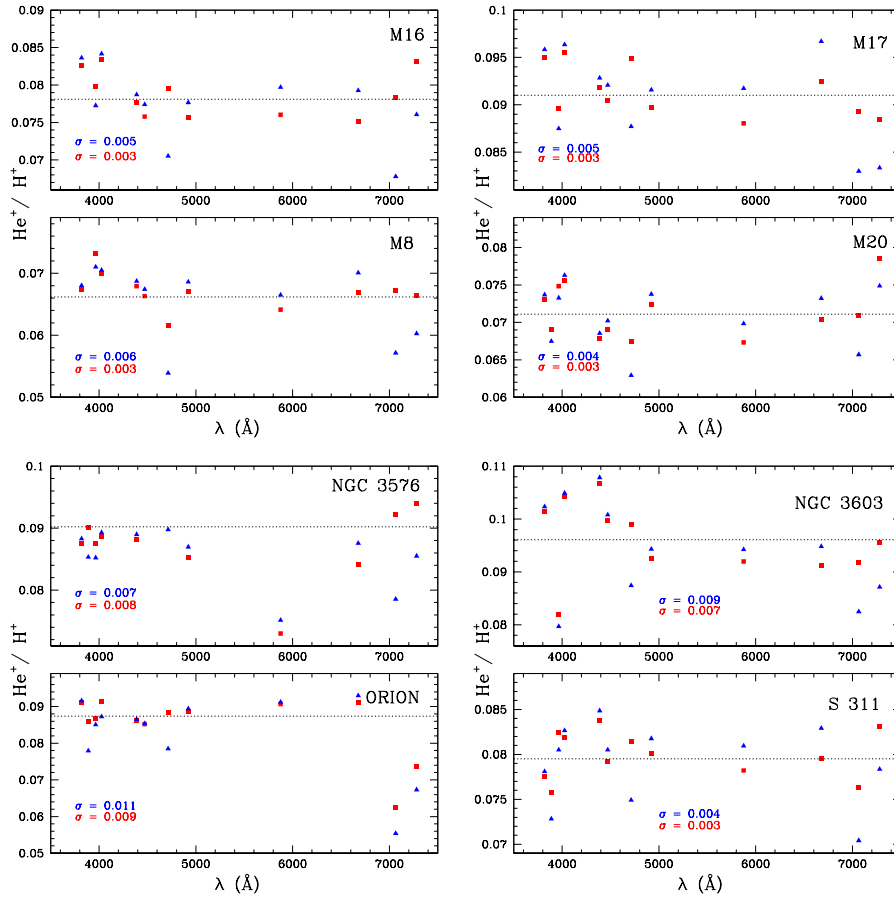


FIGURA 5.3 Comparación entre la abundancia de He^+ obtenida para las distintas líneas, asumiendo fluctuaciones de temperatura ($t^2 > 0.00$, cuadrados rojos) y sin asumirlas ($t^2=0.00$, triángulos azules). La línea discontinua representa el valor de He^+/H^+ adoptado en este trabajo. Abajo se muestra la dispersión (1σ) de cada uno de los promedios.

en un volumen dado vendría dada por:

$$4\pi j_{real} = n_e N(X^i) j_{ionic} \quad (5.2)$$

La abundancia iónica relativa al hidrógeno ionizado obtenida a partir de cada línea viene dada por la expresión:

$$\frac{N(X^{+i})}{N(\text{H}^+)} = \frac{j(\text{H}\beta)}{j(\lambda)} \times \frac{I(\lambda)}{I(\text{H}\beta)} \quad (5.3)$$

con lo que a partir de los datos de emisividades, $j(\text{H}\beta)$ y $j(\lambda)$, obtenidos al ejecutar la

tarea *ionic* con los parámetros adecuados para cada línea, obtenemos las abundancias iónicas correspondientes.

La emisividad de $H\beta$ se calcula a partir de la expresión dada por Aller (1984):

$$4\pi j(H\beta) = 1.387n_e N_{H^+} T_4^{-0.983} (-0.0424/T_4) \times 10^{-25} \quad (5.4)$$

donde $T_4 = T_e/10^4$ K y las unidades son $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-3}$. Esta expresión tiene una precisión de un 4 % para $n_e \lesssim 10^6 \text{ cm}^{-3}$.

Debido a que hemos asumido un esquema de dos zonas, hemos usado los valores etiquetados en la Tabla B.2 como $T_e(\text{alta})$ para determinar las abundancias de los iones de mayor grado de ionización (O^{++} , Ne^{++} , S^{++} , Cl^{++} , Cl^{3+} , Ar^{++} y Ar^{3+}) y los valores $T_e(\text{baja})$ para el resto de iones (O^+ , N^+ , S^+ y Cl^+).

El conjunto de datos atómicos usado para la determinación de abundancias es el incluido por defecto en la versión 2.12.2a de IRAF, excepto para O^+ (para el que se han adoptado las probabilidades de transición de Zeippen (1982) y las fuerzas de colisión de Pradhan (1976)), y S^{++} (para el que se han adoptado las fuerzas de colisión de Tayal y Gupta (1999)) (ver §§ 4.3.1 y 4.3.2 respectivamente).

El cociente Cl^+/H^+ no puede ser determinado usando las rutinas de NEBULAR, debido a que este ión no ha sido incluido en el programa. Hemos usado entonces la versión de FIVEL de Shaw y Dufour (1995). Esta versión usa los datos atómicos recopilados por Mendoza (1983). De todas formas, los datos atómicos para este ión y, por tanto, el cociente Cl^+/H^+ calculado son bastante imprecisos (R. A. Shaw 2003, comunicación privada).

Los valores de las abundancias iónicas obtenidas para nuestros objetos se presentan en la Tabla B.4, y corresponden al valor medio de las abundancias calculadas para cada una de las líneas de cada ión observado (siempre y cuando no presenten una gran desviación con respecto a la media). Los errores en la determinación de abundancia de cada línea corresponden a la suma cuadrática de las incertidumbres debidas a la intensidad de las líneas, la temperatura electrónica y la densidad electrónica; el error final es la desviación cuadrática media del promedio de los valores individuales.

5.2.1 Abundancias de Fe^+ , Fe^{++} y Fe^{3+} .

Adicionalmente, se han calculado las abundancias iónicas de Fe^+ , Fe^{++} y en algunos casos, Fe^{3+} . En estos casos no se ha utilizado la tarea *ionic* debido a que el átomo de hierro tiene una estructura de niveles mucho más compleja que la asumida en esta tarea.

En nuestros espectros, hemos detectado muchas líneas de [Fe II], pero la mayoría de ellas están fuertemente afectadas por fluorescencia debido a la absorción de fotones ultravioleta (UV) (Lucy 1995; Rodríguez 1996; Verner et al. 2000). Desafortunadamente, no hemos podido medir la línea de [Fe II] $\lambda 8617$, que es prácticamente insensible a los efectos de fluorescencia. Esta línea cae en uno de los huecos de nuestra configuración espectroscópica (ver § 2.3). De todas formas, en todos nuestros objetos hemos podido medir la línea de [Fe II] $\lambda 7155$, la cual no está muy afectada por efectos de fluorescencia (Verner et al. 2000). A partir de esta línea, y asumiendo que $I(\lambda 7155)/I(\lambda 8617) \sim 1$ (Rodríguez 1996), hemos estimado la abundancia de Fe^+ haciendo uso de los cálculos

desarrollados por Bautista y Pradhan (1996). Los valores obtenidos para la abundancia de Fe^+ se presentan en la Tabla B.4. Hemos asumido que la incertidumbre para la abundancia de Fe^+ debe ser grande debido a la premisa de partida adoptada. Como se puede comprobar a partir de la inspección de la Tabla B.4, en los objetos con mayor grado de ionización (M17, NGC 3576, Nebulosa de Orión y NGC 3603), la abundancia de Fe^+ es mucho menor que la de Fe^{++} o Fe^{3+} , con lo que podría ser despreciada.

Según Bautista y Pradhan (1998), no es probable que las líneas de [Fe III] estén afectadas por fluorescencia, ya que su fotoexcitación requiere radiación en el continuo de Lyman, que se consume principalmente en la ionización del H. Los cálculos de Lucy (1995) confirman que los efectos de fluorescencia son despreciables para las líneas de [Fe III]. Los cálculos para la determinación de la abundancia de Fe^{++} han sido realizados usando un modelo de átomo de 34 niveles que usa las fuerzas de colisión de Zhang (1996) y las probabilidades de transición de Quinet (1996). Hemos usado la intensidad de entre 4 y 14 líneas de [Fe III] (dependiendo del objeto) que no parecen estar solapadas con otras líneas y que tengan una incertidumbre en su intensidad menor al 30 %, con el fin de asegurarnos que las líneas utilizadas para el cálculo de abundancias son las adecuadas. Así, asumiendo como condiciones físicas T_e (baja) y n_e para cada región, hemos determinado el cociente $\text{Fe}^{++}/\text{H}^+$. Los valores obtenidos para la abundancia de Fe^{++} se muestran en la Tabla B.4. El error en la abundancia de Fe^{++} se ha tomado como la suma cuadrática del error debido a la dispersión entre los valores obtenidos para cada línea individualmente y las incertidumbres asociadas a la temperatura y a la densidad electrónicas.

En dos de las regiones H II de la muestra se han detectado líneas de [Fe IV]: [Fe IV] $\lambda 6740$ en NGC 3576 y [Fe IV] $\lambda\lambda 4471, 6740$ en la Nebulosa de Orión. La primera detección de una línea de este ión en el espectro de una región H II fue llevada a cabo por Rubin et al. (1997), que detectaron la línea UV de [Fe IV] $\lambda 2836.56$ en la Nebulosa de Orión. Rodríguez (2003) identificó y analizó varias líneas de emisión de [Fe IV] detectadas en la literatura para varias nebulosas. En la mayoría de las regiones H II (especialmente las de baja metalicidad), Fe^{3+} es el ión que más contribuye a la abundancia total de hierro, por lo que es de especial relevancia detectar líneas de [Fe IV] para comprender tanto la evolución del polvo en regiones H II (ver Rodríguez 2002), como la evolución química a bajas metalicidades (Izotov y Thuan 1999). En esta tesis, hemos usado la línea de [Fe IV] $\lambda 6740$ –que es la línea más brillante de [Fe IV] en el óptico para las condiciones típicas de una región H II– para estimar la abundancia de Fe^{3+} . Para ello, hemos usado un modelo de átomo de 33 niveles en el que las fuerzas de colisión son las calculadas por Zhang y Pradhan (1997) y las probabilidades de transición son las recomendadas por Froese Fisher y Rubin (1998). Para las transiciones no consideradas por Froese Fisher y Rubin (1998), hemos adoptado las probabilidades de transición de Garstang (1958). Hemos asumido una incertidumbre del 50 % en la intensidad medida de la línea y los errores introducidos por las incertidumbres en T_e y n_e para realizar una estimación del error de Fe^{3+} . Los valores obtenidos para la abundancia de Fe^{3+} se muestran también en la Tabla B.4.

5.3 Abundancias a partir de líneas de recombinación.

Debido a la alta relación señal a ruido de nuestros espectros, se han detectado y medido una gran cantidad de líneas permitidas de iones de elementos pesados como O I, O II, O III, C II, Ne I, Ne II, Ne III, S I, S II, S III, N I, N II, N III, Ar I, Ar II, Si I, Si II y Si III. En la Nebulosa de Orión, se han detectado posibles líneas de Mg I, Al II, Cr II, Mn II, Fe I, Fe II y Ni II. Muchas de estas líneas han sido detectadas por primera vez en varias de las regiones H II.

Los mecanismos de excitación de las líneas permitidas observadas en la nebulosa de Orión y en otras nebulosas (entre las que se encuentra M8) fueron estudiados detalladamente por Grandi (1975b,a, 1976). Esta sección va a estar basada fundamentalmente en esos estudios previos.

Muchas de las líneas permitidas que hemos detectado en nuestros objetos fueron observadas previamente por Esteban et al. (1998) en la nebulosa de Orión y Esteban et al. (1999b) en M8. Estos autores discutieron detalladamente los mecanismos de excitación para las líneas en común con las de esta tesis, con lo cual nos centraremos principalmente en los mecanismos de excitación de las líneas que no hayan sido discutidas en dichos trabajos. La mayoría de las líneas permitidas de elementos pesados medidas en este trabajo son producidas por fluorescencia, tanto del continuo como de línea, pero algunas son producidas por recombinación. Éstas últimas son las únicas que nos serán útiles a la hora de determinar abundancias.

Sea $I(\lambda)$ la intensidad de una línea de recombinación de un elemento X, ionizado i veces, a una longitud de onda λ ; la abundancia del estado de ionización $i + 1$ del elemento X vendrá dada por:

$$\frac{N(X^{i+1})}{N(H^+)} = \frac{\lambda}{4861} \times \frac{\alpha_{eff}(H\beta)}{\alpha_{eff}(\lambda)} \times \frac{I(\lambda)}{I(H\beta)}, \quad (5.5)$$

donde $\alpha_{eff}(\lambda)$ y $\alpha_{eff}(H\beta)$ son los coeficientes de recombinación efectivos para la línea y para $H\beta$ respectivamente. El cociente $\alpha_{eff}(\lambda)/\alpha_{eff}(H\beta)$ es casi independiente de la temperatura y densidad electrónica adoptada, y varía menos de unas pocas unidades por ciento en los rangos de temperaturas y densidades adoptados para cada objeto (ver Tabla B.2).

Siguiendo lo prescrito por Esteban et al. (1998), hemos tenido en cuenta las abundancias obtenidas a partir de la intensidad de cada línea individual y las abundancias a partir de la intensidad total estimada para cada multiplete, la cual se obtiene multiplicando la suma de las intensidades de las líneas observadas por el factor de corrección del multiplete (m_{cf} de las siglas en inglés), que se define como (Esteban et al. 1998):

$$m_{cf} = \frac{\sum_{tot\ i,j} S_{ij}}{\sum_{obs\ i,j} S_{ij}}, \quad (5.6)$$

donde la suma superior tiene en cuenta *todas* las líneas del multiplete, mientras que la suma inferior tiene en cuenta las líneas *observadas* del multiplete. Las intensidades teóricas de las líneas se han determinado asumiendo que son proporcionales a las poblaciones de sus niveles de partida, es decir, a sus pesos estadísticos, asumiendo

las predicciones de los cálculos LTE (ver Esteban et al. 1998), y han sido obtenidas de las recopilaciones de datos atómicos de Wiese et al. (1966, 1996). Las abundancias determinadas de esta forma se han etiquetado como “sum” en las tablas B.6 a B.9. Esta cantidad corresponde a la abundancia esperada para la intensidad total del multiplete. Las abundancias obtenidas mediante este método son más fiables que las abundancias medias cuando m_{cf} tiene un valor cercano a 1 debido a que se minimizan los errores observacionales, y las desviaciones del acoplamiento LS.

En general, las abundancias se han calculado asumiendo dos casos distintos: A y B, y en el caso del O^{++} también un caso C. En el caso A se asume que todas las líneas son ópticamente finas. El caso B supone que las líneas que vayan a parar al nivel fundamental son ópticamente gruesas, y además no está permitido el decaimiento radiativo a ese estado a la hora de hacer el cálculo de la estructura de poblaciones. Finalmente, el caso C (para el O^{++}) excluye el decaimiento radiativo tanto al nivel fundamental ($^4S^0$), como al estado inmediatamente superior ($^2D^0$).

Para calcular las abundancias de C^{++} , O^{++} , Ne^{++} y N^{++} , hemos adoptado la temperatura de la zona de alta ionización, $T_e(\text{alta})$, mientras que para O^+ y N^+ hemos asumido $T_e(\text{baja})$.

A la hora de comentar los mecanismos de excitación y el cálculo de abundancias en cada objeto, hemos decidido explicar en primer lugar el caso de la Nebulosa de Orión, ya que es el objeto en donde se ha detectado un mayor número de líneas, y a continuación comentar las particularidades que presenten los otros objetos con respecto a lo ya comentado en la Nebulosa de Orión.

Líneas de Oxígeno: O I y O II

Nebulosa de Orión En la mayoría de los casos las componentes individuales de los multipletes para especies neutras no pueden resolverse debido a la pequeña separación energética de los niveles de estructura fina –esto es, líneas que pertenecen al mismo multiplete no pueden ser separadas con nuestra resolución espectral–, con lo que las intensidades de algunas de las líneas identificadas como O I en esta tesis corresponden a la intensidad total del multiplete. Hemos identificado y medido varias líneas de O I en el espectro de la Nebulosa de Orión. Grandi (1975b,a) demostró cuantitativamente que el mecanismo de excitación dominante para las líneas de O I es la fluorescencia debida a la radiación del continuo estelar. Los niveles superiores de las líneas de los multipletes 20 a 27 corresponden a transiciones entre niveles $3p^3P-n^3S^0$ o $3p^3P-na^3D^0$, que pueden ser excitados directamente por absorción de fotones estelares con $\lambda > 912 \text{ \AA}$ (no ionizantes), a lo que sigue una transición permitida hacia el nivel fundamental. En el caso de los multipletes 4 y 5, que corresponden a transiciones $3s^3S^0-np^3P$, la población de los niveles superiores puede producirse por transiciones desde niveles s y d con mayor número cuántico principal. Por lo tanto, la excitación por radiación estelar puede contribuir mucho a la intensidad de estas líneas (ver Figura 1 de Grandi (1975b)). Por otro lado, hemos medido varias líneas del multiplete 1 de O I. Las líneas de este multiplete son transiciones entre quintupletes, con lo que no pueden haber sido producidas por fluorescencia desde el estado fundamental. Como este multiplete se espera que sea el más brillante de los que engloban transiciones entre

quintupletes, podría producirse por recombinación. Desafortunadamente, las líneas del multiplete 1 de O I están en una región espectral con numerosas líneas de emisión de cielo (ver figuras 5.4 y 5.5). De hecho, la combinación de nuestra resolución espectral y la velocidad radial de la Nebulosa de Orión no nos ha permitido separar adecuadamente la línea más brillante del multiplete 1 de O I $\lambda 7771.94$ de una línea de emisión de cielo subyacente, con lo que hemos desechado el valor de abundancia obtenido a partir de esta línea. Por lo tanto, hemos confiado en el cociente O^+/H^+ obtenido a partir de la débil línea de O I $\lambda 7775.34$, la cual presenta una gran incertidumbre. En cualquier caso, esta es la primera vez que se puede determinar la abundancia de O^+ a partir de LR en la Nebulosa de Orión. El multiplete 10 también corresponde a una transición entre quintupletes, pero la debilidad de la línea hace que la alta abundancia determinada no sea fiable, con lo que no la hemos considerado. A la hora de determinar la abundancia, hemos considerado dos conjuntos de coeficientes de recombinación disponibles para O I en la literatura: los de Escalante y Victor (1992) y los de Pequignot et al. (1991); ambos conjuntos dan valores similares para la abundancia, como se puede observar en la tabla B.7. Los valores obtenidos a partir de los tripletes son siempre mucho más altos que los obtenidos a partir del multiplete 1, demostrando la importancia que tiene la fluorescencia por continuo estelar en la intensidad de las líneas de O I provenientes de tripletes.

Hemos identificado y medido una gran cantidad de líneas de O II en el espectro de la Nebulosa de Orión, convirtiéndose en la mayor colección de este tipo de líneas jamás identificada en una región H II. En las figuras 5.6 a 5.9 se muestra el rango espectral en el que se encuentran las LR de O II del multiplete 1 –las más brillantes del espectro óptico–. Nótese la alta resolución espectral, que nos permite separar las líneas de O II de otras líneas (N II, N III, [Fe III]). En nuestro inventario hay líneas que provienen tanto de dobletes como de cuadrupletes. Grandi (1976) demostró que el mecanismo de excitación dominante en el espectro de O II es la recombinación, y que la fluorescencia por absorción de radiación estelar de la línea de O II $\lambda 439$ contribuye un máximo de un 20% a la intensidad total predicha de las líneas del multiplete 19, siendo su efecto despreciable en las demás transiciones aquí involucradas.

Por otro lado, algunos multipletes de O II muestran importantes desviaciones del acoplamiento LS, y es necesario realizar cálculos de acoplamiento intermedio. La importancia de asumir el acoplamiento adecuado en la interpretación de observaciones astrofísicas fue demostrada por Liu et al. (1995). Estos autores asumen que los ritmos de población de niveles de las configuraciones $2s^2 2p^2 4f$ y $3d$ en conjunto, no dependen del esquema de acoplamiento, y que el efecto de introducir un esquema de acoplamiento intermedio es únicamente una redistribución adicional del efecto de cascada que puebla algunos niveles, con la consiguiente variación de la intensidad de las líneas. De hecho, para los estados de la configuración $3d$, Liu et al. (1995) toman los ritmos de población de los términos 4P y 4D (los involucrados en los multipletes 11, 19, 20 y 28, y en los que se rompe el esquema de acoplamiento LS) como los calculados por Storey (1994), asumiendo que el total es igual dividiendo entre todos los estados cuánticos.

Adicionalmente, se han medido varias líneas provenientes de transiciones $3d-4f$; estas líneas no pueden ser excitadas por fluorescencia desde el nivel fundamental $2p^3 4S^0$. A su vez, la intensidad de las líneas provenientes de transiciones $3d-4f$, es insensible

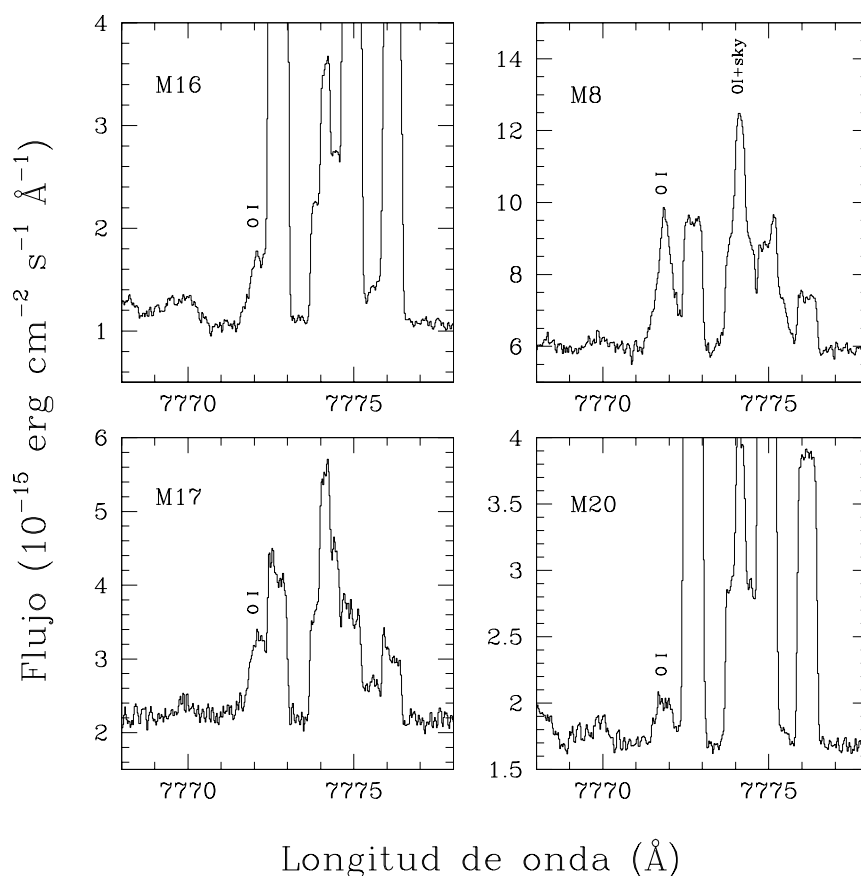


FIGURA 5.4 Secciones de los espectros echelle de M16, M8, M17 y M20 mostrando la zona del multiplete 1 de O I. Sólo se indica la posición de las líneas de O I, el resto de rasgos espectrales corresponden a emisión telúrica.

a los efectos de la profundidad óptica debido a que no hay decaimientos radiativos importantes desde el nivel $4f$ al nivel fundamental (Liu et al. 1995), por lo que estas transiciones son independientes del caso asumido.

Los coeficientes de recombinación que se han adoptado son los de Storey (1994) para las transiciones $3s-3p$ y $3p-3d$ (asumiendo acoplamiento LS), y las fuerzas de las líneas y los coeficientes de recombinación de Liu et al. (1995) para las transiciones $3p-3d$ y $3d-4f$ (asumiendo acoplamiento intermedio). En el caso de los multipletes sensibles al caso adoptado, Liu et al. (1995) indicaron que el caso A es más apropiado para los dobletes y el caso B para los cuadrupletes, en concordancia con lo obtenido por Peimbert et al. (1993a). Para los multipletes 15, 16 y 36 hemos usado los coeficientes de recombinación dielectrónicos dados por Nussbaumer y Storey (1984).

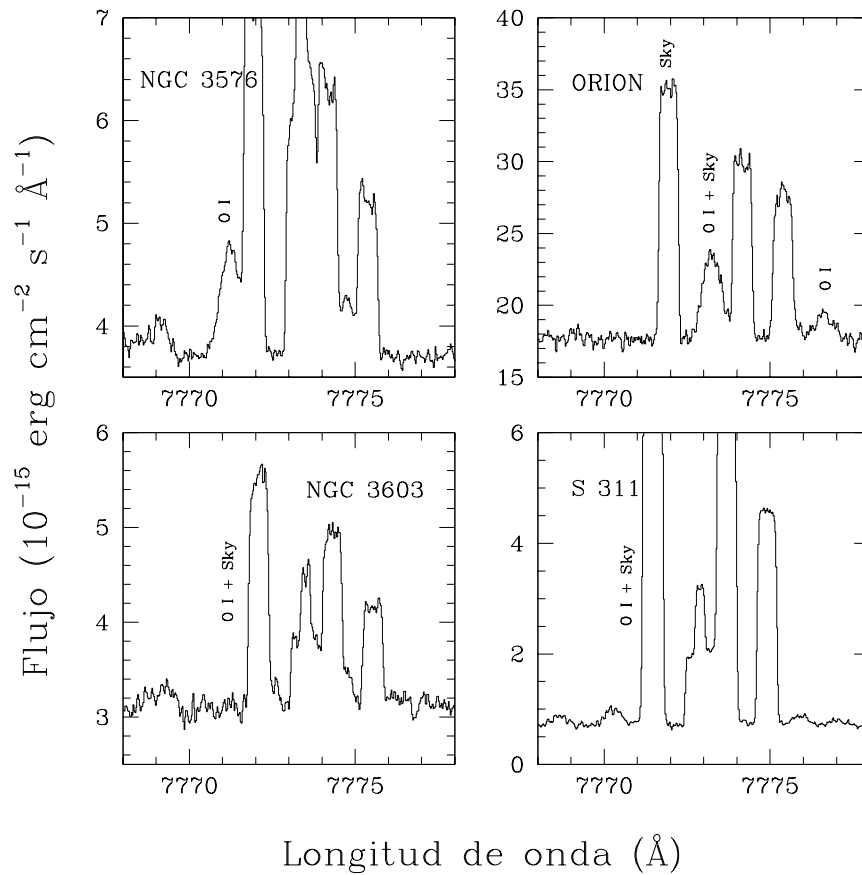


FIGURA 5.5 *Idem* que la Figura 5.4 para NGC 3576, Nebulosa de Orión, NGC 3603 y S 311.

Tsamis et al. (2003) y Ruiz et al. (2003) hicieron notar que los niveles superiores de las transiciones del multiplete 1 de O II no están en equilibrio termodinámico local (LTE) para densidades $n_e < 10000 \text{ cm}^{-3}$, y que las abundancias determinadas a partir de cada línea individual podrían diferir hasta en un factor de 4. Esto es debido a que nuestro análisis está basado en coeficientes de recombinación promediados a cada término (Storey 1994), suponiendo que los niveles 3s y 3p de O II estén bien descritos bajo acoplamiento LS, con lo cual no hay efectos de redistribución de población entre los niveles $^3P_{0,1,2}$ en las tasas de recombinación de esos niveles. En cambio, si el acoplamiento LS deja de funcionar, de forma que los coeficientes de recombinación de los niveles 3P_J son distintos, entonces el coeficiente de recombinación de un estado 3p particular sería una función de la distribución de poblaciones entre los niveles 3P_J . Peimbert et al. (2005) han realizado ajustes empíricos para tener en cuenta las

desviaciones del equilibrio termodinámico local (NLTE), que posteriormente han sido refinados por Peimbert y Peimbert (2005). Hemos aplicado esas correcciones a nuestros datos, con lo que las abundancias determinadas a partir de las líneas individuales muestran un mejor acuerdo entre ellas y con la abundancia calculada usando la suma de todas las líneas del multiplete, la cual no está afectada por los efectos NLTE. Este efecto será mucho más importante en las nebulosas de menor densidad de nuestra muestra, como son M17, M20 y S 311. Los valores tanto corregidos como sin corregir de efectos NLTE se muestran en la Tabla B.8.

Peimbert et al. (1993a), Esteban et al. (1998) y Tsamis et al. (2003) indicaron que podría haber problemas a la hora de determinar la abundancia de O^{++} , si el efecto de las absorciones debidas a continuo estelar reflejado por polvo es grande. Esteban et al. (1998) realizaron un estudio del efecto de los rasgos de absorción estelares en las intensidades de las líneas de los multipletes 1, 2 y 5, encontrado que era menor al 10 %. Teniendo en cuenta esto y la mayor resolución de nuestro espectro –en el que no se aprecian rasgos de absorción (ver Figura 5.8)– consideramos que este efecto debe de ser despreciable en nuestra posición de rendija.

Al igual que Esteban et al. (1998), hemos encontrado que los valores de la abundancia de O^{++} obtenidos muestran una gran dispersión aunque, finalmente, hemos adoptado como cociente O^{++}/H^+ la suma pesada de los valores obtenidos para los multipletes 1, 2, 10 y 20 y todas las transiciones $3d-4f$, ya que son los multipletes menos dependientes del caso asumido. El valor obtenido para la abundancia de O^{++} coincide con el obtenido por Esteban et al. (1998) para la misma zona de la nebulosa de Orión. Todos los valores individuales usados para calcular la media adoptada se muestran en negrita en la Tabla B.8. A partir de ahora, siempre que un valor esté en negrita en una tabla, es que ha sido usado para determinar abundancias.

M16 y S 311 En M16, la LR de O I $\lambda 7771.94$ se encuentra solapada con una línea brillante de cielo (ver Figura 5.4). A pesar de que se ha hecho una estimación de la abundancia de O^+ para esta nebulosa (ver Tabla B.7), ésta no es fiable debido a la dificultad encontrada para separar de forma adecuada la débil línea de O I de la línea de cielo. En S 311 ha sido imposible medir ninguna de las LR de O I debido a que están completamente solapadas con las líneas de cielo (ver Figura 5.5).

En estas nebulosas se han detectado, –por primera vez– 5 líneas del multiplete 1 de O II (ver figuras 5.6 y 5.9). Hemos obtenido las abundancias de O^{++} a partir de estas líneas pesadas por la contribución esperada por las demás líneas no observadas del multiplete. Los valores determinados de esta forma están en muy buen acuerdo con los obtenidos a partir de cada una de las líneas, teniendo en cuenta las correcciones NLTE prescritas por Peimbert et al. (2005) (ver Tabla B.8). Como ya indicamos anteriormente, estas correcciones son muy importantes en objetos con densidad, n_e , significativamente menor que 10000 cm^{-3} , como es el caso de estas dos nebulosas. En S 311 también se ha detectado una línea del multiplete 2 de O II –que da una abundancia ligeramente mayor a la que da el multiplete 1– y, marginalmente, otra línea del multiplete 19, pero no han sido tenidas en cuenta a la hora del cálculo de abundancias.

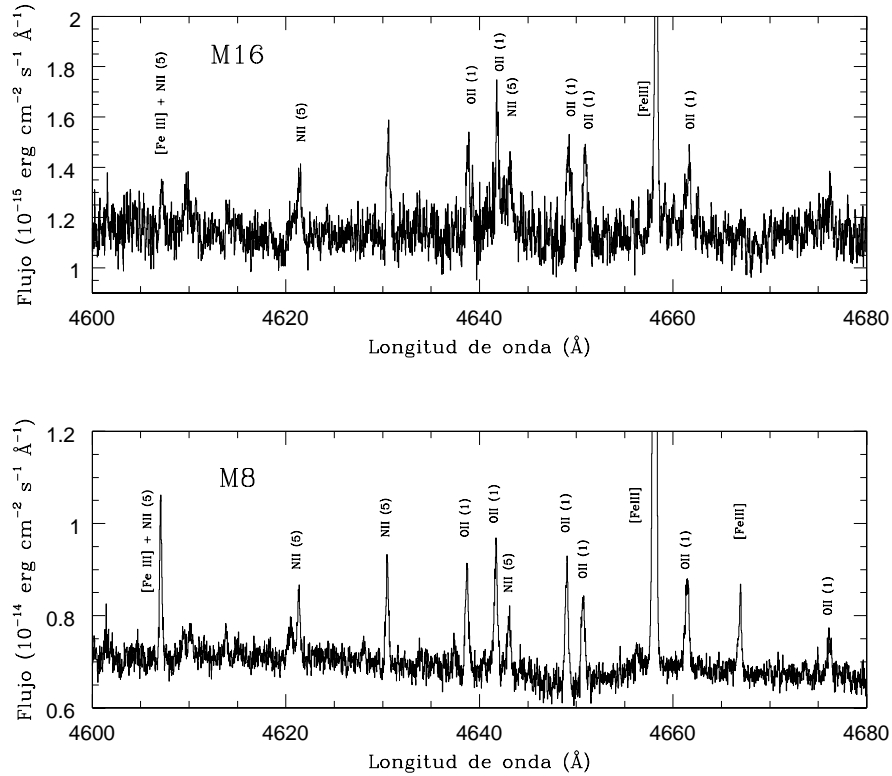


FIGURA 5.6 Secciones de los espectros echelle de M16 y M8 mostrando la zona del multiplete 1 de O II.

M8 y M17 En M8, hemos podido medir fácilmente la LR de O I $\lambda 7771.94$, la única línea del multiplete 1 que parece estar afectada por líneas de cielo (ver Figura 5.4). Siguiendo la misma metodología que para la Nebulosa de Orión, hemos calculado la abundancia de O⁺ a partir de esta LR (ver Tabla B.7), que resulta ser significativamente mayor –casi el doble– que la obtenida por Esteban et al. (1999b) para la misma posición de rendija, usando la misma línea; por otra parte, la abundancia de O⁺⁺ obtenida a partir de LR en este trabajo y en Esteban et al. (1999b) es idéntica, llevándonos a la conclusión de que, probablemente, Esteban et al. (1999b) subestimaron en un factor de 2, la intensidad de la línea de O I $\lambda 7771.94$, debido a la menor resolución espectral y relación de señal a ruido de sus datos. Por otra parte, en M17 también se ha medido la línea de O I $\lambda 7771.94$, pero esta medida no es fiable debido a que está solapada con una línea de cielo (ver Figura 5.4). Los cocientes O⁺/H⁺ para

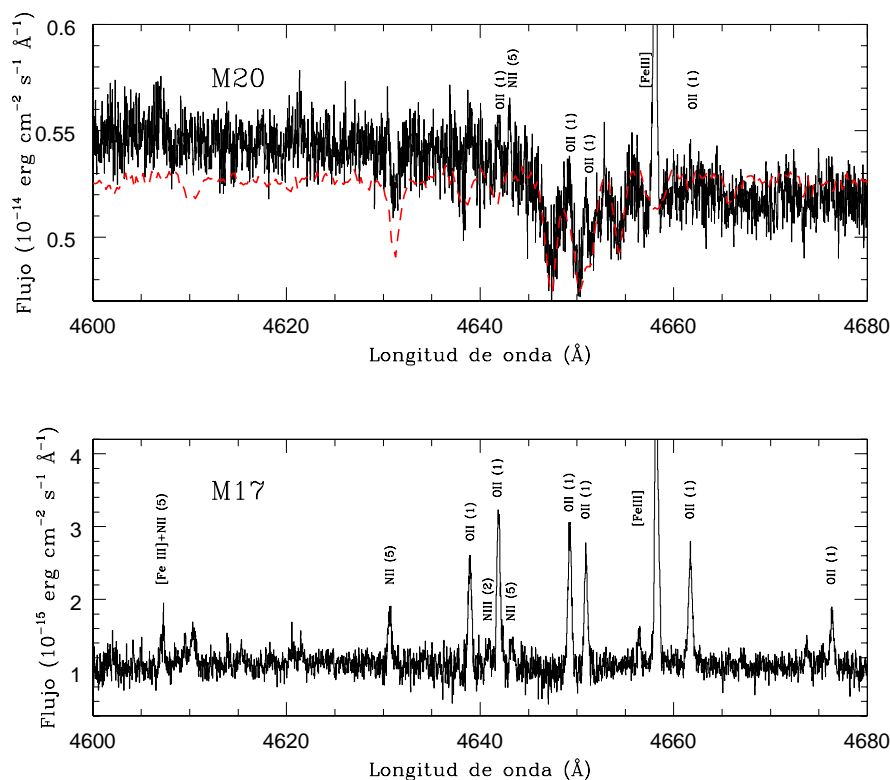


FIGURA 5.7 *Idem* que la Figura 5.6 para M17 y M20. En el caso de M20, hemos superpuesto el espectro de HD 164492 (línea roja), y que ha sido normalizado al flujo del continuo en la zona de las líneas de O II $\lambda\lambda$ 4649, 4650. Se puede ver que los flujos de las líneas del multiplete 1 se pueden medir simplemente integrando el flujo de la línea entre los puntos más cercanos del continuo adyacente local ya que, aunque estas líneas están seriamente afectadas por luz estelar dispersada por polvo, la alta resolución espectral nos permite medirlas si se corrige adecuadamente (ver texto).

estas dos nebulosas se muestran en la Tabla B.7.

Se han detectado muchas líneas de O II en el espectro de M8 y M17, incrementando significativamente el número de ellas detectado previamente por Esteban et al. (1999b) en M8 y Esteban et al. (1999a) en M17. La alta relación señal a ruido se aprecia claramente en las figuras 5.6 y 5.7. Al igual que en las otras regiones H II, hemos aplicado las correcciones NLTE a las líneas del multiplete 1, encontrando que las abundancias obtenidas a partir de las líneas individuales y de la “suma” de todas

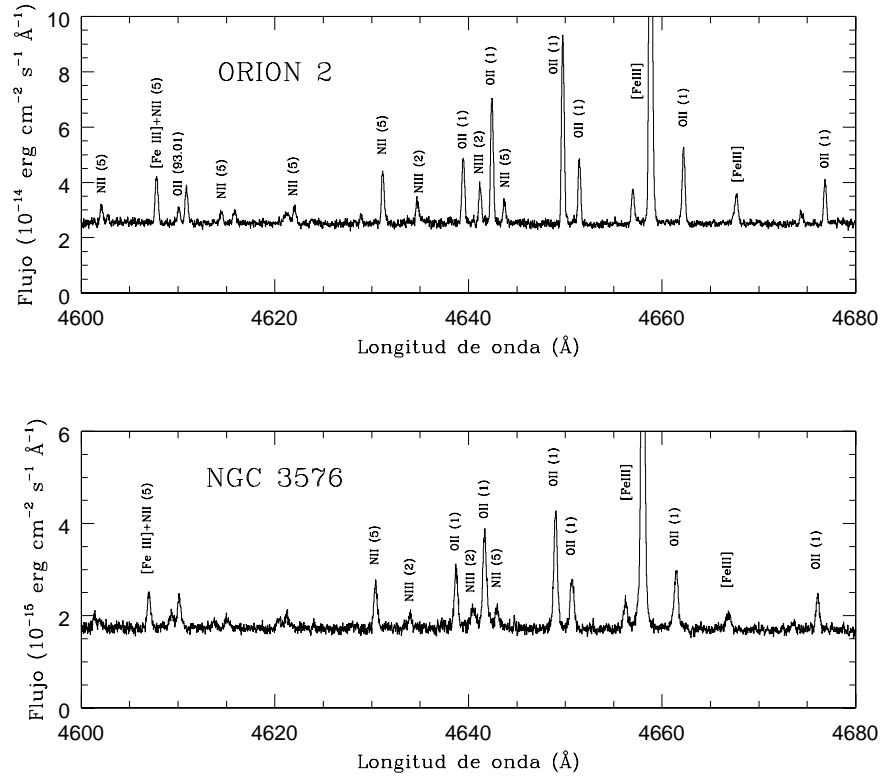


FIGURA 5.8 *Idem* que la Figura 5.6 para NGC 3576 y la Nebulosa de Orión.

las líneas del multiplete –que no está afectada por este efecto– coinciden de forma excelente. Además, las abundancias obtenidas a partir de los multipletes 2 y 10 –las cuales son casi independientes del caso asumido– también están de acuerdo con las determinadas a partir del multiplete 1 en ambas nebulosas. Desafortunadamente, la única detección de una transición $3d-4f$ –insensibles a los efectos de la profundidad óptica, como ya hemos visto– en el espectro de M8, está solapada con una línea de C II y su intensidad no ha podido ser usada. Por lo tanto, hemos adoptado el valor promedio de los multipletes 1, 2 y 10 como representativo de la abundancia de O^{++} para cada una de estas nebulosas. Los cocientes O^{++}/H^+ para M8 y M17 se muestran en la Tabla B.8. El valor obtenido para M8 es muy similar al de Esteban et al. (1999b) ($O^{++}/H^+ = 2.1 \times 10^{-4}$); por otra parte, para M17, la abundancia de O^{++} calculada en esta tesis es ligeramente inferior a la obtenida por Esteban et al. (1999a) ($O^{++}/H^+ = 5.5 \times 10^{-4}$) y Tsamis et al. (2003) ($O^{++}/H^+ = 5.7 \times 10^{-4}$) aunque probablemente

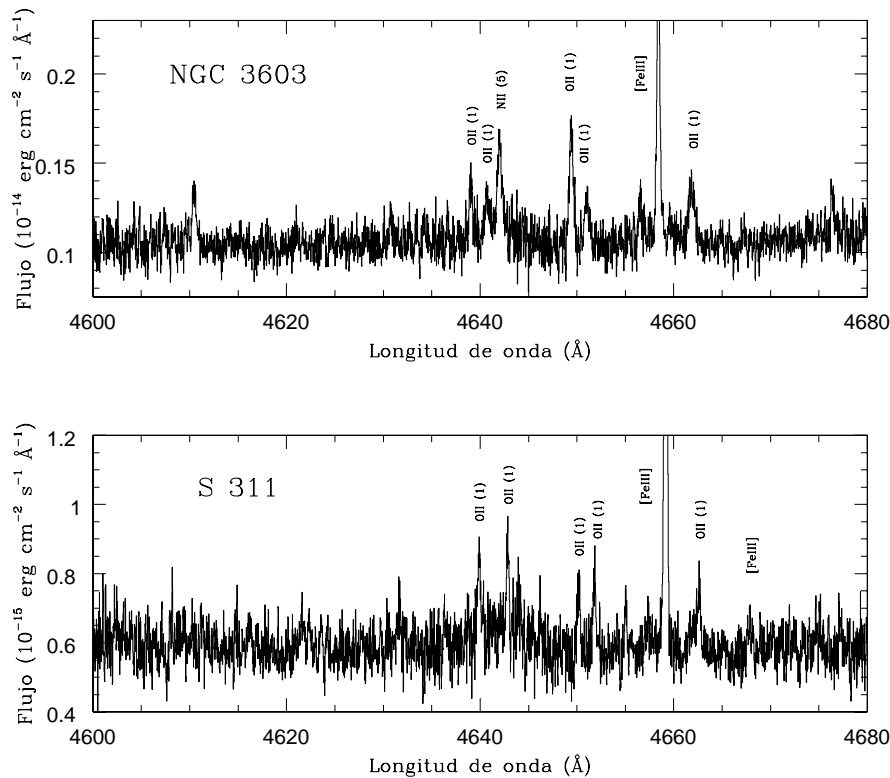


FIGURA 5.9 *Idem* que la Figura 5.6 para NGC 3603 y S 311.

sea debido al diferente tamaño de rendija (en el caso de Esteban et al.), o a la diferente posición de rendija (la rendija de Tsamis et al. está centrada $1'$ al sur del centro de nuestra posición).

M20 En esta nebulosa se ha podido medir de forma fiable la línea de O I $\lambda 7771.94$ para determinar la abundancia de O^+ a partir de LR, pues la velocidad radial de la nebulosa ha permitido que se encuentre bien separada del grupo de líneas de cielo de la zona (ver Figura 5.4). La abundancia de O^+ se muestra en la Tabla B.7.

Se han detectado 4 líneas del multiplete 1 de O II por primera vez en esta región y se ha procedido como en los demás objetos. M20 presenta el espectro de O II más débil de todas las nebulosas de la muestra. Las líneas individuales presentan una incertidumbre mayor que el 40 %, pero para poder hacer una estimación de la abundancia de O^{++} hemos asumido un error del 50 % para cada una de las líneas y un error igual para la

abundancia adoptada. Al igual que en las demás regiones, los valores de abundancia corregidos de efectos NLTE de cada una de las líneas individuales coinciden entre sí y con el valor calculado teniendo en cuenta la intensidad –pesada por la intensidad teórica de las líneas no observadas– de todo el multiplete, y se presentan en la Tabla B.8. El espectro de M20 presenta claros rasgos de absorción estelar en el continuo adyacente a las líneas de O II. Al comparar nuestro espectro de alta resolución con el espectro de HD 164492 (cedido por Sergio Simón-Díaz) –la principal fuente ionizante de M20,– (ver Figura 5.7), se puede observar que el continuo no afecta a la medida de los flujos de las líneas de O II del multiplete 1, a pesar de la gran contribución de luz estelar dispersada por polvo al continuo nebuloso. La situación sería muy diferente en el caso de observaciones espectroscópicas de baja resolución (como por ejemplo, el caso de Tsamis et al. (2003, para 30 Doradus y LMC N11B), donde las absorciones subyacentes a las LR pueden disminuir significativamente el flujo medido.

NGC 3576 Desafortunadamente, no hemos podido detectar y medir la línea de O I $\lambda 7771.94$ de forma confiable, ya que está solapada con una línea de emisión de cielo (ver Figura 5.5). Por lo tanto, sólo podemos dar una estimación de la abundancia de O^+ a partir de LR, la cual se muestra en la Tabla B.7.

NGC 3576, presenta, junto con el de la Nebulosa de Orión, el espectro de LR de O II más rico observado en una región H II. La Figura 5.8 muestra la gran calidad del espectro en la zona del multiplete 1 de O II. En nuestros cálculos, no hemos considerado las líneas con errores mayores al 40%, ni la línea de O II $\lambda 4156.54$ del multiplete 19 debido a que probablemente esté solapada con una línea desconocida (Liu et al. 2000). La corrección NLTE propuesta por Peimbert et al. (2005) ha sido aplicada a las líneas del multiplete 1 de O II, encontrándose que los valores de abundancia obtenidos a partir de cada línea individual coinciden no solo entre ellos sino que también coinciden –teniendo en cuenta los errores– con el valor adoptado a partir de la intensidad del multiplete. En NGC 3576 también se han detectado varias líneas correspondientes a transiciones $3d-4f$ que, como ya hemos visto, son independientes del caso asumido, así como las abundancias determinadas a partir de los multipletes 1, 2, 10 y 20. En contraste, los multipletes 5, 19 y 25 muestran una fuerte dependencia del caso, con lo que hemos decidido adoptar como valor representativo de O^{++}/H^+ el promedio (pesado por sus incertidumbres) de los valores proporcionados por los multipletes 1, 2, 10, 20, y las transiciones $3d-4f$, y que es: $O^{++}/H^+ = 4.2 \times 10^{-4}$, ligeramente superior, pero consistente dentro de las incertidumbres, con el calculado previamente por Tsamis et al. (2003) para una zona similar (3.7×10^{-4}). Todos los valores del cociente O^{++}/H^+ se muestran en la Tabla B.8.

NGC 3603 No se ha podido medir ninguna LR pura de O I en el espectro de NGC 3603 debido a que deben ser muy débiles y están solapadas con líneas de cielo (ver Figura 5.5).

Hemos detectado 7 líneas del multiplete 1 de O II en el espectro de NGC 3603, de las que sólo hemos usado 4 para la determinación de la abundancia de O^{++} , pues las restantes tienen grandes incertidumbres. Al igual que en otras de las regiones H II, esta es la primera vez que se miden LR de O II en esta nebulosa. Al aplicar las

correcciones NLTE, tanto las abundancias individuales como la abundancia a partir de la intensidad de todo el multiplete, coinciden muy bien teniendo en cuenta los errores. Probablemente, la línea de O II $\lambda 4696.36$ es una mala identificación, ya que la abundancia obtenida a partir de esa línea es 7 veces mayor que la finalmente adoptada. Se ha detectado también una línea del multiplete 2 de O II, pero no se ha tenido en cuenta debido a que su flujo no pudo ser medido con la suficiente precisión. Los valores de las abundancias de O⁺⁺ para esta región H II a partir de LR individuales y del multiplete observado, se presentan en la Tabla B.8.

Líneas de Carbono: C II

La LR de un elemento pesado más brillante en el rango óptico es la de C II $\lambda 4267.24$. En las figuras 5.10 y 5.11 se muestra esta línea en cada una de las nebulosas. Como ya hemos visto en la introducción de esta tesis (§ 1.6.5), esta línea se lleva midiendo en regiones H II desde hace casi tres décadas, aunque durante un tiempo se dudó de su validez como indicador de abundancia (Torres-Peimbert et al. 1980). La principal novedad que se presenta en esta tesis es que, dada la profundidad de los espectros, se han podido detectar otras LR de C II y así comprobar la validez de la teoría de recombinación para este ión. Además, en NGC 3603 y S 311 es la primera vez que se detectan y miden LR de C II, y por lo tanto que se determina la abundancia de C⁺⁺.

Nebulosa de Orión Hemos observado varias líneas de C II correspondientes a los multipletes 2, 3, 4, 6, 16.04, 17.02, 17.04 y 17.06. Davey et al. (2000) calcularon coeficientes de recombinación efectivos para todos estos multipletes, con lo que se puede determinar la abundancia a partir de las intensidades de las LR de C II, siguiendo una metodología similar a la usada para el oxígeno. Los mecanismos de excitación dominantes para las líneas de los multipletes 2, 3, 4 y 6 fueron discutidos detalladamente por Esteban et al. (1998) para la Nebulosa de Orión, a partir del estudio teórico realizado por Grandi (1976). Kaler (1972) encontró que el multiplete 4 podía estar fuertemente afectado por excitación por radiación estelar debido al comportamiento del cociente de líneas de C II $\lambda 3921/\lambda 4267$ en relación a la temperatura efectiva de la estrella ionizante. Esto fue demostrado cuantitativamente por Grandi (1976). Según este autor, la fluorescencia resonante por radiación estelar puede excitar los términos ²S y ²D, con lo que para las transiciones que tengan esos niveles superiores (multipletes 3 y 4) este mecanismo puede ser mucho más importante que la recombinación. De todas formas el valor obtenido para el caso B del multiplete 3 es consistente con el adoptado (ver más adelante), por lo que es posible que este mecanismo no sea muy efectivo a la hora de poblar el término superior de estas transiciones y bajo condiciones nebulares, domine la recombinación. Por otro lado, el multiplete 2 tiene un término superior $n p^2 P^0$ que puede ser poblado tanto por fluorescencia por radiación estelar –a partir de niveles excitados ²S y ²D– como por recombinación a partir de términos con grandes valores de L (Esteban et al. 1998); por lo tanto, para estas líneas el mecanismo dominante será la fluorescencia por radiación estelar con una pequeña contribución debido a la recombinación. Finalmente, Grandi (1976) demostró que la excitación de la línea a 4267.26 Å está dominada por la recombinación en al menos un orden de magnitud (esta línea

proviene de una transición que involucra términos con grandes valores de L , y por lo tanto esos términos no pueden ser alcanzados por transiciones desde el nivel fundamental). Adicionalmente, en esta tesis hemos detectado varias líneas pertenecientes a transiciones $nd-n'f$ (similar al multiplete 6) y a transiciones $nf-n'g$; estas últimas transiciones pueblan el nivel superior de la transición correspondiente a la LR de C II $\lambda 4267.26$. Estas líneas, por lo tanto, no pueden ser excitadas por otro mecanismo que no sea la recombinación, y los cocientes C^{++}/H^+ obtenidos a partir de ellas deben reflejar la verdadera abundancia de dicho ión. En la Figura 5.12 se muestran algunas de las LR puras de C II en la Nebulosa de Orión y en NGC 3576. A partir de los resultados mostrados en la Tabla B.6, se puede apreciar que las abundancias obtenidas a partir de líneas de C II que provienen de niveles con L grande, muestran un acuerdo excelente. Adicionalmente, estos valores son casi independientes del caso adoptado. Por lo tanto, se ha adoptado la media pesada por los errores de los valores obtenidos a partir de los multipletes 6, 16.04, 17.02, 17.04 y 17.06, como valor final de la abundancia de C^{++} , con lo que nos queda $C^{++}/H^+ = 2.2 \times 10^{-4}$, valor que es muy similar al calculado por Esteban et al. (1998) en un volumen algo mayor de la nebulosa, usando los viejos coeficientes de recombinación efectivos de Pequignot et al. (1991) (2.0×10^{-4}). De forma similar al O^{++} , en la Tabla B.6 se han marcado en negrita los valores usados para calcular las abundancias adoptadas.

M8, M17 y NGC 3576 Al igual que en la Nebulosa de Orión, en estas regiones H II se ha podido medir la abundancia de C^{++} a partir de varias LR de C II. Hemos usado las líneas pertenecientes a los multipletes 6, 16.04, 17.02, 17.04 y 17.06 –este último sólo en M8– para determinar el cociente C^{++}/H^+ en estas nebulosas. Los resultados se muestran en la Tabla B.6. En NGC 3576 no hemos usado la línea de C II $\lambda 5342.38$ del multiplete 17.06 debido a que tiene un error mayor del 40%. De la misma forma que en la Nebulosa de Orión, las abundancias obtenidas a partir de las líneas de los distintos multipletes son muy similares entre sí, certificando nuestra confianza en nuestras determinaciones de C^{++}/H^+ . Los valores de la abundancia de C^{++} obtenidos a partir de estas líneas coinciden de forma excelente con los obtenidos en trabajos previos a partir de una sola LR (M8: 1.9×10^{-4} , Esteban et al. 1999b; M17: 4.9×10^{-4} Esteban et al. 1999a y 4.4×10^{-4} Tsamis et al. 2003; NGC 3576: 2.9×10^{-4} Tsamis et al. 2003).

M16, M20, NGC 3603 y S 311 Para estas regiones H II se ha calculado la abundancia de C^{++} únicamente a partir de la LR de C II $\lambda 4267.24$. En M16 se ha detectado también la línea de C II $\lambda 6461.95$ perteneciente al multiplete 17.04; la abundancia obtenida a partir de esta línea es muy similar a la obtenida a partir de la línea del multiplete 6, pero tiene un error considerablemente mayor y no afecta a la determinación final de abundancia. Por otra parte, también se ha detectado la línea de C II $\lambda 9903.46$ perteneciente al multiplete 17.02, pero no ha sido útil para determinar la abundancia debido a que se encuentra fuertemente afectada por bandas de absorción atmosférica. En M20 también se han detectado estas dos líneas, pero en el caso del multiplete 17.04, la línea está fuertemente afectada por transferencia de carga en la CCD, mientras que la línea de multiplete 17.02 tiene un error mayor del 40% por

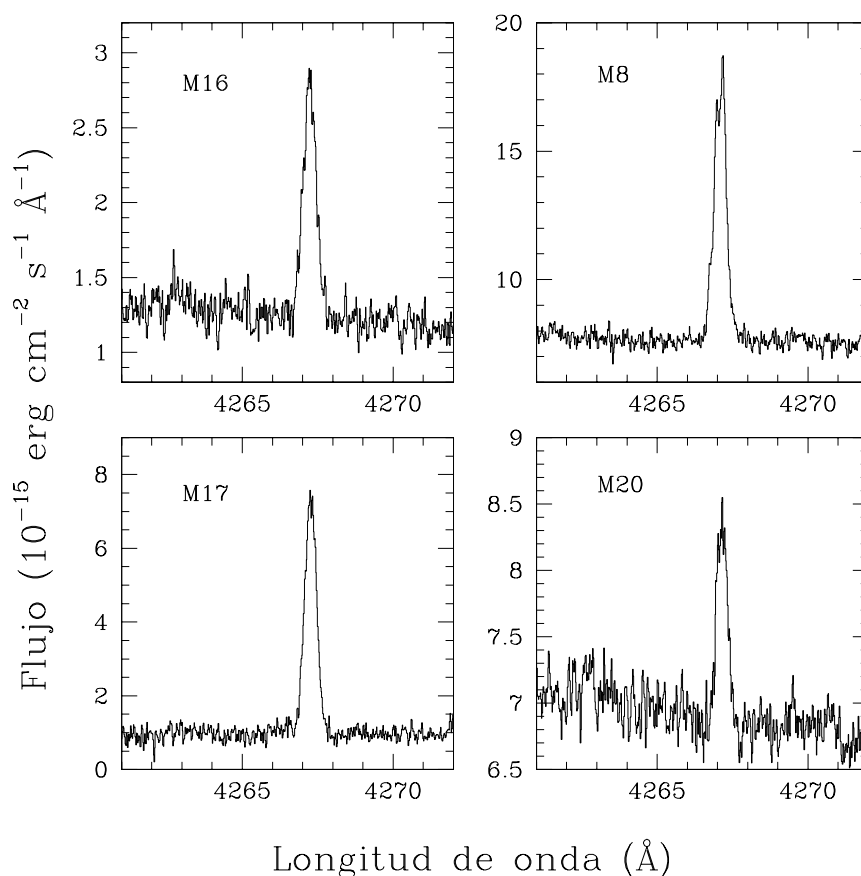


FIGURA 5.10 Secciones de los espectros echelle de M16, M8, M17 Y M20 mostrando la línea de C II $\lambda 4267.23$.

lo que no la hemos considerado útil para el cálculo de abundancias. Por último, en NGC 3603, también se ha detectado la línea perteneciente al multiplete 17.02, aunque en este caso, su intensidad es anormalmente alta y su perfil indica que probablemente esté solapada con una línea desconocida. Los cocientes C^{++}/H^{+} obtenidos a partir de las líneas de C II se muestran en la Tabla B.6.

Líneas de Neón: Ne II

En esta sección, se presentan las primeras detecciones de líneas de recombinación de Ne II en el espectro de dos regiones H II. Estas detecciones son muy importantes ya que teniendo en cuenta que hemos medido la abundancia de Ne^{++} a partir de LEC de [Ne III], la medida de la abundancia a partir de LR de Ne II nos permitirá realizar

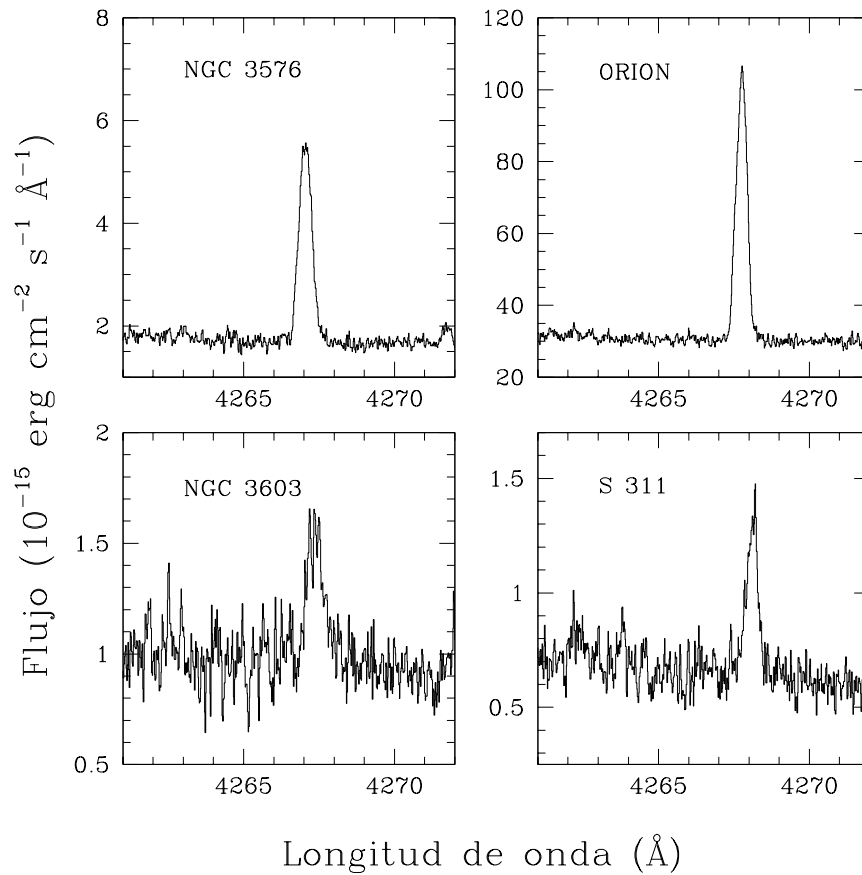


FIGURA 5.11 *Idem* que la Figura 5.10 para NGC 3576, Nebulosa de Orión, NGC 3603 y S 311.

una determinación adicional del factor t^2 –siguiendo la formulación desarrollada en § 1.6.4–.

Nebulosa de Orión Hemos identificado y medido varias líneas de Ne II en el rango espectral azul cubierto por nuestros datos. Estas líneas corresponden a dobletes, cuádrupletes y transiciones de intercombinación. Hemos usado los coeficientes de recombinación calculados por Kisielius et al. (1998) para calcular los cocientes $\text{Ne}^{++}/\text{H}^+$ que se muestran en la Tabla B.9. Para obtener la abundancia de Ne^{++} que finalmente hemos adoptado, hemos calculado el promedio, pesado por los errores, de las abundancias proporcionadas por las líneas correspondientes a cuádrupletes. Estas líneas son independientes del caso adoptado y, probablemente, son producidas por recombinación pura debido a que el nivel fundamental tiene configuración de doblete. En la

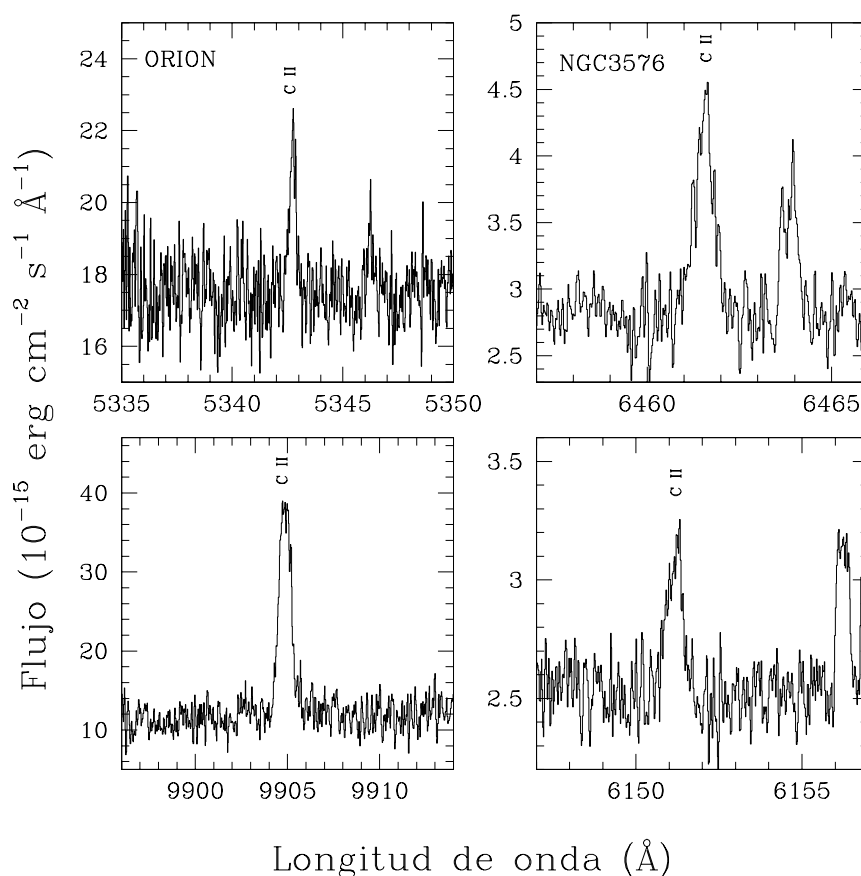


FIGURA 5.12 Secciones de los espectros echelle de la Nebulosa de Orión (izquierda) y de NGC 3576 (derecha) mostrando varias LR puras de C II.

Figura 5.13 se muestran algunas de las líneas de cuádrupletes usadas para calcular la abundancia de Ne^{++} . Esta es la primera vez que se determina la abundancia de Ne^{++} a partir de LR en la Nebulosa de Orión.

NGC 3576 Hemos detectado dos transiciones $3d-4f$ pertenecientes al multiplete 55e de Ne II . Para estas transiciones hemos usado los coeficientes de recombinación efectivos de Kissielius & Storey (comunicación privada) asumiendo acoplamiento LS. Hemos adoptado el valor de la “suma” de este multiplete como el representativo para la abundancia de Ne^{++} . Debido a que las dos líneas detectadas tienen una incertidumbre mayor al 40%, hemos asumido un error del 50% en sus intensidades para determinar la abundancia. Los valores calculados a partir de las líneas individuales y el valor adoptado para la abundancia de Ne^{++} en este objeto se muestran en la Tabla B.9. Las

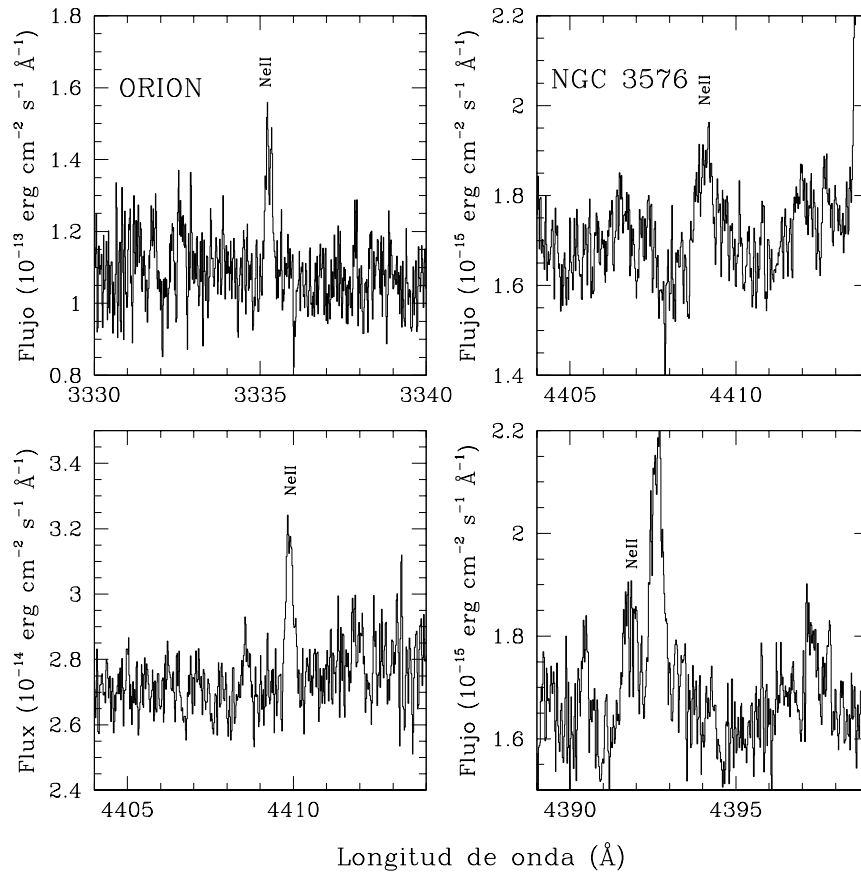


FIGURA 5.13 Secciones de los espectros echelle de la Nebulosa de Orión (izquierda) y de NGC 3576 (derecha) mostrando algunas de las líneas de Ne II detectadas.

líneas usadas se muestran en la Figura 5.13.

Líneas de Nitrógeno: N I y N II

Grandi (1975b) demostró que la fluorescencia del continuo estelar puede poblar los términos $3d\ ^4P$ y $4s\ ^4P$ y por lo tanto afectar a la intensidad observada de las líneas de los multipletes 1, 2 y 3 de N I. En esta tesis hemos encontrado que los cocientes N^+/H^+ calculados a partir de las líneas de estos multipletes en la Nebulosa de Orión y en NGC 3576 –usando los coeficientes de recombinación de Pequignot et al. (1991)– son anormalmente altos (ver Tabla B.10), indicando que la fluorescencia del continuo estelar es, efectivamente, el mecanismo dominante en poblar los niveles superiores de los multipletes 1, 2 y 3 de N I. Por lo tanto, desafortunadamente, las abundancias

de N^+ derivadas a partir de estos multipletes no son útiles y no serán consideradas a partir de ahora.

Para las líneas de $N \text{ II}$, Grandi (1976) encontró que la fluorescencia resonante por la línea de recombinación de $\text{He I } \lambda 508.64$ es 9 veces más eficiente en poblar el nivel $4p \text{ } ^3P^0$ que la radiación estelar en la Nebulosa de Orión, y por lo tanto puede ser el mecanismo responsable de la intensidad de los multipletes 3, 5 y, probablemente, del 4. También sugiere que el multiplete 28 puede ser excitado por una mezcla de recombinación y radiación estelar. Esto se puede aplicar también al multiplete 20, que tiene el mismo término superior que el multiplete 28 (Esteban et al. 1998), y quizás al multiplete 24, que podría ser alimentado por este mecanismo. Por otro lado, el estado fundamental de $N \text{ II}$ es un triplete y, por lo tanto, las líneas provenientes de singletes no deberían estar afectadas por efectos de fluorescencia esperándose que sean producidas por recombinación. Desafortunadamente, las líneas de singletes que hemos detectado en NGC 3576 y en la Nebulosa de Orión (pertenecientes a los multipletes 1, 12 y 29), son muy débiles o están solapadas con otra línea, por lo que las abundancias obtenidas no son fiables (ver Tabla B.11).

En M8, NGC 3576 y la Nebulosa de Orión hemos detectado una línea de $N \text{ II}$ que en realidad es un solapamiento de dos líneas de $N \text{ II } \lambda\lambda 5001.13, 5001.43$, del multiplete 19; estas transiciones tienen términos superiores, $3d \text{ } ^3F_{2,3}^0$, que están conectados con el nivel fundamental a través de transiciones permitidas de dipolo débiles, y pueden tener una contribución importante por fluorescencia (Bell et al. 1995). De hecho, Escalante y Morisset (2005), usando modelos de fotoionización para la Nebulosa de Orión, estimaron que la contribución por recombinación a la intensidad de estas líneas es de aproximadamente un 43%. De todas formas, estas líneas no son las más brillantes del multiplete 19, con lo que en este caso esperaríamos ver otras líneas del multiplete; por ejemplo, la más brillante de este multiplete, $N \text{ II } \lambda 5005.15$ cuyo término superior $3d \text{ } ^3F_4^0$ no puede ser excitado por fluorescencia de forma eficiente (y por lo tanto debería ser producida principalmente por recombinación) no se puede observar debido a que, probablemente, se encuentra embebida en el ala azul de la brillante línea [$O \text{ III}$] $\lambda 5006.84$. Por otra parte, en NGC 3576, hemos detectado las líneas $N \text{ II } \lambda\lambda 4236.91, 4241.78$ y 4242.50 del multiplete 48 cuyos términos superiores, $4f \text{ } ^3F$ no pueden ser poblados por transiciones resonantes permitidas y, por lo tanto, estas líneas deben ser excitadas principalmente por recombinación. Un hecho significativo es que, tanto la abundancia obtenida a partir del multiplete 19, como la obtenida a partir del multiplete 48, coinciden significativamente en NGC 3576 (ver Tabla 5.1). Por último, Escalante y Morisset (2005) estimaron que la contribución de la recombinación a la intensidad del multiplete 3 es aproximadamente del 20% de la intensidad total de la línea. En la Tabla B.11 mostramos los cocientes N^{++}/H^+ para M8, NGC 3576 y la Nebulosa de Orión.

Con el fin de comprobar las predicciones teóricas, hemos calculado la abundancia de N^{++} estimada a partir del multiplete 19, teniendo en cuenta la contribución por fluorescencia predicha por Escalante y Morisset (2005), y la hemos comparado con la abundancia de N^{++} estimada a partir de la abundancia de N^+ determinada usando LEC con $t^2 > 0.00$ y el factor de corrección por ionización (ICF) para el N (ver § 5.5). Hemos procedido de forma similar con el multiplete 3 –teniendo en cuenta que sólo el

20% de la intensidad de las líneas es producido por recombinación– y con las transiciones $3d-4f$ y de singletes, que no pueden verse afectadas por efectos de fluorescencia. En la Tabla 5.1 mostramos las abundancias de N^{++} obtenidas usando los multipletes 3, 19, transiciones $3d-4f$ y singletes en M8, NGC 3576 y la Nebulosa de Orión. En principio, hay un mejor acuerdo entre las abundancias obtenidas a partir de estas líneas si tenemos en cuenta las consideraciones de Escalante y Morisset (2005), aunque sigue habiendo resultados bastante confusos; por ejemplo, la única transición $3d-4f$ detectada en NGC 3576 muestra un valor muy alto con respecto al obtenido usando las otras líneas (un factor 2–4 veces superior), exceptuando la línea de singlete, que da un valor similar aunque es muy incierto. Escalante y Morisset (2005) indicaron que la fluorescencia no puede explicar las altas intensidades medidas para las líneas provenientes de niveles $4f$ y propusieron que debe de haber algún mecanismo adicional que aumente la intensidad de estas líneas. Debido a esto, las abundancias que hemos determinado a partir de las transiciones $3d-4f$ sólo pueden ser consideradas límites superiores.

La medida de LR puras, tanto de N^+ como de N^{++} (transiciones entre singletes) puede ser muy útil para contrastar observacionalmente el escenario de las fluctuaciones de temperatura. El análisis observacional de este tipo de líneas supondría un esfuerzo observacional considerable en la mayoría de las regiones H II.

TABLA 5.1 Comparación de los cocientes N^{++}/H^+ a partir de líneas permitidas de N II^a.

Mult.	$N^{++}/H^+ (\times 10^{-5})$		
	M8	Orion	NGC 3576
3	2	2	2
19	3	3	4
$3d-4f$	—	≤ 4 :	≤ 8
singletes	—	3:	7:
LEC ^b	4	6	4

^a Los dos puntos indican incertidumbres mayores al 40%.

^b La abundancia de N^{++} ha sido obtenida a partir de $N/H = N^+/H^+ + N^{++}/H^{++}$, donde N/H y N^+/H^+ fueron obtenidos a partir de LEC asumiendo $t^2 > 0.00$.

5.4 Determinación de t^2 a partir de la discrepancia de abundancias.

Siguiendo la metodología desarrollada en § 1.6.2 hemos determinado el parámetro de fluctuaciones de temperatura, t^2 , a partir de las discrepancias de abundancias obtenidas entre LEC y LR, para los iones O^{++} , C^{++} , O^+ y Ne^{++} . Los valores de t^2 obtenidos para nuestras regiones H II se muestran en la Tabla B.1. En todos los casos, salvo para el C^{++} la comparación se ha realizado entre abundancias determinadas a partir de

líneas coexistentes en el espectro. En el caso del C^{++} , no hay LEC en el rango óptico del espectro, con lo que hemos tenido que comparar con observaciones UV del satélite *IUE* disponibles en la literatura. M8 y la Nebulosa de Orión son los únicos objetos de nuestra muestra para los que hay disponibles dichos datos espectrofotométricos en el rango UV. Walter et al. (1992) y Peimbert et al. (1993b) midieron el flujo de la línea UV C III] $\lambda 1906+1909$ cubriendo áreas de la nebulosa mayores que las analizadas en el óptico. En el caso de la Nebulosa de Orión, hemos adoptado el promedio de las posiciones 5 y 7 de Walter et al. (1992), que son las más cercanas a nuestra posición, mientras que para M8, la apertura observada por Peimbert et al. (1993b) cubre completamente nuestra posición de rendija y toda la parte sur del Reloj de Arena. El problema que presenta este tipo de comparación es que los volúmenes de nebulosa cubiertos en las observaciones UV y ópticas no son coincidentes, con lo que se pueden introducir efectos debidos a la estructura de ionización de la nebulosa. De todas formas, en los dos casos estudiados creemos que este efecto no es muy significativo (ver § 5.5.3).

Los valores de t^2 obtenidos a partir de la comparación de abundancias son consistentes entre sí para cada uno de los objetos, y además son bastante parecidos entre los distintos objetos, si exceptuamos el caso de $t^2(O^+ (R/C))$ para la Nebulosa de Orión que, como hemos visto en § 5.3, presenta una gran incertidumbre ya que la abundancia de O^+ por recombinación se calculó usando una línea bastante débil solapada con líneas telúricas y, por lo tanto, el valor de t^2 obtenido a partir de este ión no ha sido considerado a la hora de determinar el t^2 promedio representativo del objeto. La gran consistencia de los resultados creemos que es un hecho observacional que soporta fuertemente el escenario de las fluctuaciones de temperatura como responsable de la discrepancia de abundancias observada en las regiones H II, como veremos en § 6.6.

5.5 Abundancias totales.

La abundancia total de un cierto elemento, relativa al H, se calcula a partir de la suma de las abundancias iónicas calculadas para todos sus posibles estados de ionización. Existen casos en los que no podemos calcular las abundancias de todos los distintos iones debido a que sus líneas no se encuentran en el rango cubierto por nuestro espectro. Si no disponemos de observaciones en esas zonas, podemos hacer una aproximación para la resolución del problema por medio de lo que se denominan factores de corrección por ionización, ICF, que evalúan la contribución de los estados de ionización no observables. El esquema de ICFs adoptado en este trabajo se basa en la similitud entre los potenciales de ionización de varios estados de ionización de ciertos elementos en relación, principalmente, a los del oxígeno.

Las abundancias obtenidas a partir de LEC han sido determinadas para los valores de $t^2=0.00$ y $t^2>0.00$, y pueden ser usadas para determinar abundancias para otros valores de t^2 simplemente interpolando los datos de la Tabla B.4.

5.5.1 Helio

En nuestros espectros no aparecen líneas de He II, pero debemos considerar la contribución de cierta cantidad de He^0 , con lo cual debemos adoptar un ICF que tenga en

cuenta esta contribución. Así la expresión de la abundancia total de helio nos quedaría como:

$$\frac{N(\text{He})}{N(\text{H})} = ICF(\text{He}) \times \frac{N(\text{He}^+)}{N(\text{H}^+)} \quad (5.7)$$

La corrección por la presencia de He^0 constituye un problema de difícil solución. Se han propuesto distintos métodos empíricos, pero ninguno soluciona el problema de forma totalmente satisfactoria en todos los rangos de excitación. Stasińska (1980) realizó varios modelos de regiones H II y encontró que el volumen relativo de la esfera de Strömgren de He^+ con respecto a la de H^+ , variaba según la temperatura efectiva de la estrella ionizante, con lo que resultaría adecuado expresar el $ICF(\text{He})$ en función de algún parámetro que caracterice el espectro ionizante; Vílchez (1989) propuso un esquema de corrección basado en el parámetro $\eta = (\text{O}^+/\text{O}^{++})/(\text{S}^+/\text{S}^{++})$ (Vílchez y Pagel 1988), que es una función analítica del espectro ionizante.

Basándose en la similitud entre los potenciales de ionización de He^0 (24.6 eV) y S^+ (23.3 eV), Peimbert et al. (1992) determinaron el siguiente ICF:

$$ICF(\text{He}) = 1 + \frac{N(\text{S}^+)/N(\text{H}^+)}{N(\text{S})/N(\text{H}) - N(\text{S}^+)/N(\text{H}^+)}, \quad (5.8)$$

que básicamente indica que el He es neutro en la zona en donde el S está una vez ionizado. A partir de esta corrección se han obtenido los $ICFs(\text{He})$ que se muestran en la Tabla 5.2.

5.5.2 Oxígeno

La ausencia de líneas de emisión de He II en nuestros espectros –indicativo de un grado de ionización de la nebulosa bajo o medio, como ya hemos visto– y la similitud entre los potenciales de ionización del He^+ y el O^{++} implica la ausencia de O^{3+} medible en nuestras nebulosas. Por lo tanto, para obtener la abundancia total de oxígeno, sólo tenemos que asumir lo siguiente:

$$\frac{N(\text{O})}{N(\text{H})} = \frac{N(\text{O}^+ + \text{O}^{++})}{N(\text{H}^+)} \quad (5.9)$$

5.5.3 Carbono

Para el carbono, sólo disponemos de observaciones directas de líneas permitidas de C^{++} . Por lo tanto, la abundancia de C va a estar dada por:

$$\frac{N(\text{C})}{N(\text{H})} = ICF(\text{C}) \times \frac{N(\text{C}^{++})}{N(\text{H}^+)}, \quad (5.10)$$

donde el $ICF(\text{C})$ lo hemos adoptado a partir de los modelos de fotoionización de Garnett et al. (1999) (ver su Figura 2). Teniendo en cuenta la similitud entre los potenciales de ionización de C^{++} y Ar^{++} , y que el cociente $\text{Ar}^{3+}/\text{Ar}^{++}$ es muy bajo en todos nuestros objetos, la fracción de C^{3+} presente en ellos se puede considerar despreciable. Los valores obtenidos para nuestras regiones H II indican que la relación C^+/C^{++} va

desde 0.08 ± 0.04 en el caso de NGC 3603 a 2.2 ± 0.8 en el caso de M20, las dos nebulosas con los valores más extremos de excitación. Los valores del $ICF(C)$ se muestran también en la Tabla 5.2.

En los casos de M8 y la Nebulosa de Orión, hay disponibles observaciones *IUE* de la línea UV C II] $\lambda 2326$ (Peimbert et al. 1993b; Walter et al. 1992, para M8 y la Nebulosa de Orión, respectivamente). A partir de estos datos se obtiene que $ICF(C)=2.48$ para M8 e $ICF(C)=1.20$ para la Nebulosa de Orión. Comparando con los valores presentados en la Tabla 5.2, vemos que estos valores coinciden con los valores obtenidos usando los modelos de Garnett et al. (1999), lo cual sugiere que no hay cambios significativos en la estructura de ionización del C en los volúmenes observados en el óptico y en el UV.

TABLA 5.2 ICFs adoptados^a.

Objeto	He	C	N	Ne	S	Ar	Fe
M16	1.30/1.18	2.82	1.34/1.56	8.13/6.16	1.00/1.01	2.82/2.03	1.26/1.32
M8	1.11/1.07	2.45	1.67/1.95	7.25/5.35	1.00/1.01	2.03/1.65	1.29/1.35
M17	1.03/1.02	1.19	6.35/8.38	1.27/1.20	1.25/1.33	1.08/1.05	4.26/5.12
M20	1.24/1.17	3.15	1.32/1.44	19.04/14.81	1.00	3.03/2.18	1.20/1.23
NGC 3576	1.07/1.05	1.45	3.05/3.66	1.72/1.57	1.07/1.10	1.25/1.19	2.09/1.91
Orión	1.03/1.02	1.24	5.72/6.86	1.32/1.27	1.21/1.25	1.09/1.07	3.39/2.50
NGC 3603	1.01	1.08	15.63/23.31	1.10/1.07	1.59/1.76	1.03/1.02	7.93/10.73
S 311	1.22/1.16	2.24	1.53/1.72	9.55/8.16	1.01	2.25/1.88	1.32/1.38

^a Para $t^2=0.00/t^2>0.00$.

5.5.4 Nitrógeno

En la zona óptica del espectro N^+ es el único estado de ionización del N observado. Bajo las condiciones de ionización en las regiones H II, no se espera que haya una contribución significativa de N^{3+} a la abundancia de N (exceptuando quizás las regiones H II con mayor grado de ionización). En cambio, la contribución de N^{++} es muy importante y debe ser estimada. Teniendo en cuenta esto, la abundancia total de N vendría dada por:

$$\frac{N(N)}{N(H)} = ICF(N) \times \frac{N(N^+)}{N(H^+)}, \quad (5.11)$$

El ICF habitual para determinar la abundancia total de N dado por la expresión:

$$ICF(N) = \frac{N(O^+) + N(O^{++})}{N(O^+)}, \quad (5.12)$$

está basado en la similitud entre los potenciales de ionización de N^+ y O^+ ($N/O = N^+/O^+$ Peimbert y Costero 1969), y debido a que en regiones con alto grado de ionización puede haber una contribución no despreciable de N^{3+} , este ICF subestima la corrección a realizar, con lo que no es una buena aproximación para nebulosas con alto grado de ionización.

Siguiendo lo prescrito por Peimbert et al. (1992), hemos usado el conjunto de ICFs obtenido a partir de modelos de fotoionización por Mathis y Rosa (1991). Estos autores presentan un $ICF(N)$ en forma de una expansión en serie de potencias en función de los parámetros observacionales $F(O) \equiv \log(O^+/O^{++})$ y $F(S) \equiv \log(S^+/S^{++})$. La expresión dada por Mathis y Rosa (1991) es la siguiente:

$$\log[ICF(N)] = A_0 + A_O F(O) + A_S F(S) + A_{OO} F(O)^2 + A_{OS} F(O)F(S) + A_{SS} F(S)^2, \quad (5.13)$$

donde los coeficientes A son calculados mediante un ajuste de mínimos cuadrados a los modelos de fotoionización. Estos coeficientes toman distintos valores según los modelos de atmósfera asumidos como fuente de ionización del modelo nebuloso, donde el criterio diferencial es el siguiente:

$$F(O) > 1.144 + 1.272F(S), \quad (5.14)$$

que corresponde a atmósferas “frías”. De lo contrario, la atmósfera es “caliente”. Hemos adoptado el $ICF(N)$ dado por la media de las atmósferas frías y calientes para cada una de nuestras nebulosas. Los valores obtenidos para el $ICF(N)$ se muestran en la Tabla 5.2.

5.5.5 Azufre

Se han detectado líneas de azufre de dos estados de ionización (S^+ y S^{++}) en nuestro espectro. Los datos obtenidos dan una relación de abundancias de S^+/S^{++} que va desde el valor más bajo: ~ 0.02 obtenido para NGC 3603, hasta el más alto ~ 0.3 obtenido para S 311. Estos valores indican que en nebulosas con los grados de excitación de nuestra muestra, la mayor parte del azufre se encuentra en el estado de ionización S^{++} . Según este resultado, se debe tener en cuenta un factor de corrección por ionización, $ICF(S)$ que considere la presencia de S^{3+} . Para ello, hemos adoptado la expresión dada por Stasińska (1978):

$$ICF(S) = \left[1 - \left(1 - \frac{N(O^+)}{N(O)} \right)^3 \right]^{-1/3}, \quad (5.15)$$

con lo que:

$$\frac{N(S)}{N(H)} = ICF(S) \times \frac{N(S^+ + S^{++})}{N(H^+)}, \quad (5.16)$$

que está basada en modelos de fotoionización de regiones H II. En general, como se puede apreciar en la Tabla 5.2, esta corrección es muy pequeña o incluso nula para regiones H II con bajo grado de ionización, pero su importancia aumenta con el grado de ionización de la región H II.

5.5.6 Neón

En el caso de este elemento, sólo se han medido LEC de Ne^{++} . Como el potencial de ionización de este ión es muy alto (63.4 eV), no se espera que exista una fracción

significativa de Ne^{3+} en la nebulosa. En cambio, se espera encontrar una fracción importante de Ne^+ , por lo que se debe introducir un ICF.

En general, hemos usado el ICF propuesto por Peimbert y Costero (1969):

$$\frac{N(\text{Ne})}{N(\text{H})} = ICF(\text{Ne}) \times \frac{N(\text{Ne}^{++})}{N(\text{H}^+)}, \quad (5.17)$$

donde $ICF(\text{Ne})$ viene dado por:

$$ICF(\text{Ne}) = \left[\frac{N(\text{O}^+) + N(\text{O}^{++})}{N(\text{O}^{++})} \right]. \quad (5.18)$$

Esta ecuación es una muy buena aproximación para nebulosas en las que la mayoría del Ne y del O estén ionizados dos veces, es decir, que sean de alto grado de ionización (M17, NGC 3576, NGC 3603 y la Nebulosa de Orión). En cambio, este ICF subestima la abundancia de Ne/H para nebulosas de bajo grado de ionización, debido a que una considerable fracción de Ne^+ coexiste con O^{++} (ver Torres-Peimbert y Peimbert 1977; Peimbert et al. 1992); este es el caso de M16, M8, M20 y S 311. Basándonos en que el origen del neón y el oxígeno está relacionado (ver § 6.2), hemos considerado para estos objetos una relación $\text{Ne}/\text{O} \sim 0.2$, según las prescripciones de Torres-Peimbert y Peimbert (1977) y hemos estimado que los valores del $ICF(\text{Ne})$ para estas regiones H II son superiores a los calculados por la ecuación 5.18. Los valores del $ICF(\text{Ne})$ obtenidos para cada una de las regiones se muestran en la Tabla 5.2.

5.5.7 Cloro

Hemos medido líneas de dos estados de excitación del cloro en todas las regiones H II: Cl^+ y Cl^{++} . En las regiones de menor grado de excitación (M16, M8, M20 y S 311) se ha asumido que la abundancia de Cl es igual a la suma de estos dos estados. Esta aproximación es válida teniendo en cuenta el bajo valor del cociente $\text{Cl}^{3+}/\text{Cl}^{++}$ obtenido en las regiones en las que se han medido LEC correspondientes al ión Cl^{3+} , cuyos valores van de ~ 0.02 para NGC 3576 a ~ 0.06 para NGC 3603, y el menor grado de ionización de M16, M8, M20 y S 311 con respecto a esas nebulosas.

5.5.8 Argón

Hemos obtenido abundancias de Ar^{++} y Ar^{3+} en todas nuestras nebulosas, aunque en las nebulosas de menor grado de ionización (M8, M16, M20 y S 311) la determinación de $\text{Ar}^{3+}/\text{H}^+$ es muy incierta debido a la debilidad de las líneas de [Ar IV]. A partir de estos datos hemos encontrado que el cociente $\text{Ar}^{3+}/\text{Ar}^{++}$ está entre 0.002 para S 311 y 0.032 para NGC 3603, indicando que la mayoría del Ar se encuentra en la forma de Ar^{++} . De todas formas, se espera que haya una contribución no despreciable de Ar^+ que debe ser considerada. Para ello hemos usado la siguiente relación:

$$\frac{N(\text{Ar})}{N(\text{H})} = ICF(\text{Ar}) \times \frac{N(\text{Ar}^{++})}{N(\text{H}^+)}, \quad (5.19)$$

en donde $ICF(Ar)$ ha sido calculado a partir de la correlación entre N^{++}/N^+ y Ar^{++}/Ar^+ obtenida por Martín-Hernández et al. (2002) a partir de observaciones *ISO* de regiones H II compactas; usando estos resultados hemos calculado los valores de $ICF(Ar)$ mostrados en la Tabla 5.2.

5.5.9 Hierro

En general, para casi todas nuestras regiones H II hemos medido líneas de dos estados de ionización del hierro: Fe^+ y Fe^{++} , aunque en § 5.2.1 hemos visto que el cociente Fe^+/H^+ no es muy fiable. Recientemente, Rodríguez y Rubin (2005) han determinado un ICF para el hierro a partir de un ajuste por mínimos cuadrados a los resultados de una serie de modelos de fotoionización en los cuales se representa $O^+/O \times Fe/Fe^{++}$ como una función del grado de ionización, dado por O^+/O^{++} . La corrección por ionización determinada por estos autores queda como:

$$\frac{N(Fe)}{N(H)} = 0.9 \left[\frac{N(O^+)}{N(O^{++})} \right]^{0.08} \times \frac{N(Fe)^{++}}{N(O)^+} \times \frac{N(O)}{N(H)}. \quad (5.20)$$

En NGC 3576 y la Nebulosa de Orión hemos observado también líneas correspondientes al estado de Fe^{3+} , con lo que hemos determinado también la abundancia total de Fe como:

$$\frac{N(Fe)}{N(H)} = \frac{N(Fe^+) + N(Fe^{++}) + N(Fe^{3+})}{N(H^+)}. \quad (5.21)$$

Rodríguez y Rubin (2005) discutieron extensamente la discrepancia observada entre los valores de Fe/H obtenidos usando sus modelos de fotoionización y los valores observados. Esta discrepancia parece aumentar a medida que aumenta el grado de ionización de la nebulosa. Estos autores concluyeron que es posible que esta discrepancia sea debida a incertidumbres en los datos atómicos. Los valores del $ICF(Fe)$ adoptados para cada objeto se muestran en la Tabla 5.2.

5.5.10 Comparación con determinaciones de abundancias previas.

En este apartado, comparamos las abundancias totales obtenidas en este trabajo con determinaciones previas usando el mismo tipo de líneas (LEC o LR). Con el fin de ser consistentes, en casi todos nuestros objetos, hemos recalculado las abundancias a partir de LEC, dadas por otros autores usando nuestro conjunto de datos atómicos y esquema de ICF, y hemos encontrado que, en la mayoría de los casos, las diferencias pueden ser explicadas en estos términos y no se deben a errores en la medida de los flujos de las líneas.

M16 y M20.

Determinaciones anteriores de abundancias en M16 y M20 son las realizadas por Hawley (1978) y Rodríguez (1998, 1999b). Estos estudios previos están basados en el análisis de LEC. Aunque las posiciones de rendija analizadas en estos trabajos no siempre coinciden con las estudiadas en esta tesis, hemos comparado nuestros resultados

con los obtenidos por estos autores. Teniendo en cuenta que estos trabajos obtuvieron abundancias en varias posiciones de rendija a lo largo de la nebulosa, hemos adoptado valores promedio a la hora de realizar la comparación.

En general, hay un buen acuerdo –dentro de la incertidumbre– entre nuestras abundancias a partir de LEC de O, N y S y las obtenidas por Hawley (1978). Las desviaciones con respecto a nuestros valores son menores a 0.1 dex para el N, mientras que la abundancia de O es casi coincidente en el caso de M20, y 0.09 dex menor en el caso de M16. Teniendo en cuenta que Hawley destacó las dificultades en la medida de algunas líneas –las de [N II] y las de [S III]– en sus espectros, el acuerdo con nuestros resultados es notable. A la hora de comparar con los resultados de Rodríguez (1998, 1999b), hemos seguido la misma metodología. Para M20 hemos encontrado que N y S muestran diferencias de 0.06 y 0.09 dex respectivamente, aunque para la abundancia de O, las discrepancias llegan a ser muy altas (hasta 0.21 dex, principalmente debidas al cociente O^+/H^+). Esta diferencia puede ser explicada teniendo en cuenta que Rodríguez determinó el cociente O^+/H^+ a partir de las líneas de [O II] 7320+7330 Å, las cuales estaban seriamente afectadas por líneas de emisión telúricas (Rodríguez 1998). Para M16, hay un buen acuerdo entre nuestros resultados y los de Rodríguez, especialmente para las abundancias de N y S, las cuales son casi coincidentes con nuestros valores. La discrepancia en la abundancia de O es, en este caso, de 0.11 dex, probablemente debido a lo comentado previamente.

M8 y M17.

Las abundancias totales calculadas para M8 en esta tesis son muy parecidas a las determinadas por Esteban et al. (1999b), teniendo en cuenta las incertidumbres y que los ICFs usados para Ne y Ar (que son los elementos que presentan mayor desviación) son considerados bastante inciertos. Al igual que con M16 y M20, hemos usado nuestros datos atómicos y esquema de ICFs y hemos comprobado que las abundancias calculadas con los datos de Esteban et al. (1999b) dan resultados más acordes con lo obtenido en esta tesis. Hemos procedido de forma similar con los datos de Peimbert et al. (1993a) y los de Rodríguez (1999a,b), llegando a la misma conclusión.

Las abundancias de M17 son también muy parecidas a las determinadas por Esteban et al. (1999a), Peimbert et al. (1992), Rodríguez (1999a,b) y Tsamis et al. (2003) teniendo en cuenta los errores. Al igual que ocurre en otros de nuestros objetos, las mayores diferencias entre los distintos trabajos son probablemente debidas al conjunto de datos atómicos e ICFs adoptados. Las diferencias con las determinaciones previas son menores a 0.1 dex, por lo tanto, podemos concluir que los errores en las intensidades de las líneas no son los responsables de las diferencias de abundancias entre los diferentes autores (tanto para M8 como para M17) y remarcamos la robustez de las determinaciones para ambos objetos, teniendo en cuenta las incertidumbres que pueden introducir tanto los datos atómicos como el esquema de ICFs adoptado.

NGC 3576 y NGC 3603.

Hay dos determinaciones previas de abundancias en NGC 3576 a partir de espectrofotometría en el rango visible del espectro (Girardi et al. 1997; Tsamis et al. 2003)

y una en el IR lejano (Simpson et al. 1995). La comparación de nuestros datos con los de Girardi et al. (1997) y Tsamis et al. (2003) usando nuestros datos atómicos y esquema de ICF nos indica que hay un muy buen acuerdo entre nuestros resultados y los obtenidos a partir de los datos de estos autores –diferencias menores o del orden de 0.1 dex– para el O, N, S y Ne.

NGC 3603 es la única región H II gigante que puede ser observada como tal en el rango óptico del espectro. Melnick et al. (1989) determinaron una abundancia de O para NGC 3603 de $12+\log(\text{O}/\text{H})=8.39\pm 0.41$ que, a pesar de su gran incertidumbre, es consistente con el valor determinado en esta tesis a partir de LEC. Tapia et al. (2001) publicaron el conjunto de abundancias de NGC 3603 más completo disponible hasta ahora en la literatura; usando nuestro conjunto de datos atómicos encontramos que la abundancia de O obtenida a partir de esos datos ($12+\log(\text{O}/\text{H})=8.52$) es casi idéntica a la obtenida en esta tesis ($12+\log(\text{O}/\text{H})=8.51$), mientras que las grandes diferencias encontradas en el resto de elementos (ΔN , ΔS , $\Delta\text{Ne}\sim 0.2\text{--}0.3$ dex) son debidas, probablemente, a la gran incertidumbre en la medida de las líneas. Comparando nuestras abundancias a partir de LEC con las de Girardi et al. (1997), encontramos una situación muy similar.

Por otra parte, para estos objetos disponemos de determinaciones de abundancias de O, N, Ne y S basadas en observaciones de líneas de emisión de estructura fina en el IR lejano (Simpson et al. 1995). Debido a que la emisividad de estas líneas es esencialmente independiente de la estructura de temperaturas de la nebulosa –debido a sus bajas energías de excitación– es interesante comparar las abundancias determinadas a partir de estas líneas con las calculadas usando LR o LEC asumiendo un t^2 . En principio, considerando la presencia de fluctuaciones de temperatura y la no existencia de fluctuaciones grandes de densidad, ambas determinaciones deberían de ser similares. En la Tabla 5.3 mostramos la comparación de nuestras abundancias de O, N, Ne y S en NGC 3576, NGC 3603, M17 y la Nebulosa de Orión de este trabajo, así como las abundancias de 30 Doradus (Peimbert 2003), con las obtenidas por Simpson et al. (1995) a partir de sus datos en el IR lejano. Se puede observar que para NGC 3603, los valores determinados a partir de las líneas IR son similares a los calculados a partir de las LEC ópticas asumiendo $t^2>0.00$, un hecho que parecería soportar la presencia de fluctuaciones de temperatura en la nebulosa. De todas formas hay otros ejemplos en donde esta situación no está clara: para NGC 3576, los valores de la abundancias en el IR son intermedios entre los valores para $t^2=0.00$ y $t^2>0.00$ (ver Tabla 5.3); algo similar ocurre cuando comparamos los valores publicados por Simpson et al. (1995) con los obtenidos para la Nebulosa de Orión en este trabajo; por otro lado, M17 (esta tesis) y 30 Doradus (Peimbert 2003; Tsamis et al. 2003) muestran abundancias –usando LEC y asumiendo $t^2=0.00$ – que son bastante parecidas a las determinadas haciendo uso de LEC del IR lejano (ver Tabla 5.3). Si quisiéramos comparar nuestras abundancias iónicas con las obtenidas a partir de los datos IR, habría que añadir complicaciones adicionales. Las aperturas usadas en ambos tipos de observaciones cubren regiones de la nebulosa muy diferentes, siendo mucho mayores en la espectroscopía IR. Cambios en el grado de ionización promedio en las áreas cubierta por la rendijas en las observaciones ópticas e IR pueden producir diferencias naturales entre las abundancias iónicas que no están relacionadas con la presencia o ausencia de fluctuaciones de temperatura. Por

TABLA 5.3 Comparación de abundancias en el óptico y en el IR para NGC 3576, NGC 3603, M17, Nebulosa de Orión y 30 Doradus^a

Elemento	NGC 3576 ^b			NGC 3603 ^b		
	LEC Opt ($t^2 = 0.00$)	LEC Opt ($t^2 > 0.00$)	LEC IR ^c	LEC Opt ($t^2 = 0.00$)	LEC Opt ($t^2 > 0.00$)	LEC IR ^c
O	8.59 ± 0.03	8.82 ± 0.07	8.67 ± 0.09	8.46 ± 0.05	8.71 ± 0.07	8.79 ± 0.09
N	7.57 ± 0.06	7.81 ± 0.07	7.85 ± 0.09	7.62 ± 0.13	7.89 ± 0.14	7.96 ± 0.09
S	6.92 ± 0.10	7.23 ± 0.10	7.00 ± 0.09	7.04 ± 0.05	7.36 ± 0.08	7.12 ± 0.09
Ne	7.85 ± 0.10	8.11 ± 0.12	8.00	7.76 ± 0.08	8.03 ± 0.11	8.08
	M17 ^b			Neb. Orión ^b		
O	8.51 ± 0.04	8.75 ± 0.05	8.53 ± 0.09	8.54 ± 0.03	8.68 ± 0.04	8.60
N	7.62 ± 0.12	7.87 ± 0.13	7.76 ± 0.10	7.73 ± 0.09	7.87 ± 0.09	7.83
S	7.01 ± 0.04	7.33 ± 0.06	6.86 ± 0.09	7.04 ± 0.04	7.23 ± 0.04	6.93
Ne	7.74 ± 0.07	8.01 ± 0.09	—	7.79 ± 0.07	7.94 ± 0.07	7.91
	30 Doradus ^d					
O	8.33 ± 0.02	8.50 ± 0.02	8.38 ± 0.08			
N	7.05 ± 0.08	7.21 ± 0.08	7.15 ± 0.08			
S	6.84 ± 0.10	6.99 ± 0.10	6.70 ± 0.15			
Ne	7.65 ± 0.06	7.83 ± 0.06	—			

^a En unidades de $12 + \log (X/H)$.

^b Abundancias a partir de LEC ópticas de esta tesis.

^c Abundancias a partir de LEC IR tomadas de Simpson et al. (1995).

^d Abundancias a partir de LEC ópticas de Peimbert (2003).

el contrario este efecto no debe de afectar a las abundancias totales. En este sentido, creemos que es importante aclarar las conclusiones a las que llegaron Tsamis et al. (2003) acerca de este problema. Estos autores realizaron una comparación entre la abundancia de O^{++} determinada a partir de LEC ópticas e IR, para una muestra de regiones H II, llegando a la conclusión de que las fluctuaciones de temperatura debían de ser descartadas como la causa de la discrepancia entre las abundancias de O^{++} calculadas usando LR o LEC ópticas. A partir de los resultados obtenidos en este trabajo, y teniendo en consideración los efectos de apertura, este resultado está lejos de ser concluyente. Otro problema adicional es el hecho de que las líneas observadas en el óptico y en el IR para cada elemento corresponden a diferentes especies, por lo que hay que adoptar diferentes ICFs para el mismo elemento, añadiendo una incertidumbre adicional a todas las que hemos comentado. Esta claro que son necesarias observaciones adicionales en el óptico y en el IR tomadas en la misma zona con aperturas similares, y un conjunto de ICFs coherente para resolver definitivamente este problema.

Nebulosa de Orión.

La Nebulosa de Orión ha sido considerada tradicionalmente la referencia estándar para la composición química del gas ionizado en la vecindad solar. Por lo tanto es esencial disponer de una determinación de las abundancias elementales para este objeto. Hasta hace relativamente poco tiempo, se pensaba que al Sol era químicamente anómalo debido a sus altas abundancias –especialmente O– con respecto a otros objetos cercanos, incluyendo la Nebulosa de Orión. De hecho, a comienzos de la década de los 90, la diferencia entre las abundancias de O en el Sol (Grevesse y Anders 1989) y en la Nebulosa de Orión (Osterbrock et al. 1992) era de 0.4 dex. Las recientes correcciones a la abundancia solar de O (Asplund et al. 2005) han disminuido esta abundancia en 0.2 dex –aunque la determinación de estos nuevos valores no está libre de polémica (ver § 6.1.4)–. Por otro lado, nuestra abundancia de O/H a partir de LR da un valor de O/H mayor que la anterior abundancia de Osterbrock et al. (1992). Adicionalmente, hay que tener en cuenta que una cierta cantidad de algunos de los elementos pesados que estamos teniendo en cuenta se encuentran asociados a granos de polvo, con lo que para comparar correctamente con las abundancias solares, deberíamos tener en cuenta esta corrección. Esteban et al. (1998) estimaron que alrededor de 0.08 y 0.10 dex de O y C, respectivamente, se encuentran depositados en granos de polvo. Añadiendo estos factores a las abundancias gaseosas, disponemos de valores aproximados con los que comparar. En los casos de N, S y Cl, no hace falta realizar corrección por polvo, ya que no se espera que estos elementos estén depositados en polvo de manera significativa (Sembach y Savage 1996). Para He, Ar y Ne tampoco hace falta hacer la corrección debido a que son gases nobles. En la Tabla 5.4 comparamos nuestras abundancias en la Nebulosa de Orión –corregidas por lo depositado en polvo– con las abundancias en el Sol (Asplund et al. 2005), en estrellas jóvenes del disco F–G (con edades $\leq 2 \times 10^9$ años, Sofía y Meyer 2001), con enanas B de la vecindad (Herrero 2003) y con las abundancias obtenidas en nubes difusas del medio interestelar (ISM) cercano (Sofía y Meyer 2001).

La comparación entre las abundancias dadas en la Tabla 5.4 es muy interesante. El valor del cociente O/H en la Nebulosa de Orión es ligeramente superior pero consistente, teniendo en cuenta las incertidumbres, con las últimas determinaciones de la abundancia de O en estrellas F–G jóvenes, enanas B y el Sol, con lo cual quedaría desterrado el paradigma sobre una composición química anormal en el Sol con respecto a otros objetos en la vecindad solar. En el caso del C, la abundancia en la Nebulosa de Orión es muy similar a la de las estrellas F–G, algo mayor que en el Sol y mucho menor que en las estrellas B. Recientemente, Nieva y Przybilla (2006) han determinado la abundancia de C usando un modelo coherente de átomo de C y aplicando correcciones NLTE, obteniendo un valor de $12 + \log(C/H) = 8.29 \pm 0.03$, consistente con la determinación previa de $12 + \log(C/H) = 8.25 \pm 0.08$ de Herrero (2003). De todas formas, Herrero (2003) advirtió de las dificultades a la hora de determinar las abundancias de C en enanas B debido a que las líneas usadas pueden estar muy afectadas por no equilibrio termodinámico local (NLTE) o por problemas con el modelo de átomo de C usado. La abundancia de N de la Nebulosa de Orión es algo menor que en las enanas B, pero consistente dentro de los errores. En el caso de otros elementos como Ne, S, Cl

TABLA 5.4 Composición química de diferentes objetos de la vecindad solar^a.

Elemento	Orión gas+polvo	ISM Neutro ^b	Estrellas F y G jóvenes ^b	Enanas B ^c	Sol ^d	Orión–Sol
He	10.95±0.004	—	—	—	10.93±0.01	+0.02
C	8.53±0.04	8.15±0.06	8.55±0.10	8.29±0.03	8.39±0.05	+0.14
N	7.87±0.09	—	—	7.81±0.09	7.78±0.06	+0.09
O	8.75±0.03	8.50±0.02	8.65±0.15	8.68±0.06	8.66±0.05	+0.09
Ne	7.94±0.07	—	—	—	7.84±0.06	+0.10
S	7.23±0.04	—	—	—	7.14±0.05	+0.09
Cl	5.29±0.04	—	—	—	5.23±0.06	+0.06
Ar	6.63±0.06	—	—	—	6.18±0.08	+0.45

^a En unidades de $12+\log(X/H)$.

^b Sofia y Meyer (2001).

^c Herrero (2003), Nieva y Przybilla (2006).

^d Asplund et al. (2005).

y Ar sólo podemos comparar con el Sol, y sus abundancias son bastante consistentes excepto en el caso del Ar para el que hay una diferencia de más de 0.4 dex. Comparando la abundancia solar de Ar con la obtenida en NGC 3576, encontramos que la diferencia es similar (+0.47 dex), indicando que esta diferencia no es espuria, aunque no conocemos la razón de dicha discrepancia.

La comparación con la abundancia de nubes difusas cercanas es especialmente relevante. Se espera que tanto el C como el O se depositen en granos de polvo (p. ej. Jenkins 1987) en una fracción aún mayor que en nebulosas ionizadas, donde parece haber mecanismos que destruyen el polvo (p. ej. Rodríguez 1996). En este sentido, las abundancias obtenidas a partir de nubes difusas deben ser consideradas como límites inferiores de las esperadas en regiones H II. También es importante indicar que la comparación entre las abundancias de C y O obtenidas en nubes difusas (ver Tabla 5.4) y las que hemos obtenido asumiendo LEC y $t^2=0.00$ para la Nebulosa de Orión (8.02 y 8.54 para C y O, respectivamente) no concuerdan con el esquema de destrucción de polvo esperado para las nubes difusas, mientras que los valores obtenidos a partir de LR –o a partir de LEC asumiendo un t^2 apropiado– son más consistentes con este esquema.

En la última columna de la Tabla 5.4 damos la diferencia entre las abundancias en la Nebulosa de Orión y en el Sol. Resulta significativo que para todos los elementos, la diferencia es positiva, con un promedio de +0.08 dex (sin tener en cuenta el He y el Ar). Esta diferencia está de acuerdo con los modelos de evolución química de la Galaxia de Carigi et al. (2005) que predicen que el cociente O/H a la distancia galactocéntrica del Sol debe de haberse incrementado 0.13 dex desde que el Sol se formó (ver § 6.1.3).

Por último, el Fe no ha sido incluido en la Tabla 5.4 debido a que se espera que una gran fracción de este elemento esté depositada en polvo en las nebulosas ionizadas.

Esteban et al. (1998) estimaron que un factor de 1.37 dex de Fe está depositado en polvo, a partir de la comparación con el cociente Fe/H determinado para estrellas B de la asociación de Orión por Cunha y Lambert (1994) ($12+\log(\text{Fe}/\text{H})=7.48\pm 0.15$). Sin embargo, resultados recientes en las estrellas del Cúmulo del Trapecio en la Nebulosa de Orión sugieren que el factor de O depositado en polvo en la Nebulosa de Orión podría ser bastante menor que el estimado por Esteban et al. (Simón-Díaz et al. 2006). El factor de Fe depositado en polvo podría ser menor teniendo en cuenta que esta estimación fue realizada por Esteban et al. (1998) comparando las abundancias nebulares con las abundancias de O en estrellas de la asociación de Orión determinada por Cunha y Lambert (1994) que, según Simón-Díaz et al. (2006), son susceptibles de ser revisadas.

S 311.

Los trabajos previos de determinación de abundancias químicas en S 311 (Hawley 1978; Peimbert et al. 1978) no estudiaron la misma posición de rendija que nosotros, con lo que las abundancias iónicas que obtuvieron son muy diferentes a las nuestras. De hecho, el cociente O^+/O^{++} , que es un indicador del grado de ionización de la nebulosa, es muy similar en estos dos trabajos, yendo de 0.89 a 1.00; por el contrario, nuestro valor $\text{O}^+/\text{O}^{++} = 2.8$ (para $t^2 = 0.00$) es mucho mayor.

Por otra parte, podemos comparar nuestros resultados con los obtenidos por Shaver et al. (1983). Su posición 2 es cercana a nuestra posición de rendija. Estos autores sólo determinaron abundancias para 5 especies: He^+ , N^+ , O^{++} , S^+ y S^{++} , y asumieron temperaturas menores que las nuestras, alrededor de 800 K para las especies de baja ionización, y más de 1500 K menor para las especies de alta ionización. Esto implica, en general, una sobreestimación de las abundancias con respecto a las obtenidas en esta tesis (excepto para O^{++} , para la que estaría subestimada). Usando nuestros datos atómicos y esquema de ICF, hemos obtenido un mucho mejor acuerdo con los datos de Shaver et al. (1983), excepto para el S, para el que obtenemos una abundancia 0.21 dex menor que la nuestra. A pesar de que Shaver et al. (1983) no proporcionan errores en la intensidad de las líneas, esta diferencia puede ser debida a la incertidumbre en el flujo de $[\text{S III}] \lambda 6312$. Teniendo en cuenta la intensidad de esta línea en nuestro espectro de S 311 ($\sim 1\%$ de $\text{H}\beta$), hemos estimado que el error en la medida del flujo de $[\text{S III}] \lambda 6312$ es de $\sim 50\%$ en los datos de Shaver et al. (1983), que es suficiente para explicar la diferencia entre las abundancias de S.

La determinación de abundancias en nebulosas situadas fuera del círculo solar es muy importante a la hora de determinar los gradientes de abundancia radiales en la Galaxia. Las regiones H II en esa zona de la Galaxia son escasas y, generalmente, muy débiles (Russeil 2003), con lo que haber obtenido espectros de muy buena calidad con los que determinar abundancias –incluso a partir de LR– convierte este objeto en uno de los más importantes de nuestra muestra.

5.5.11 Una reflexión adicional.

Es importante hacer notar que las nebulosas son objetos 3D y que el espectro corresponde realmente a la integral de la emisión contenida en la columna de gas cubierta por

el área de la rendija. Esto implica que la emisión proviene de un rango de densidades, grados de ionización, temperatura e incluso, extinciones, dentro de la columna de gas. De hecho, nuestras observaciones están limitadas a una pequeña área que cubre, por lo general, zonas muy brillantes de las nebulosas –coincidentes con filamentos, y a veces con frentes de ionización–, en donde los efectos 3D deberían ser mínimos. De todas formas sería interesante realizar modelos realistas 3D (Ercolano et al. 2003) o pseudo-3D (Morisset et al. 2005) para regiones H II galácticas combinados con datos espectroscópicos de rendija larga a resolución media-alta, e imágenes de banda estrecha en diferentes filtros de líneas de emisión. Por otra parte, los efectos 3D deben de ser mucho más importantes en regiones H II extragalácticas, en donde una pequeña área de rendija cubre un enorme volumen de gas (varios órdenes de magnitud mayor que en el caso de regiones H II galácticas). Pilyugin (2005) ha encontrado que varios de nuestros objetos (M16, M20 y S 311) no ajustan los diagramas empíricos de diagnóstico a partir de líneas de emisión intensas, para la determinación de abundancias. Esta desviación es debida a que los flujos cubiertos por la rendija para cada línea no son representativos de la nebulosa completa. Este efecto ha de ser tenido en cuenta si se quiere determinar abundancias aplicando métodos empíricos a partir de observaciones de pequeñas zonas de nebulosa resueltas espacialmente.

Análisis global de la muestra de regiones H II

En este capítulo realizamos el análisis global de los resultados obtenidos en nuestra muestra de regiones H II. Este análisis comienza con la determinación de los gradientes de O y C a partir de LR en nuestra Galaxia, un resultado observacional muy importante para contrastar los modelos de evolución química de la Galaxia. También presentamos en este capítulo las correlaciones entre los distintos diagnósticos de temperatura y densidad electrónica, y buscamos correlaciones entre diferentes parámetros determinados en nuestros objetos, discutimos las diferencias entre los resultados encontrados para NP y regiones H II, y lo que esto implica para el escenario de las fluctuaciones de temperatura en regiones H II.

6.1 El gradiente de C y O en el disco de la Vía Láctea a partir de LR.

6.1.1 Introducción.

Casi todas las determinaciones disponibles en la literatura de gradientes de abundancias en fase gaseosa en la Galaxia a partir de observaciones en regiones H II están basados en el análisis de LEC (Shaver et al. 1983; Afflerbach et al. 1997; Deharveng et al. 2000). Como ya hemos visto, el uso de LEC tiene la desventaja de que sus intensidades dependen de la T_e asumida y de la posible presencia de fluctuaciones de temperatura sobre el volumen observado de la nebulosa. El efecto más dramático de las fluctuaciones de temperatura es que las abundancias iónicas son subestimadas si dichas fluctuaciones están presentes en los objetos y no son consideradas en los cálculos de abundancias (Peimbert 1967). Como ya hemos visto, el cálculo de abundancias a partir de LR de iones de elementos pesados resuelve, en principio este problema. Esteban et al. (1999b) fueron los primeros en estimar los gradientes de abundancia galácticos de C y O a partir de LR en regiones H II, pero sólo consideraron tres objetos cubriendo un rango pequeño de distancias galactocéntricas (de 6.4 a 8.4 kpc, asumiendo el Sol a 8 kpc). Este gradiente fue revisado por último por Esteban (2002) y García-Rojas et al. (2004); en este último trabajo se incluyen abundancias para una región H II adicional a 7.46 kpc (NGC 3576).

En esta sección, presentamos nuevos valores de los gradientes de C y O obtenidos

a partir de los datos de nuestras ocho regiones H II galácticas localizadas a distancias galactocéntricas entre 6.3 to 10.4 kpc.

6.1.2 Discusión

La Figura 6.1 muestra los cocientes C/H, O/H, y C/O calculados para las ocho nebulosas de nuestra muestra. En la Tabla 6.1 se muestran las distancias galactocéntricas y las abundancias adoptadas para cada objeto. Como ya hemos comentado en el capítulo anterior, la abundancia total de O se ha determinado en M8 y M20 a partir de LR de O I y O II, para el resto de objetos hemos determinado el cociente O^+/H^+ a partir de la intensidad de las LEC de [O II], asumiendo el valor de la abundancia obtenida para $t^2 > 0.00$. Para el C hemos usado la abundancia de C^{++} obtenida a partir de LR junto con los resultados de los modelos de fotoionización desarrollados por Garnett et al. (1999) para obtener el valor final de C/H para cada objeto (ver § 5.5.3). Las distancias galactocéntricas de los objetos se han tomado a partir del trabajo sobre distancias a cúmulos abiertos de Dias et al. (2002) y a partir de las distancias fotométricas estelares establecidas en el mapeado de complejos de formación estelar en la Galaxia de Russeil (2003). Se ha asumido que Sol está a una distancia galactocéntrica de 8 kpc. Un simple ajuste lineal por mínimos cuadrados a los datos de la Figura 6.1 nos ha dado los siguientes gradientes:

$$12 + \log(O/H) = (9.068 \pm 0.114) - (0.045 \pm 0.015)R_G \quad (r = 0.503), \quad (6.1)$$

$$12 + \log(C/H) = (9.446 \pm 0.147) - (0.109 \pm 0.019)R_G \quad (r = 0.952), \quad (6.2)$$

$$\log(C/O) = (0.378 \pm 0.165) - (0.064 \pm 0.021)R_G \quad (r = 0.790). \quad (6.3)$$

TABLA 6.1 Distancias galactocéntricas^a y abundancias de O y C adoptadas.

Objeto	Distancia	12+log(O/H)	12+log(C/H)
M16	6.34	8.81±0.07	8.85±0.10
M8	6.41 ^b	8.71±0.04	8.69±0.09
M17	6.75	8.76±0.04	8.76±0.04
M20	7.19	8.71±0.07	8.66±0.11
NGC 3576	7.46 ^b	8.82±0.06	8.61±0.08
Neb. Orión	8.40	8.67±0.03	8.43±0.04
NGC 3603	8.65	8.72±0.05	8.51±0.07
S 311	10.43 ^b	8.57±0.05	8.37±0.10

^a Todas las distancias han sido adoptadas de Dias et al. (2002), excepto las indicadas.

^b Distancia adoptada de Russeil (2003).

Estos gradientes y los datos usados para calcularlos corresponden a la composición de la fase gaseosa ionizada del medio interestelar. Esteban et al. (1998) estimaron

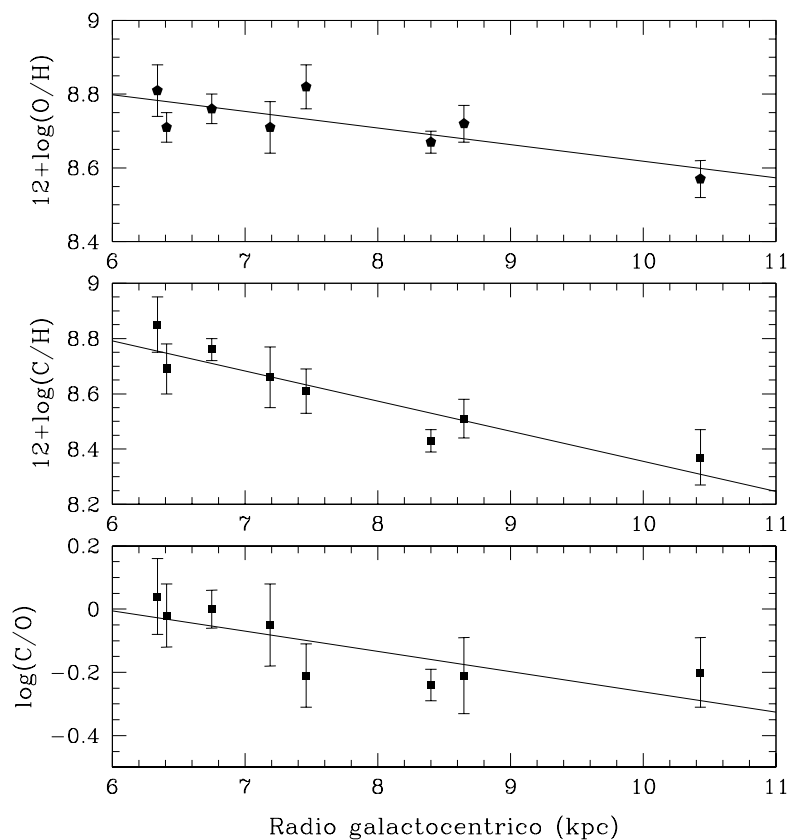


FIGURA 6.1 Gradientes radiales de las abundancias en la fase gaseosa de O/H, C/H y C/O del disco galáctico determinadas en regiones H II a partir de LR. Las líneas indican el ajuste lineal por mínimos cuadrados a los datos. El Sol se supone situado a 8 kpc.

que las abundancias de C y O de la nebulosa de Orión debían ser aumentadas 0.1 dex y 0.08 dex, respectivamente, para obtener la actual composición de gas+polvo del medio interestelar local. En principio, no sabemos si estos factores de deposición en polvo para la nebulosa de Orión pueden ser aplicados para el resto de los objetos o si dependen de las condiciones particulares de ionización de cada nebulosa. Además, resultados recientes obtenidos por Simón-Díaz et al. (2006) para la nebulosa de Orión sugieren que la deposición en polvo podría ser bastante menor (0.02 dex en el caso del O). De todas formas la relativamente pequeña dispersión de las abundancias de C y O para una distancia dada sugiere que las posibles diferencias en los factores de deposición no deben de ser muy grandes. Por lo tanto, en ausencia de información adicional, se deben aplicar los factores estimados por Esteban et al. (1998) a todos los

objetos antes de comparar nuestras abundancias con las abundancias predichas por modelos de evolución química (gas+polvo) de la Galaxia.

El valor del gradiente de O que hemos obtenido es considerablemente más plano que el obtenido por Shaver et al. (1983) (-0.070 dex kpc $^{-1}$) y Afflerbach et al. (1997) (-0.064 dex kpc $^{-1}$) para regiones H II, y por Gummersbach et al. (1998) (-0.070 dex kpc $^{-1}$) y Rolleston et al. (2000) (-0.067 dex kpc $^{-1}$) para estrellas B, pero es similar al valor de -0.040 dex kpc $^{-1}$ obtenido por Deharveng et al. (2000), al determinado por Rudolph et al. (2006) a partir de datos del IR lejano para regiones H II (-0.041 dex kpc $^{-1}$) y de datos ópticos (-0.061 dex kpc $^{-1}$) y al estimado por Pilyugin et al. (2003) (-0.051 dex kpc $^{-1}$), y ligeramente más inclinado que el obtenido por Daflon y Cunha (2004) para estrellas OB (-0.031 dex kpc $^{-1}$). Además, el gradiente de O obtenido por Henry et al. (2004) para una muestra extensa de NP del disco (-0.037 dex kpc $^{-1}$) es muy similar al valor obtenido en este trabajo. Por otro lado, el valor de $12+\log(\text{O}/\text{H}) = 8.71$ obtenido por Shaver et al. (1983) para la vecindad solar es similar al obtenido en este trabajo –que teniendo en cuenta la corrección de 0.08 dex por el O depositado en polvo Esteban et al. (1998), es de $12+\log(\text{O}/\text{H}) = 8.79-$; en cambio Deharveng et al. (2000) y Pilyugin et al. (2003) determinan valores de $12+\log(\text{O}/\text{H})$ para la vecindad solar de 8.48 y 8.50 , respectivamente, los cuales son significativamente más bajos que el valor obtenido en este trabajo. Todas estas determinaciones de la literatura han sido obtenidas considerando abundancias a partir de LEC, por lo que los resultados dependen mucho del valor exacto de T_e asumido para cada objeto. En nuestro caso, el gradiente de O que obtenemos a partir de LEC asumiendo $t^2=0$ es $\Delta\log(\text{O}/\text{H}) = -0.040\pm 0.006$ dex kpc $^{-1}$, similar al gradiente obtenido a partir de LR. Los gradientes de Ne, Ar y S –los cuales se esperan que sigan el comportamiento del O– determinados por Martín-Hernández et al. (2003, y las referencias que citan) a partir de datos ISO y por nosotros (ver § 6.2) son también consistentes con valores más planos de la pendiente. Nuestro gradiente de C tiene una pendiente claramente mayor que la del gradiente de O. Esta pendiente es también mayor que la obtenida por Rolleston et al. (2000) para estrellas B (-0.070 dex kpc $^{-1}$), y significativamente mayor que la obtenida por Daflon y Cunha (2004) para estrellas OB (-0.037 dex kpc $^{-1}$). De todas formas, como ya hemos visto en § 5.5.10, la determinación de las abundancias de C en estrellas OB puede estar afectada por un error sistemático debido a que las líneas usadas pueden estar muy afectadas por no equilibrio termodinámico local (NLTE) o por problemas con el modelo de átomo de C usado (Herrero 2003; Nieva y Przybilla 2006). El gradiente de C/O en nuestra galaxia es una restricción observacional muy importante para los modelos de evolución química de la Galaxia y para la historia de la formación estelar en la dirección radial del disco debido a que el origen nucleosintético de ambos elementos se espera que sea bastante diferente. Hemos encontrado que el cociente C/O aumenta con la abundancia de O y, en general, con la metalicidad. Nuestro gradiente de C/O es similar al obtenido por Garnett et al. (1999) para dos galaxias espirales cercanas: M 101 y NGC 2403 (-0.04 y -0.05 dex kpc $^{-1}$, respectivamente), a partir del análisis de LEC en el dominio UV, y es también similar al obtenido por Smartt et al. (2001) para estrellas B de la Galaxia (-0.050 dex kpc $^{-1}$). Finalmente, nuestro gradiente de O implica menores valores de O/H para las zonas más internas de la Galaxia, lo cual es consistente con resultados recientes

que indican que las abundancias de O en regiones H II en zonas internas de galaxias espirales son menores de lo que se pensaba previamente (Bresolin et al. 2004).

Es importante subrayar que el C y el O son los “elementos biogénicos” más importantes y que sus gradientes son fundamentales en el estudio de las zonas de habitabilidad galáctica (p. ej. Lineweaver et al. 2004, y las referencias que citan).

6.1.3 Implicaciones en la evolución química de la Galaxia.

Una de las aplicaciones más inmediatas de la determinación del gradiente de O y C en nuestra galaxia es el estudio del origen de estos elementos. La mayoría de los modelos de evolución química de la Galaxia predicen una historia similar para el C/O frente al O/H en la vecindad solar, pero hacen predicciones diferentes para el comportamiento de C/O a diferentes distancias galactocéntricas. Todos los autores están de acuerdo en que tanto las estrellas masivas (EMs) como las estrellas de masa baja e intermedia (EMBI) juegan un papel importante en la producción de C en la vecindad solar, pero algunos autores encuentran que la mayoría del C se produce en EMs (Carigi 2000, 2003; Henry et al. 2000) mientras que otros encuentran que la mayoría del C se produce en EMBIs (p. ej. Chiappini et al. 2003). Estas diferencias son debidas principalmente al conjunto de “yields” de C adoptados. Por otra parte, el estudio del enriquecimiento químico de C en la Galaxia presenta dificultades adicionales debido a que tanto en EMs como en EMBIs, la evolución de estos objetos depende de los vientos estelares, del tratamiento de la convección y del ritmo de la reacción $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$. El tratamiento exacto de estos fenómenos aún no ha sido incorporado a los modelos de evolución química de la Galaxia. Debido a todos estos efectos a considerar hay varias estimaciones de “yields” de C disponibles en la literatura.

Como hemos visto en la sección anterior, el conocimiento de los gradientes de O y C en nuestra Galaxia es necesario para contrastar observacionalmente los modelos de evolución química de la Galaxia. En particular, estos datos son fundamentales para fijar los valores de C/H en la vecindad solar y el gradiente C/O galáctico, ya que se puede discriminar entre los diferentes conjuntos de “yields” disponibles y así disponer de información contrastada observacionalmente sobre la importancia relativa de las EMs y las EMBIs en la producción de C. Teniendo en cuenta que también se dispone del gradiente de N en la Galaxia (ver Figura 6.2), este se puede añadir como restricción adicional para elegir los “yields” que mejor reproduzcan los resultados observacionales.

Con el objetivo de encontrar los “yields” apropiados para el C, Carigi et al. (2005) calculan once modelos de evolución química de la Galaxia, que se diferencian en los “yields” adoptados para C, N, y O. Todos los modelos ajustan el gradiente de O, pero sólo dos logran ajustar el gradiente de C; estos modelos son los basados en “yields” de C que aumentan con la metalicidad debido a los vientos en EMs y que decrecen con la metalicidad debido a los vientos en EMBIs (para más detalles sobre los “yields” ver Carigi et al. 2005, y las referencias que citan). Una vez encontrados los mejores modelos estos autores evalúan la importancia relativa de la EMs y de las EMBIs en la producción de C y calculan la fracción de C en el medio interestelar debida a ambos tipos de estrellas. El resultado encontrado usando los dos modelos que mejor reproducen nuestras observaciones en regiones H II y observaciones en estrellas de la

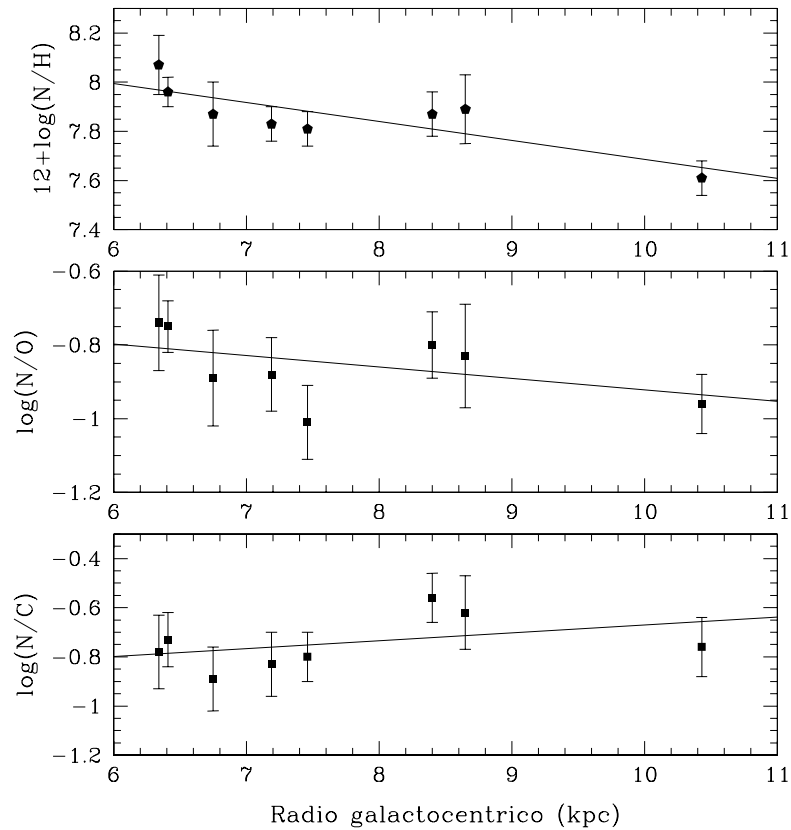


FIGURA 6.2 Gradientes radiales de abundancias de N/H, N/C, y N/O en el disco galáctico determinados a partir de nuestros datos. Las abundancias de N han sido determinadas a partir de LEC, $t^2 > 0.00$ y el ICF de Mathis y Rosa (1991), mientras que las de O y C han sido obtenidas a partir de LR. Las líneas indican los ajustes lineales por mínimos cuadrados a los datos.

vecindad solar (Akerman et al. 2004) es que las EMs han producido entre el 48% y el 50% del C, mientras que las EMBIs han producido entre el 50% y el 47% del C actual del medio interestelar; el resto del C ($\sim 2\%$) es producido en supernovas de tipo Ia. Además, se ha obtenido también que esta proporción de C obtenido a partir de EMs y EMBIs es una función del tiempo y de la distancia al centro de la Galaxia (esto último es una implicación directa del hecho de que los “yields” dependan de la metalicidad).

Para restringir aún más los modelos y tratar de discriminar entre aquellos dos que ajustan las observaciones de O y C, Carigi et al. (2005) también han estudiado el enriquecimiento químico del N durante la historia de la Galaxia. El enriquecimiento de

N de la Galaxia es un problema muy complejo debido a que este elemento se produce tanto en EMs como en EMBIs y puede tener un origen primario o secundario; además su abundancia es significativamente menor que la de O y C, con lo que la incertidumbre en la producción secundaria de N puede afectar considerablemente más a la abundancia de N que a las de O y C. A partir de nuestros datos observacionales, se han obtenido los gradientes radiales de N/H, N/O y N/C para la Galaxia, usando las abundancias de N a partir de LEC, $t^2 > 0.00$ y un ICF, y las abundancias de O y C descritas en § 6.1. En la Figura 6.2 presentamos dichos gradientes; los ajustes lineales a los datos son:

$$12 + \log(N/H) = (8.456 \pm 0.156) - (0.077 \pm 0.022)R_G \quad (r = 0.659), \quad (6.4)$$

$$\log(N/O) = (-0.612 \pm 0.195) - (0.031 \pm 0.025)R_G \quad (r = 0.548), \quad (6.5)$$

$$\log(N/C) = (-0.990 \pm 0.228) + (0.032 \pm 0.029)R_G \quad (r = 0.405). \quad (6.6)$$

Carigi et al. (2005) encuentran que sólo uno de los modelos que pudieron reproducir los datos de C y O, puede reproducir los valores encontrados para N/H, N/O y N/C en regiones H II. Por otro lado, ese mismo modelo ajusta bien la relación N/O observada en estrellas pobres en metales de la vecindad solar (Israelian et al. 2004), aunque es incapaz de ajustar N/C para este tipo de estrellas. Ningún modelo ha sido capaz de reproducir adecuadamente los valores de N/O y N/C observados en estrellas ricas en metales. A partir de estos resultados, queda claro que es necesario mucho más trabajo para comprender el enriquecimiento de N en el medio interestelar, intentando resolver la discrepancia entre los valores de N/O y N/C dados por regiones H II y estrellas ricas en metales y revisando los “yields” disponibles para el N.

6.1.4 El problema con las abundancias de O y C en el Sol y en la vecindad solar.

Una de las aplicaciones más importantes del cálculo del gradiente de O y C a partir de LR es la posibilidad de comparar la abundancia actual de estos dos elementos en la vecindad solar con las abundancias obtenidas en el Sol. Teniendo en cuenta que dos de los modelos de Carigi et al. (2005) reproducen los gradientes observados, hemos de ver qué abundancia predicen para el O y el C en la vecindad solar. A partir de los datos observacionales, los valores para la vecindad solar (8 kpc) de las abundancias de O y C en fase gaseosa son: $12 + \log(O/H) = 8.71$ y $12 + \log(C/H) = 8.57$. Con las correcciones propuestas por Esteban et al. (1998) para tener en cuenta el O y el C depositados en polvo, y que son de +0.08 dex para el O y +0.1 dex para el C, estos valores pasan a ser $12 + \log(O/H) = 8.79$ y $12 + \log(C/H) = 8.67$.

Los dos conjuntos de abundancias solares más usados en la actualidad son los de Asplund et al. (2005), basados en modelos hidrodinámicos tridimensionales de la fotosfera solar (H = 12.00 dex, C = 8.39 dex, N = 7.78 dex, O = 8.66 dex, y Fe = 7.45 dex) y los de Grevesse y Sauval (1998), basados en los clásicos modelos monodimensionales (H = 12.00 dex, C = 8.52 dex, N = 7.92 dex, O = 8.83 dex, y Fe = 7.50 dex).

Uno de los problemas con los que se han encontrado las determinaciones de abundancias en regiones H II de la vecindad solar a partir de LEC, ha sido la imposibilidad de hacer coincidir estas abundancias con las abundancias solares –teniendo en cuenta los cambios en las abundancias de algunos elementos respecto al Sol debidos a la evolución química en la vecindad solar desde que el Sol se formó. Los altos valores determinados por Grevesse y Sauval (1998) para las abundancias de O y C, implicarían que estos elementos fueron destruidos desde el momento del nacimiento solar –al contrario de lo que indica las teorías de evolución química de la Galaxia– para poder cuadrar con las bajas abundancias obtenidas a partir de LEC en regiones H II. Según los modelos de Carigi et al. (2005), el incremento de O/H en el medio interestelar desde que el Sol se formó hasta ahora es de +0.13 dex, mientras que para el C, la variación ha sido de +0.29 dex. Adoptando los valores de Asplund et al. (2005) y estos modelos de evolución química obtendríamos que las abundancias para el medio interestelar local serían: $12+\log(\text{O}/\text{H}) = 8.79$ y $12+\log(\text{C}/\text{H}) = 8.68$, en excelente acuerdo con lo obtenido en esta tesis. Por otra parte, existen determinaciones de la abundancia de O/H en el medio interestelar a partir de observaciones de estrellas F y G de la vecindad solar. Allende Prieto et al. (2004) encontraron que el Sol parece tener una deficiencia de -0.1 dex en O y otros elementos, comparado con estrellas cercanas con similar abundancia de hierro. Por tanto, añadiendo esta diferencia de 0.1 dex a la abundancia solar de O de Asplund et al. (2005) obtendremos un límite inferior de $12+\log(\text{O}/\text{H})=8.76$ para el medio interestelar local, en buen acuerdo también con lo obtenido en esta tesis.

Aún así, estos resultados son susceptibles de ser criticados: en primer lugar hay que tener en cuenta que hemos asumido una deposición en polvo de O y C que, como hemos discutido en § 6.1.2, debería ser revisada; en segundo lugar, las abundancias determinadas por Asplund et al. (2005) son inconsistentes con los cálculos heliosismológicos de la profundidad de la zona convectiva, la composición superficial de helio, y la velocidad del sonido y la densidad en función del radio en el Sol (Bahcall et al. 2005a,c,b; Antia y Basu 2005, 2006). El valor de $\text{Ne}/\text{O} \sim 0.15$ adoptado por Asplund et al. (2005) resulta inconsistente con los cálculos heliosismológicos. Respecto a esto último, y teniendo en cuenta que el Ne juega un papel importante en la opacidad por debajo de la zona convectiva, la determinación precisa del cociente Ne/O para el Sol –que debe ser realizada a partir de determinaciones en la corona, ya que no hay líneas espectrales de Ne en los espectros de la fotosfera– es vital para tratar de resolver el problema. A partir de espectros de rayos X de estrellas de tipo solar muy activas en nuestra vecindad, Drake y Testa (2005) encuentran que $\text{Ne}/\text{O} \sim 0.4$, lo cual resuelve en gran parte el conflicto con los resultados heliosismológicos (Bahcall et al. 2005b). Por otro lado, se encuentra que varias medidas del cociente Ne/O en la corona solar, en diferentes tipos de materia coronal, dan valores prácticamente constantes (entre 0.13-0.19, ver Reames 1999; Feldman y Laming 2000; Schmelz et al. 2005; Young 2005), que son del orden de lo encontrado en nuestras regiones H II (entre 0.18 y 0.26), y algo inferiores a lo encontrado en NP ($\text{Ne}/\text{O} \sim 0.27$ Perinotto et al. 2004); estos valores son consistentes con el cociente $\text{Ne}/\text{O} \sim 0.15$ de Asplund et al. (2005). En cambio, lo encontrado en estrellas B tempranas de la vecindad solar se acerca mucho más al valor requerido por los cálculos heliosismológicos ($\text{Ne}/\text{O} \sim 0.38$ Kilian 1994; Cunha et al. 2006). Por último, González (2006), encuentra que las medidas del flujo de neutrinos

solares son consistentes con las abundancias químicas adoptadas por Asplund et al. (2005). La cuestión sobre la abundancia de Ne en el Sol y los desacuerdos existentes en el cociente Ne/O en los distintos objetos es un problema abierto que requiere un estudio en profundidad. En esta tesis nos hemos limitado a plantear el estado de la cuestión, haciendo énfasis en el caldeado debate que se ha venido sosteniendo en el último año.

6.2 Gradientes de elementos α .

Los elementos α se producen en la combustión de ^{16}O , o bien por fusión directa de dos átomos de O, o bien por captura de partículas α (núcleos de He). En nuestro análisis hemos calculado la abundancia de tres elementos α en regiones H II: S, Ne y Ar. Según los modelos de nucleosíntesis vigentes, estos elementos deben de seguir el comportamiento del O, con lo que es de esperar que su gradiente sea similar al encontrado para el O.

Hemos determinado los gradientes de S, Ne y Ar para la Galaxia usando los valores mostrados en la Tabla B.5. Realizando un ajuste por mínimos cuadrados a estos datos hemos obtenido los siguientes resultados:

$$12 + \log(S/H) = (7.593 \pm 0.211) - (0.047 \pm 0.027)R_G \quad (r = 0.347), \quad (6.7)$$

$$12 + \log(\text{Ne}/H) = (8.153 \pm 0.117) - (0.017 \pm 0.015)R_G \quad (r = 0.371), \quad (6.8)$$

$$12 + \log(\text{Ar}/H) = (6.998 \pm 0.150) - (0.045 \pm 0.019)R_G \quad (r = 0.810). \quad (6.9)$$

En la Figura 6.3 mostramos los gradientes de O y de los otros elementos α observados. Los resultados obtenidos para el S y el Ar están en excelente acuerdo con lo obtenido para el O (-0.047 y -0.045 dex kpc^{-1} respectivamente), a pesar de la baja correlación en los datos de S. Por otra parte, el gradiente obtenido para el Ne es algo más plano (-0.017 dex kpc^{-1}), lo cual puede ser debido a la heterogeneidad en el ICF adoptado (ver § 5.5.6).

La obtención de los gradientes de elementos α en regiones H II es de particular importancia a la hora de confirmar los modelos de nucleosíntesis actuales. Como hemos comentado previamente, según dichos modelos, estos elementos evolucionan químicamente en estrecha relación, con lo que deben tener gradientes muy similares. En particular, el estudio más completo de gradientes de elementos α en la Galaxia a partir de datos en regiones H II es el realizado por Shaver et al. (1983). Estos autores encontraron que los gradientes de Ne y S eran similares entre sí, pero mucho más planos (~ -0.01 dex kpc^{-1}) que los gradientes mostrados por Ar y O (~ -0.07 dex kpc^{-1}). Estos resultados están en contra de una evolución cósmica similar para los elementos α , pero probablemente son debidos a adoptar datos atómicos y esquemas de corrección por ionización no adecuados, y en el caso del Ne, a que la muestra fue restringida a regiones H II localizadas fuera del círculo solar. Afflerbach et al. (1997) encontraron, a

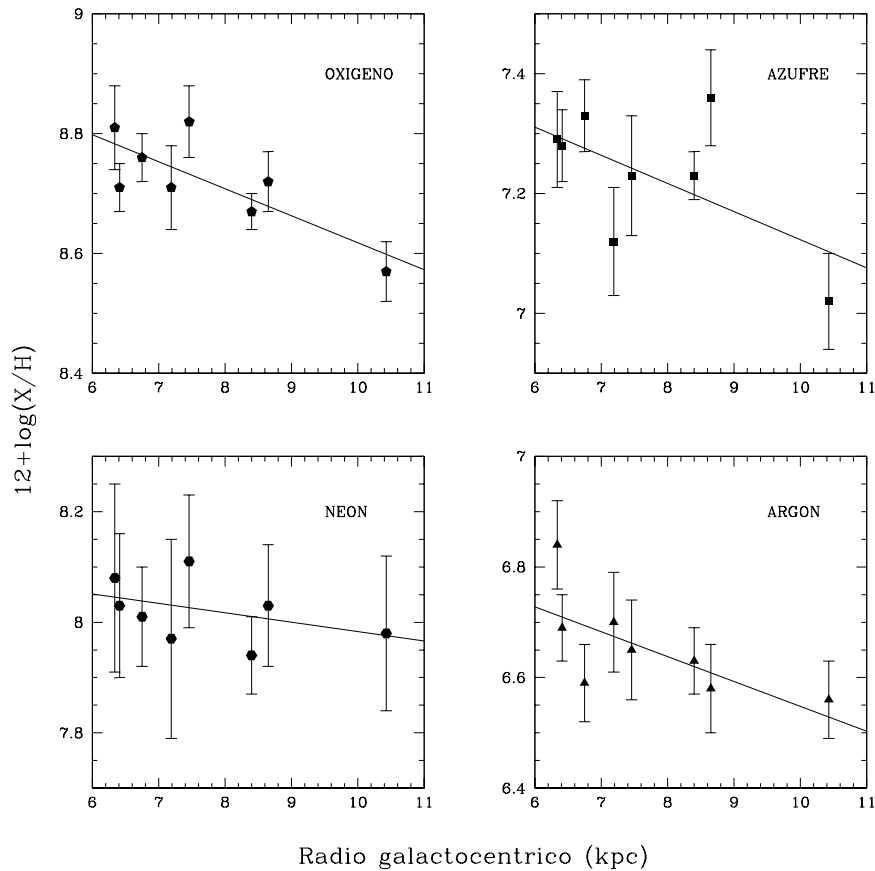


FIGURA 6.3 Gradiente radial de abundancias de elementos α . Se muestra también el gradiente de O a partir de LR para comparar.

partir de observaciones IR en regiones H II compactas, un gradiente de S/H de -0.063 dex kpc^{-1} , en muy buen acuerdo con el gradiente obtenido para el O con sus datos (-0.064 dex kpc^{-1}); Martín-Hernández et al. (2002) determinaron, también a partir de observaciones en el IR lejano de regiones H II compactas, unos gradientes de Ne/H y Ar/H de -0.06 y -0.07 dex kpc^{-1} respectivamente, aunque no pudieron determinar el gradiente de O/H al no poder calcular O^+/H^+ . Estos resultados son consistentes con que el origen de estos elementos está estrechamente relacionado con el del O.

En cuanto a otros objetos, Henry et al. (2004) determinaron los gradientes de abundancias de O, Ne, S y Ar con la distancia galactocéntrica a partir de datos obtenidos de forma consistente y homogénea para una muestra extensa de NP del disco galáctico. Estos autores obtuvieron gradientes para estos elementos muy similares (entre -0.030 dex kpc^{-1} y -0.048 dex kpc^{-1}), lo cual está en consonancia con los resultados obtenidos

en esta tesis y con lo predicho por los modelos de nucleosíntesis.

6.3 Gradientes de temperatura electrónica.

Una de las consecuencias directas de que exista un gradiente en las abundancias de elementos pesados en la Galaxia es la presencia de un gradiente inverso en la temperatura electrónica, debido al enfriamiento causado por los metales a través de las LEC (ver § 1.3). La posibilidad de que la temperatura electrónica de las regiones H II fuera una función de la distancia galactocéntrica fue sugerida por primera vez por Burbidge et al. (1963). A través de LR de radio en regiones H II, varios autores detectaron un gradiente positivo de la temperatura electrónica con la distancia galactocéntrica (Churchwell y Walmsley 1975; Churchwell et al. 1978; Wilson et al. 1979; Wink et al. 1983; Garay y Rodríguez 1983; Shaver et al. 1983; Azcárate et al. 1985; Afflerbach et al. 1996) con valores entre 300 y 400 K kpc⁻¹. Un gradiente similar –del orden de 600 K kpc⁻¹– fue encontrado por Maciel y Faúndez-Abans (1985) a partir de la recopilación de $T_e([\text{O III}])$ para NP de tipo II. A partir de los datos analizados en esta tesis hemos calculado los gradientes de $T_e(\text{Baja})$, $T_e(\text{Alta})$, $T_e(\text{H I})$ y $T_e(\text{O II+III})$, y realizando ajustes por mínimos cuadrados hemos obtenido los siguientes valores para los gradientes:

$$T_e(\text{Alta}) = (6150 \pm 520) + (290 \pm 70)R_G \quad (r = 0.880), \quad (6.10)$$

$$T_e(\text{Baja}) = (5590 \pm 1870) + (460 \pm 240)R_G \quad (r = 0.780), \quad (6.11)$$

$$T_e(\text{H I}) = (2400 \pm 1170) + (580 \pm 150)R_G \quad (r = 0.740), \quad (6.12)$$

$$T_e(\text{O II + III}) = (5920 \pm 800) + (350 \pm 100)R_G \quad (r = 0.760). \quad (6.13)$$

Los valores obtenidos para los gradientes de T_e son consistentes con las determinaciones previas en regiones H II a partir de datos en radio y en NP (ver párrafo anterior). La distribución de las distintas temperaturas electrónicas determinadas en esta tesis con la distancia al centro de la Galaxia se muestra en la Figura 6.4.

6.4 Variaciones de los diagnósticos de temperatura y densidad.

Uno de los principales problemas a la hora de determinar de forma adecuada las abundancias químicas en regiones H II consiste en calcular con precisión las temperaturas electrónicas para cada especie iónica. Las temperaturas electrónicas determinadas a partir de diferentes indicadores pueden presentar diferencias considerables, que pueden ser debidas a variaciones de temperatura dentro de la nebulosa. El que las nebulosas no sean isotermas es un hecho bien conocido y corroborado tanto por las observaciones como por conjuntos de modelos de fotoionización (p. ej. Stasińska 1990). Garnett (1992) relacionó, a partir de modelos de fotoionización, las temperaturas representativas para cada ión ($T_e(X^{+i})$) medibles en el rango óptico, encontrando una serie de

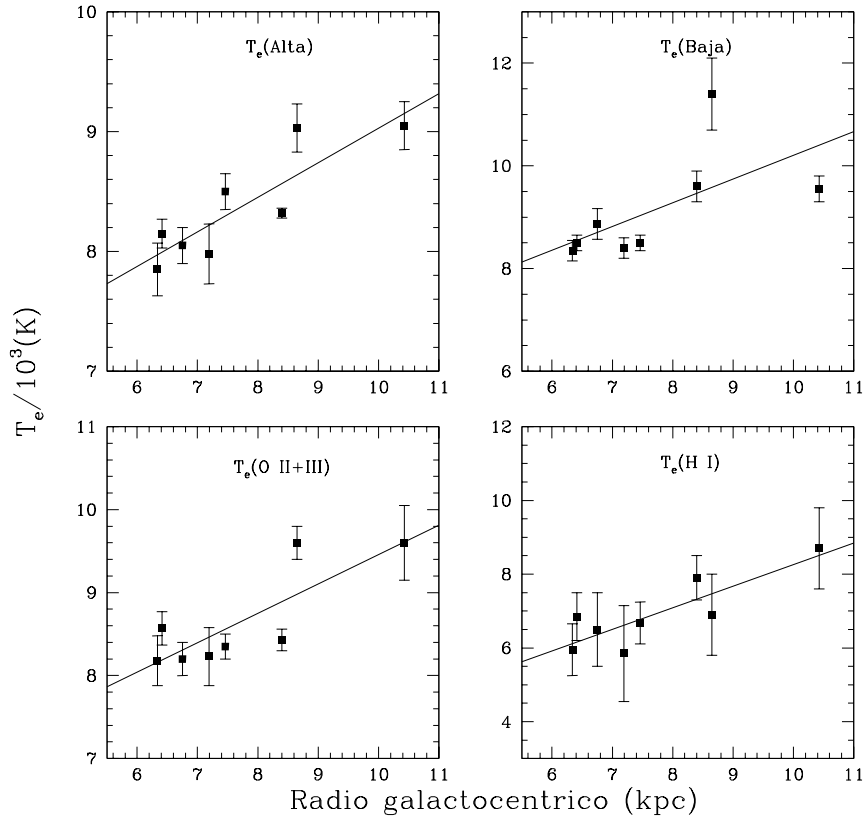


FIGURA 6.4 Gradientes radiales de $T_e(\text{Baja})$, $T_e(\text{Alta})$, $T_e(\text{H I})$ y $T_e(\text{O II+III})$.

ajustes útiles a la hora de determinar abundancias. En nuestro caso, disponemos de las temperaturas electrónicas obtenidas usando distintos diagnósticos de temperatura (ver Tabla B.2) que, en presencia de fluctuaciones de temperatura se relacionan con las temperaturas promediadas para cada ión por las siguientes expresiones (ver § 1.6.2):

$$T_e([\text{OIII}]) = T_e(\text{O}^{++}) \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{90800}{T_e(\text{O}^{++})} - 3 \right) t^2 \right] \quad (6.14)$$

$$T_e([\text{SIII}]) = T_e(\text{S}^{++}) \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{53725}{T_e(\text{S}^{++})} - 3 \right) t^2 \right] \quad (6.15)$$

$$T_e([\text{ArIII}]) = T_e(\text{Ar}^{++}) \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{66400}{T_e(\text{Ar}^{++})} - 3 \right) t^2 \right] \quad (6.16)$$

$$T_e([OII]) = T_e(O^+) \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{97300}{T_e(O^+)} - 3 \right) t^2 \right] \quad (6.17)$$

$$T_e([NII]) = T_e(N^+) \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{69130}{T_e(N^+)} - 3 \right) t^2 \right] \quad (6.18)$$

$$T_e([SII]) = T_e(S^+) \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{113740}{T_e(S^+)} - 3 \right) t^2 \right] \quad (6.19)$$

Los resultados obtenidos en esta tesis permiten, por primera vez, comprobar observacionalmente la validez de las relaciones obtenidas por Garnett (1992) entre las temperaturas electrónicas asociadas a diferentes iones $-T_e(S^{++})$ vs. $T_e(O^{++})$, $T_e(Ar^{++})$ vs. $T_e(O^{++})$, $T_e(O^+)$ vs. $T_e(O^{++})$, $T_e(N^+)$ vs. $T_e(O^{++})$ y $T_e(S^+)$ vs. $T_e(O^{++})$. En la Figura 6.5 se muestran las correlaciones obtenidas entre las distintas temperaturas electrónicas calculadas. En general el acuerdo con los modelos de Garnett (1992) es bastante bueno excepto en los casos de $T_e(S^+)$ y $T_e(S^{++})$. El efecto en estos dos iones es debido, fundamentalmente a los diferentes datos atómicos considerados en cada caso. En el caso de S^+ , Garnett (1992) usa las fuerzas de colisión dadas por Mendoza (1983), mientras que nosotros hemos usado las calculadas por Keenan et al. (1996). Por otra parte, como ya se comentó en § 4.3.2, las fuerzas de colisión para el ión S^{++} usadas en este trabajo son las calculadas por Tayal y Gupta (1999), que difieren significativamente de las calculadas por Mendoza (1982) –usadas en los modelos de Garnett–. Otro aspecto que hay que tener en cuenta es el limitado rango de temperaturas de nuestra muestra, al cual queda limitada la validez de las relaciones encontradas. Recientemente, Hägele et al. (2006) han encontrado que la introducción de objetos de alta excitación puede modificar substancialmente las relaciones encontradas entre temperaturas y advierten del riesgo de extrapolar relaciones encontradas en un rango restringido de valores.

A partir de la comparación entre diferentes estimadores de la densidad en NP, Copetti y Writzl (2002) y Wang et al. (2004) encontraron que los valores obtenidos a partir de los diagnósticos más habituales eran muy similares, con lo que en general, $n_e([O II]) \approx n_e([S II]) \approx n_e([Cl III]) \approx n_e([Ar IV])$ (ver § 4.3.1). A partir de nuestros datos observacionales podemos realizar esta misma comparación para regiones H II. La Figura 6.6 muestra la comparación entre los distintos diagnósticos usados en esta tesis para calcular la densidad. En la figura, hemos representado nuestros valores junto con la línea que representa la igualdad y unos límites definidos como las líneas para las que la densidad en el eje de abscisa es la mitad (límite superior) y el doble (límite inferior), respectivamente que la del eje de ordenada. En particular, los ajustes obtenidos para cada una de las comparaciones mostradas en la Figura 6.6 son:

$$\log[n_e([S II])] = 0.33 \pm 0.16 + (0.90 \pm 0.05)\log[n_e([O II])] \quad (r = 0.939), \quad (6.20)$$

$$\log[n_e([Cl III])] = 0.21 \pm 0.35 + (0.99 \pm 0.11)\log[n_e([O II])] \quad (r = 0.908), \quad (6.21)$$

$$\log[n_e([Fe III])] = 0.39 \pm 0.25 + (0.94 \pm 0.08)\log[n_e([O II])] \quad (r = 0.812), \quad (6.22)$$

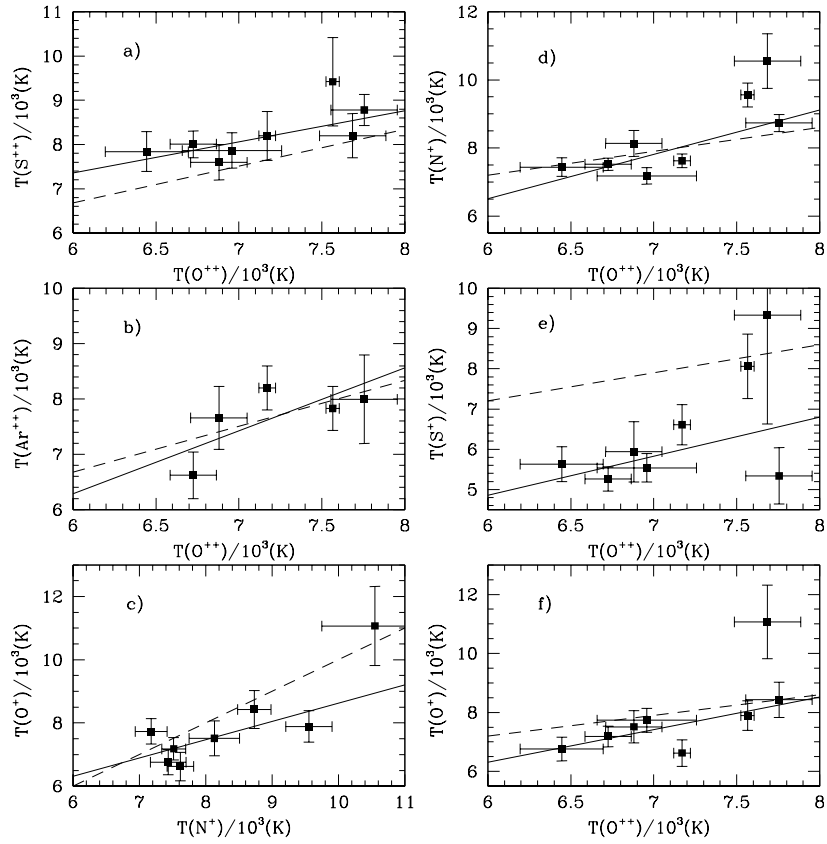


FIGURA 6.5 Comparación entre las temperaturas para cada ión –según han sido definidas en el texto– para varias especies comunes en regiones H II. La línea continua en todos los paneles equivale al ajuste encontrado con nuestros datos, mientras que la línea discontinua es la relación encontrada por Garnett (1992) a partir de modelos de fotoionización. a) $T_e(S^{++})$ vs. $T_e(O^{++})$. b) $T_e(Ar^{++})$ vs. $T_e(O^{++})$. c) $T_e(O^+)$ vs. $T_e(N^+)$. d) $T_e(N^+)$ vs. $T_e(O^{++})$. e) $T_e(S^+)$ vs. $T_e(O^{++})$. f) $T_e(O^+)$ vs. $T_e(O^{++})$.

$$\log[n_e([Cl\ III])] = 0.68 \pm 0.30 + (0.86 \pm 0.09)\log[n_e([S\ II])] \quad (r = 0.873), \quad (6.23)$$

$$\log[n_e([Fe\ III])] = 0.62 \pm 0.25 + (0.88 \pm 0.07)\log[n_e([S\ II])] \quad (r = 0.706), \quad (6.24)$$

$$\log[n_e([Ar\ IV])] = 2.51 \pm 0.16 + (0.35 \pm 0.05)\log[n_e([S\ II])] \quad (r = 0.672). \quad (6.25)$$

Las correlaciones entre las densidades $n_e([S\ II])$, $n_e([Cl\ III])$ y $n_e([O\ II])$ son claras y, en general se puede hacer la aproximación, teniendo en cuenta los errores y los límites

inferior y superior indicados, de que en nuestro rango de densidades $n_e([\text{O II}]) \approx n_e([\text{S II}]) \approx n_e([\text{Cl III}])$. En el caso de $n_e([\text{Fe III}])$, las correlaciones con $n_e([\text{O II}])$ y $n_e([\text{S II}])$ no son tan claras, pero en una primera aproximación también se puede suponer que es similar. Por último, el caso de $n_e([\text{Ar IV}])$ vs. $n_e([\text{S II}])$ es menos fiable debido a que el ajuste se realizó con sólo tres puntos, que además presentan las mayores incertidumbres de todos los diagnósticos analizados, por lo que no hemos representado el ajuste en la Figura 6.6¹. De todas formas, la tendencia general es que, teniendo en cuenta las incertidumbres y el pequeño rango de densidades cubierto por nuestra muestra, en este rango de densidades se puede aproximar que $n_e([\text{O II}]) \approx n_e([\text{S II}]) \approx n_e([\text{Cl III}]) \approx n_e([\text{Ar IV}]) \approx n_e([\text{Fe III}])$.

Como ya hemos visto en la § 4.3.1, la densidad electrónica dada por las líneas de $[\text{N I}]$ no la hemos promediado con las demás densidades, ya que este ión se encuentra en las zonas más externas de las nebulosas –asociado a especies neutras con bajo potencial de ionización– y no coexiste con el resto de los iones. De hecho, al comparar la densidad obtenida a partir de las líneas de $[\text{N I}]$ con los distintos diagnósticos de densidad usados en esta tesis, (ver figura 6.7), vemos que la relación es diferente a la del resto de iones. A partir de datos en NP, Copetti y Writzl (2002) encontraron que la densidad obtenida a partir de líneas de $[\text{N I}]$ era menor que la obtenida usando los otros diagnósticos. En nuestro caso se observa la tendencia contraria para $n_e \ll 10^3 \text{ cm}^{-3}$, mientras que para $n_e \gg 10^3 \text{ cm}^{-3}$ la tendencia se invierte. Teniendo en cuenta que la muestra de Copetti y Writzl (2002) se compone en su gran mayoría de NP con densidades mayores que 10^3 cm^{-3} , nuestro resultado está de acuerdo con lo obtenido por estos autores, al mismo tiempo que matiza la tendencia a bajas densidades.

6.5 Relaciones del ADF con parámetros nebulares.

En principio, los distintos escenarios propuestos para explicar la discrepancia de abundancias predicen la existencia o no de correlaciones entre el ADF y algunas propiedades nebulares. Estas correlaciones se han estudiado exhaustivamente para NP pero, hasta ahora, no se había realizado ningún estudio detallado para regiones H II. El objetivo de esta sección es analizar posibles correlaciones entre el ADF en regiones H II (a partir de nuestros datos y otros de la literatura) y distintas propiedades nebulares, con el fin de descartar posibles errores sistemáticos y verificar la consistencia con el escenario de las fluctuaciones de temperatura. En la mayoría de las figuras se ha omitido el ADF encontrado por Tsamis et al. (2003) para la región H II de la Pequeña Nube de Magallanes N11B, para la que el valor encontrado del ADF es mucho mayor que para el resto de regiones H II. Para este objeto, Tsamis et al. (2003) corrigieron la intensidad de las líneas de O II del multiplete 1 de la presencia de rasgos de absorción, principalmente causados por estrellas B –que tienen un fuerte espectro de absorción de O II– en el campo cubierto por la rendija. De todas formas, este efecto, que puede ser importante en objetos extragalácticos, sólo puede ser corregido de forma apropiada si se resuelven las líneas en absorción, o si hay disponibles espectros de síntesis de

¹Uno de los parámetros obtenidos al hacer la correlación es la probabilidad de que los datos estén correlados, que es mayor del 90% en todos los casos, excepto para $n_e([\text{Ar IV}])$ vs. $n_e([\text{S II}])$, que es sólo del 56%.

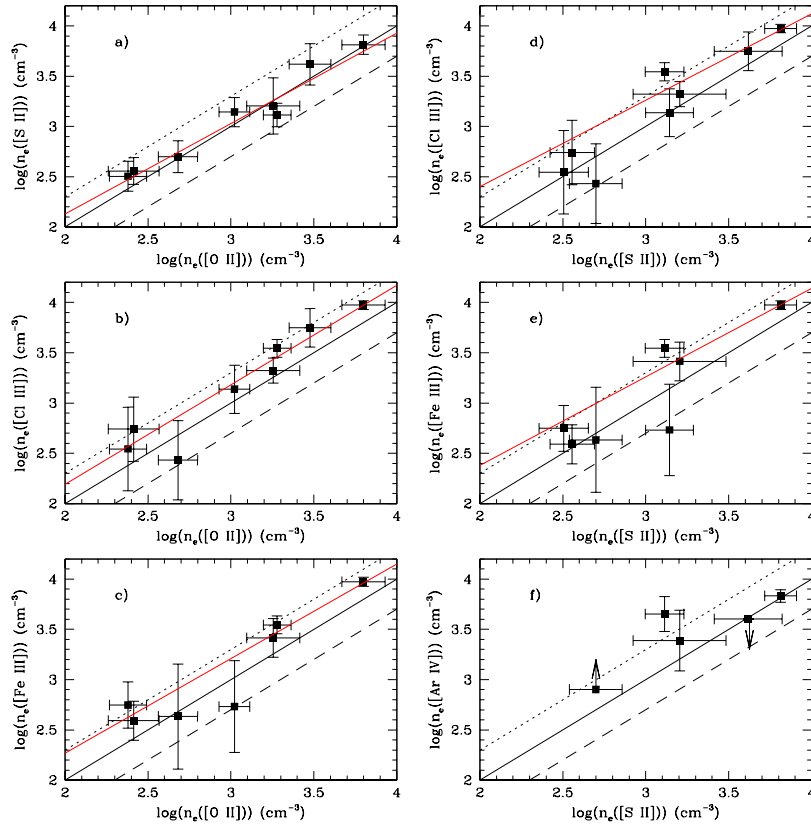


FIGURA 6.6 Comparación entre las densidades electrónicas obtenidas a partir de distintos diagnósticos de LEC. La línea continua en todos los paneles representa la igualdad. Las líneas discontinuas punteada y rayada representan cocientes entre la densidad representada en la abscisa y la densidad en la ordenada de 2 y 0.5, respectivamente. La línea continua roja representa el ajuste a los datos. a) $n_e([\text{S II}])$ vs. $n_e([\text{O II}])$. b) $n_e([\text{Cl III}])$ vs. $n_e([\text{O II}])$. c) $n_e([\text{Fe III}])$ vs. $n_e([\text{O II}])$. d) $n_e([\text{Cl III}])$ vs. $n_e([\text{S II}])$. e) $n_e([\text{Fe III}])$ vs. $n_e([\text{S II}])$. f) $n_e([\text{Ar IV}])$ vs. $n_e([\text{S II}])$.

poblaciones estelares. Por lo tanto, consideramos que la contribución por absorción no se puede estimar de forma apropiada a partir de espectros de baja resolución (el caso de Tsamis et al. 2003) debido a que no es posible distinguir entre los rasgos de emisión y de absorción. Es importante hacer énfasis en que este efecto debe de ser investigado siempre que sea posible cuando se determinen abundancias a partir de LR en regiones H II extragalácticas.

La dependencia con la metalicidad del parámetro t^2 fue sugerida por Garnett

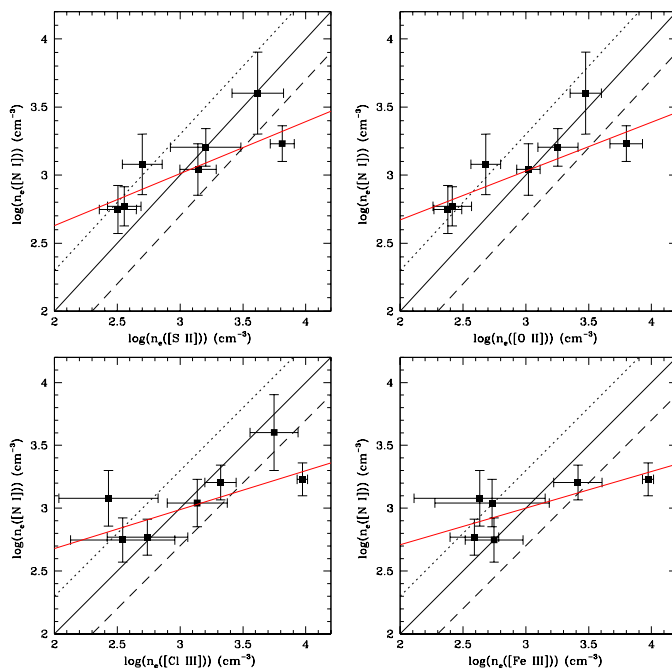


FIGURA 6.7 Comparación entre las densidades electrónicas $n_e([N I])$ con $n_e([S II])$, $n_e([O II])$, $n_e([Cl III])$ y $n_e([Fe III])$. Las líneas representan lo mismo que en la figura 6.6.

(1992), que encontró que los modelos de fotoionización podían producir fluctuaciones de temperatura similares a las observadas para nebulosas con temperaturas electrónicas menores a ~ 9000 K, incrementándose en nebulosas más frías (más metálicas). Este resultado está en desacuerdo con lo observado tanto en NP como en regiones H II. En las figuras 6.8 y 6.9 representamos el ADF frente a los cocientes O/H, O^{++}/H^+ y el grado de ionización, para todas las regiones H II galácticas y extragalácticas en las que se ha determinado la abundancia de O^{++} a partir de LR de O II. Teniendo en cuenta que los rangos, tanto de abundancias como de grado de ionización, no son muy amplios, se encuentra que no existe correlación entre el $ADF(O^{++})$ y los parámetros representados. Los coeficientes de correlación lineal encontrados para cada relación se muestran en la Tabla 6.2.

Por otro lado, varios autores han encontrado que, para las NP, el alto rango de discrepancia de abundancias encontrado se debe, principalmente, a que el ADF aumenta monótonicamente con la metalicidad de la NP (ver p. ej. Liu et al. 2000, 2004a). En el caso de regiones H II, como se puede observar en la Figura 6.10, este efecto no se da, al menos en el rango de metalicidades estudiado. El ADF se mantiene relativamente constante con la metalicidad, ya sea definida por LEC como por LR. Las aparentes

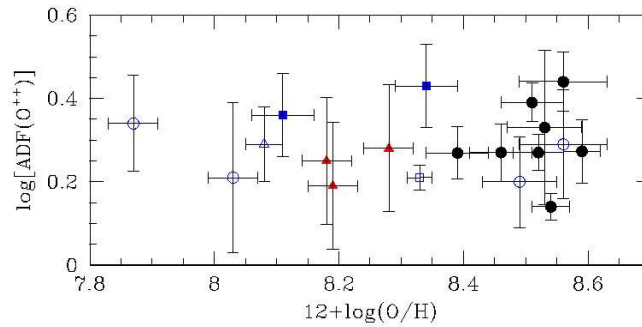


FIGURA 6.8 Representación del $\text{ADF}(\text{O}^{++})$ frente al cociente O/H . Las regiones H II galácticas de esta tesis están representadas como círculos negros; el resto de símbolos representan datos de la literatura para regiones H II extragalácticas, y su significado es el siguiente: triángulos rojos: López-Sánchez et al. (2007); cuadrados azules rellenos: Tsamis et al. (2003); círculos azules vacíos: Esteban et al. (2002); triángulos azules vacíos: Peimbert y Peimbert (2005); cuadrados azules vacíos: Peimbert (2003).

tendencias encontradas no son significativas, ya que los coeficientes de correlación son muy bajos (ver Tabla 6.2). También hemos representado el ADF frente el cociente de temperaturas de las zonas de alta ionización y baja ionización, encontrando que no hay ninguna correlación (ver Figura 6.11 y Tabla 6.2), lo cual nos indica que las variaciones a gran escala de la temperatura electrónica debido a las gradientes naturales de este parámetro a lo largo de una nebulosa, no parecen estar relacionadas con la discrepancia de abundancias. A su vez, hemos comprobado que el ADF tampoco depende de la temperatura asumida, lo cual descarta efectos sistemáticos en la determinación de las abundancias a partir de LEC.

Está claro que es necesario incrementar significativamente la muestra de regiones H II en las que se midan LR con buena señal a ruido. La búsqueda sistemática de LR en regiones H II extragalácticas nos permitiría: a) cubrir la mayoría o una gran parte del volumen de la región H II; b) ampliar el rango de metalicidades, con lo que se podría comprobar la validez de lo predicho por los modelos; c) estudiar el efecto introducido por la absorción subyacente debida a las poblaciones estelares. Esta tarea no es fácil pues se precisan altos tiempos de integración en los mayores telescopios ópticos disponibles en la actualidad y que, a su vez, dispongan de un espectrógrafo óptico de alta resolución (VLT, Subaru, Gemini y Keck). En el caso del Gran Telescopio de Canarias (GTC), sería de enorme utilidad para nuestro trabajo la instalación del espectrógrafo echelle *UES* (“Utrecht Echelle Spectrograph”) como uno de los instrumentos científicos de segunda generación. Este espectrógrafo de alta resolución permitiría detectar y separar LR de iones de elementos pesados en regiones H II extragalácticas observables desde el hemisferio norte.

Como ya hemos visto en § 1.6.3, la deposición de energía mecánica por choques es un posible mecanismo para incrementar el calentamiento de las nebulosas. Una de

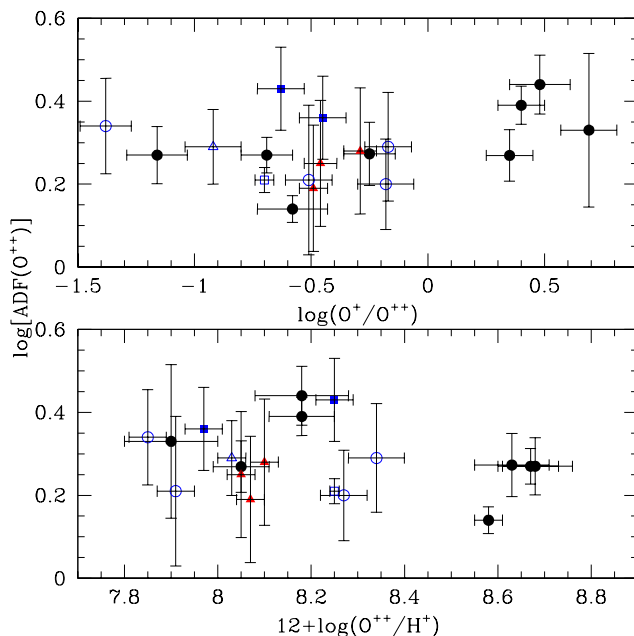


FIGURA 6.9 Representación del $\text{ADF}(\text{O}^{++})$ frente al grado de ionización (arriba) y el cociente O^{++}/H^+ (abajo). El significado de los símbolos es el mismo que en la Figura 6.8.

TABLA 6.2 Coeficientes de correlación entre el $\text{ADF}(\text{O}^{++})$ y los diferentes parámetros físicos y químicos representados en las figuras 6.8 a 6.11.

ADF(O^{++}) vs.	Pendiente	Coef. correl.
$12+\log(\text{O}^{++})/\text{H}^+$	-0.164	-0.198
$12+\log(\text{O}/\text{H})_{LEC}$	-0.049	0.064
O^+/O^{++}	0.099	0.204
$12+\log(\text{O}/\text{H})_{LR}$	0.088	0.283
$T_e(\text{Baja})/T_e(\text{Alta})$	-0.379	0.225
$T_e(\text{Alta})$	2.21×10^{-6}	-0.113

las manifestaciones de los choques consiste en el ensanchamiento de las líneas (o la aparición de distintas componentes cinemáticas) debido a la presencia de material a alta velocidad. Así, una forma de comprobar si la discrepancia de abundancias puede estar relacionada con la excitación por choques es representar el ADF con respecto a la anchura a media altura (FWHM) de distintas líneas. En la Figura 6.12 hemos representado el ADF frente a la FWHM de $\text{H}\beta$, $[\text{O III}] \lambda 4959$ y $[\text{N II}] \lambda 6548$. Hemos introducido los puntos correspondientes a las 3 posiciones de NGC 5253 para las que

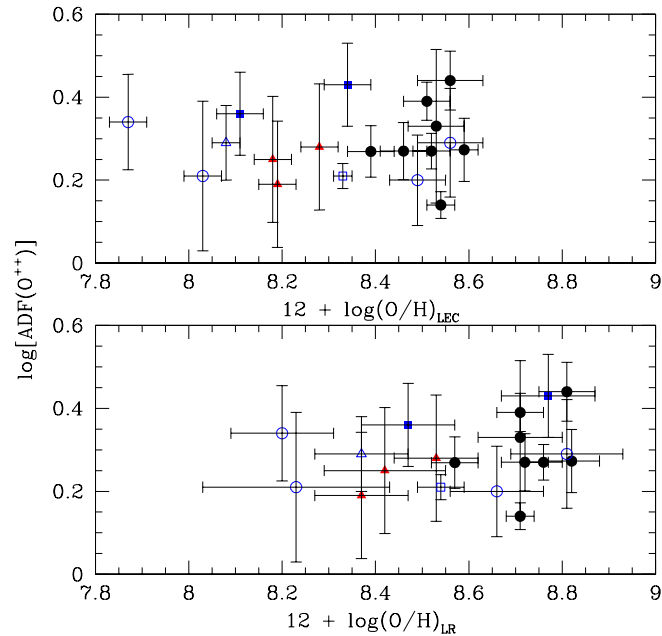


FIGURA 6.10 Representación del $\text{ADF}(\text{O}^{++})$ frente a las abundancias totales de O determinadas a partir de LEC y LR. El significado de los símbolos es el mismo que en la Figura 6.8.

hay disponibles medidas del ADF (López-Sánchez et al. 2007) con el fin de ampliar la línea de base del ajuste. La FWHM no ha sido corregida por la anchura instrumental, ya que es la misma en todos los casos. Se puede observar que las FWHM son mucho mayores para los objetos extragalácticos debido a movimientos del gas a gran escala, que no se detectan en las regiones H II galácticas debido al menor volumen de gas cubierto por la rendija en estos objetos. Para inspeccionar si el ADF está relacionado con la FWHM se debe, por tanto, ampliar significativamente la muestra con objetos extragalácticos. Con los datos disponibles, no se aprecia ninguna relación del ADF con $\text{FWHM}(\text{H}\beta)$ ni con $\text{FWHM}([\text{O III}] \lambda 4959)$ ($r = -0.251$ y -0.153 , respectivamente); en cambio parece haber una ligera relación inversa entre el ADF y la $\text{FWHM}([\text{N II}] \lambda 6548)$ ($r = -0.542$) aunque, como hemos comentado, la muestra debe ser ampliada para poder llegar a alguna conclusión.

Otro efecto propuesto por Stasińska y Szczerba (2001) es que el calentamiento fotoeléctrico de granos de polvo en las zonas cercanas a la estrella central de una NP puede aumentar la T_e en el centro de la NP, con lo que esto implicaría en la discrepancia de abundancias y las fluctuaciones de temperatura. Una forma de comprobar si este efecto puede ser significativo es buscar una correlación entre la temperatura efectiva de la estrella ionizante de la nebulosa –que da una idea de la dureza del campo de

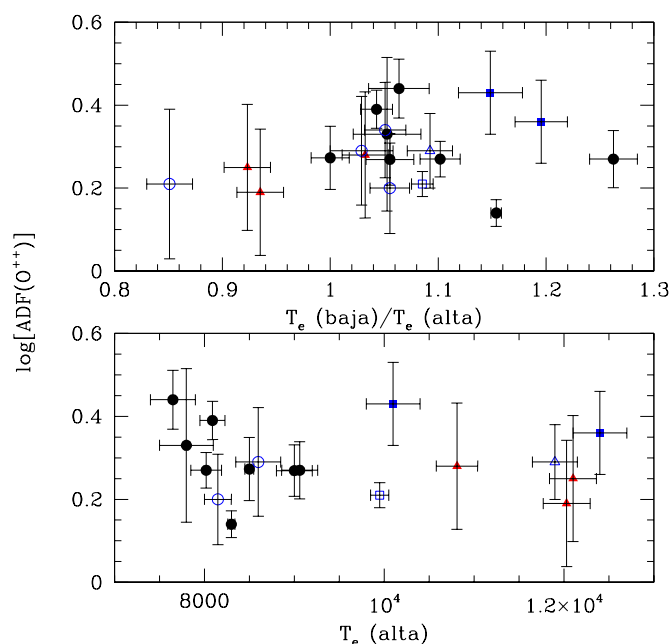


FIGURA 6.11 Representación del ADF(O^{++}) frente a la temperatura de alta ionización y al cociente de temperaturas de alta y baja ionización. El significado de los símbolos es el mismo que en la Figura 6.8.

radiación— y el ADF encontrado. Robertson-Tessi y Garnett (2005) obtuvieron que para NP, el ADF no estaba relacionado con la temperatura efectiva de la estrella ionizante. Para regiones H II esta es una tarea más complicada pues generalmente están ionizadas por un conjunto de estrellas OB. En la Tabla 6.3 se muestran las principales estrellas ionizantes (las más calientes) de cada una de las regiones H II estudiadas, y se observa que en regiones H II el ADF tampoco aparece relacionado con la temperatura efectiva.

Por otro lado, la teoría de las fluctuaciones de temperatura predice que la discrepancia de abundancias está relacionada con la diferencia entre $T_e(\text{LEC})$ y $T_e(\text{H I})$ (Peimbert y Costero 1969; Torres-Peimbert et al. 1980); de hecho, Liu et al. (2000) encontraron una fuerte correlación entre estas dos discrepancias a partir de datos para NP. Los resultados de esta tesis parecen corroborar experimentalmente esta correlación para regiones H II (ver Figura 6.13. En la Figura se han incluido, además de los valores obtenidos para nuestros objetos, los resultados obtenidos para 2 regiones H II extragalácticas: 30 Doradus (Peimbert 2003) y NGC 2363 (González-Delgado et al. 1994; Esteban et al. 2002). En el caso de regiones H II, ambas discrepancias son consistentes dentro del escenario de fluctuaciones de temperatura, y se traducen en valores moderados y similares del parámetro t^2 , sin llegar a los valores extremos encontrados en NP.

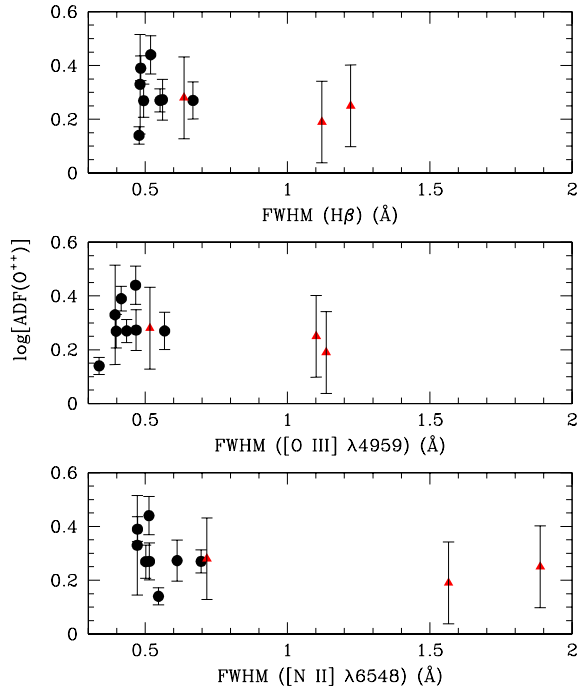


FIGURA 6.12 Representación del ADF(O^{++}) frente a la anchura a media altura (FWHM) de $H\beta$ (panel superior), $[O\ III]\ \lambda 4959$ (panel medio) y $[N\ II]\ \lambda 6548$ (panel inferior). El significado de los símbolos es el mismo que en la Figura 6.8.

TABLA 6.3 Comparación del ADF con el tipo espectral de la/las estrella/s ionizante/s de cada una de las regiones H II de la muestra.

Objeto ^a	Estrella	Tipo espectral	ADF(O^{++})
NGC 3603	NGC 3603/HST-38/40/A2/16	O3V	1.9
	NGC 3603/HST-42/A3	O2-3III	
M16	HD168075	O4V	2.8
M17	Kleinmann's star	O4V	2.1
M20	HD164492	O6V	2.1
Orión	θ^1 Ori C	O6peV	1.4
S 311	HD 64315	O6eV	1.9
M8	H36	O7.5V	2.0
NGC 3576	Cúmulo muy oscurecido	Asociación OB	1.8

^a Ordenados de menor a mayor índice de tipo espectral.

El ajuste que hemos obtenido para nuestros datos es:

$$\log[\text{ADF}(\text{O}^{++})] = 0.184 \pm 0.022 + (0.609 \pm 0.208) \times 10^{-4} [T_e([\text{O III}]) - T_e(\text{H I})], \quad (6.26)$$

con un coeficiente de correlación $r = 0.575$.

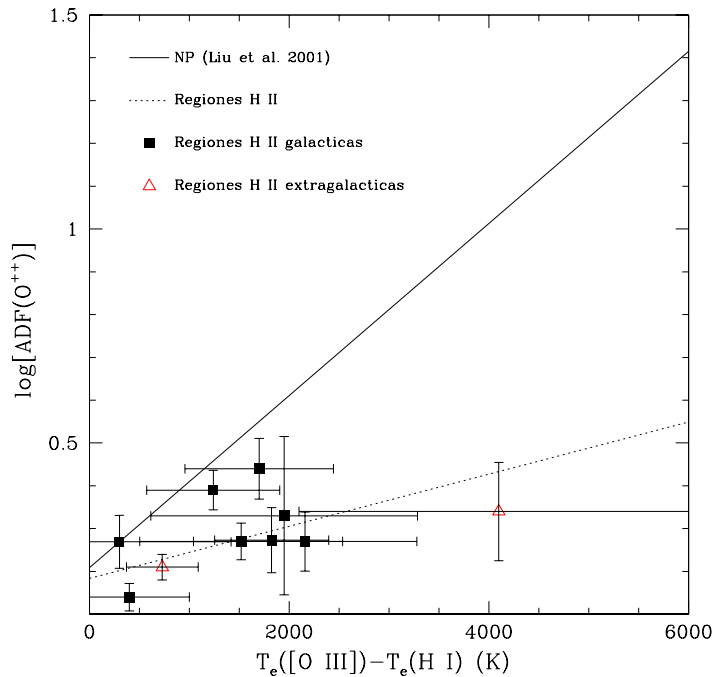


FIGURA 6.13 $\text{ADF}(\text{O}^{++})$ frente a la diferencia entre $T_e(\text{LEC})$ y $T_e(\text{H I})$. La línea continua corresponde al ajuste encontrado por Liu et al. (2000) para NP, mientras que la línea punteada corresponde al ajuste a los datos de nuestra muestra más los datos de dos regiones H II extragalácticas: 30 Doradus (Peimbert 2003) y NGC 2363 (González-Delgado et al. 1994; Esteban et al. 2002).

Por último, Robertson-Tessi y Garnett (2005) han encontrado una correlación entre el ADF y la densidad electrónica, n_e , obtenida a partir de LEC para una muestra de NP. Estos autores encontraron que a medida que disminuye n_e , mayor es el ADF. Para ilustrar las diferencias entre ambos tipos de objetos (regiones H II y NP), hemos superpuesto el conjunto de ADFs medidos en regiones H II (galácticas y extragalácticas) al ajuste de Robertson-Tessi ($r = -0.47$) para NP (ver Figura 6.14). A partir de la Figura 6.14 queda claro que las regiones H II no siguen la relación encontrada para NP. De hecho, el coeficiente de correlación encontrado para las regiones H II es muy bajo ($r = -0.18$), indicando que es posible que ambas magnitudes sean independientes,

lo que no es extraño teniendo en cuenta el alto rango de densidades cubierto y la similitud entre los ADFs encontrados para regiones H II.

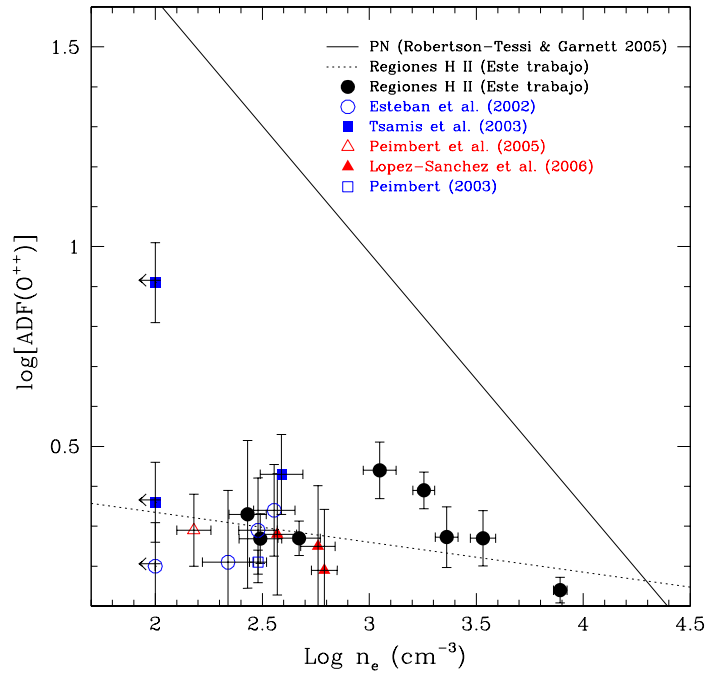


FIGURA 6.14 Correlación entre n_e y el ADF para la muestra de regiones H II galácticas (círculos negros) y extragalácticas (otros símbolos) en los que se ha medido el ADF. La línea continua es el ajuste obtenido por Robertson-Tessi y Garnett (2005) para una muestra de NP. La línea discontinua es el ajuste obtenido para regiones H II.

6.6 Implicaciones en el escenario de las fluctuaciones de temperatura.

Los datos observacionales disponibles hasta ahora para regiones H II no muestran evidencias de la existencia de una componente del gas fría y rica en metales como han propuesto algunos autores para NP (Liu et al. 2001; Tsamis et al. 2004) y para regiones H II (Tsamis y Péquignot 2005) y, en cambio, parecen consistentes con el escenario de las fluctuaciones de temperatura. El hecho de que tanto las regiones H II como las NP sean nebulosas fotoionizadas no implica que la fotoionización sea responsable de todos los detalles observados en estos objetos. Muchos de los argumentos en contra del escenario de las fluctuaciones de temperatura en regiones H II se basan en que los modelos de fotoionización no son capaces de reproducir los t^2 's observados, lo cual

es un argumento sólido siempre y cuando estos modelos estén teniendo en cuenta toda la física involucrada en las regiones H II. En cambio, es posible que los modelos de fotoionización no sean lo suficientemente realistas, y/o sean necesarias fuentes de energía adicionales para explicar las discrepancias entre las observaciones y las predicciones de los modelos (ver Viegas 2002, y las referencias que cita).

Como comentamos anteriormente, varios autores han propuesto la existencia de una componente del plasma –fría y rica en metales– para explicar la dicotomía entre las determinaciones de abundancias y de temperaturas electrónicas en NP (ver § 1.6.5), donde el escenario de las fluctuaciones de temperatura y/o densidad parece no explicar las observaciones disponibles. Recientemente, Tsamis y Péquignot (2005) han propuesto una explicación similar para la discrepancia de abundancias en regiones H II que está basada en la aceptación implícita de la existencia de fluctuaciones de temperatura, aunque indicando que están producidas por inhomogeneidades químicas en el medio interestelar. Estos autores, propusieron un modelo químicamente inhomogéneo para 30 Doradus, en el que postulan la presencia de una componente del gas de baja temperatura y alta metalicidad embebida en un medio menos denso, con mayor temperatura y menor metalicidad. Según Tsamis y Péquignot (2005) esta componente más densa provendría de material resultante de SN de tipo II que no se ha mezclado con el grueso del medio interestelar y que está en equilibrio de presiones con el gas de composición química normal. Según este modelo, estas inclusiones serían responsables de la mayoría de la emisión en las LR y no emitirían prácticamente en LEC debido a su baja temperatura. En contra de este modelo, se pueden presentar algunas objeciones, basándonos en lo obtenido en esta tesis.

En primer lugar, los valores del factor de discrepancia de abundancias (ADF) encontrados para el O^{++} en las regiones H II de nuestra muestra son bastante similares entre sí (ver Tabla 6.4), y además también son similares a los valores encontrados en regiones H II extragalácticas (ver Tabla 1.1). Lo mismo ocurre con los valores del ADF encontrados para los iones O^+ , C^{++} y Ne^{++} . A partir de los resultados en las galaxias mostradas en la Tabla 1.1 y los resultados en nuestra propia Galaxia, se puede ver que el ADF es similar para la mayoría de los objetos, independientemente de la masa, tipo y metalicidad de la galaxia que los alberga. Las galaxias en las que se ha calculado el ADF tienen diferentes metalicidades y potencial gravitatorio y, en principio, deberán tener distintas historias de formación estelar y tasas de SN.

En segundo lugar, las regiones H II incluidas en nuestra muestra se encuentran a diferentes distancias galactocéntricas (de 6 a 11 kpc) en el disco galáctico con lo que, si la hipótesis del enriquecimiento químico debido a las inclusiones debidas a eyecciones de SN es correcta, implicaría que dicho proceso es independiente de las condiciones y propiedades del disco de la Galaxia en dicho intervalo de distancias radiales.

Una evidencia adicional en contra del escenario presentado por Tsamis y Péquignot (2005) es que el ADF determinado para el C^{++} en los objetos en que ha sido posible (ver tablas 1.1 y 6.4), es bastante similar al del O^{++} . En principio, no se ve ninguna dependencia con la metalicidad de la importancia relativa del ADF de C^{++} con respecto al de O^{++} en los objetos en donde se han medido ambas cantidades. Tsamis y Péquignot (2005) calcularon, según sus modelos, que la sobreabundancia de O en las regiones ricas en metales es de un factor de 8, mientras que la de C es de un factor 14.

TABLA 6.4 Factores de discrepancia de abundancia (ADFs) observados en nuestra muestra de regiones H II galácticas.

ID	n_e (cm ⁻³)	T_e ([O III]) (K)	ADF(O ⁺⁺)	ADF(O ⁺)	ADF(C ⁺⁺) ^a	ADF(Ne ⁺⁺)
M16	1120	7650	2.8	—	—	—
M8	1800	8150	2.0	1.4	1.8	2.2
M17	470	8050	2.1	4.2: ^b	—	—
M20	270	7980	2.1	1.5	—	—
NGC 3576	2300	8500	1.8	—	—	—
Orión	7800	8320	1.4	1.6: ^b	1.9	2.5
NGC 3603	3400	9030	1.9	—	—	—
S 311	310	9050	1.9	—	—	—

^a Las abundancias a partir de LEC para el C⁺⁺ se han obtenido a partir de datos del satélite *IUE* de la línea C III] $\lambda\lambda 1906+1909$ (Peimbert et al. 1993b; Walter et al. 1992, para M8 y la Nebulosa de Orión, respectivamente).

^b Valores inciertos (ver § 5.3).

Teniendo en cuenta que los modelos de evolución química de estrellas masivas predicen que la mayoría del C total se produce antes de llegar a la fase de SN por medio de los vientos estelares, y que la intensidad de los vientos estelares aumenta con la metalicidad (p. ej. Maeder 1992; Portinari et al. 1998), entonces el C eyectado aumentaría con la metalicidad. El modelo desarrollado por Carigi et al. (2005) predice, como ya hemos visto en § 6.1.3, que la mitad del C de la Galaxia proviene de EMBI y la otra mitad de EM. Por otra parte, Carigi et al. (2006) han desarrollado un modelo de evolución química para la galaxia irregular enana del grupo local, NGC 6822, que predice que el 63% del C es producido por EMBI, mientras que sólo el 36% es producido por EM, que producen SN de tipo II. Considerando que las abundancias químicas en 30 Doradus son similares a las de NGC 6822, es razonable esperar que la sobreabundancia de C sea menor que la de O, contrariamente a lo asumido por Tsamis y Péquignot (2005). Por otro lado, los modelos de evolución química predicen que la mayoría del N se produce en EMBI y no en EM, con lo que por las mismas razones que para el C, se esperaría una sobreabundancia de N mucho menor que la de O, al revés de lo supuesto en el modelo de Tsamis y Péquignot (2005).

Por otro lado, en los últimos años se han presentado posibles evidencias observacionales en contra de las fluctuaciones de temperatura en NP (ver Liu 2006, y las referencias que cita). Uno de estos argumentos consiste en el acuerdo que se ha encontrado entre las abundancias totales determinadas a partir de LEC en el óptico y en el IR lejano para NP (ver p. ej. Liu et al. 2001; Tsamis et al. 2004). Debido a su baja energía de excitación, $E_{ex} \sim 10^3$ K (las líneas ópticas de [O III] tienen $E_{ex} \sim 10^4$ K), las emisividades de las líneas de estructura fina infrarrojas tienen una dependencia muy débil con T_e , con lo que deben ser insensibles a las incertidumbres introducidas por la presencia de fluctuaciones de temperatura y, en el caso de la existencia de tales fluctuaciones, deben dar valores de abundancia similares a los obtenidos a partir de LR. En el caso de las NP, esta comparación es posible debido al pequeño tamaño aparente de estos objetos, siempre y cuando se utilicen técnicas que obtengan el espectro integrado, tanto en el óptico (mediante la técnica de barrido, ver p. ej. Liu et al. 2000),

como en el IR lejano y el UV (ver p. ej. Liu et al. 2000, 2001). Las regiones H II galácticas, en cambio, son objetos que, en general, cubren áreas del cielo mucho mayores que las NP, y también más extensas que las aperturas usadas en las observaciones en el UV y en el IR lejano, con lo que no es posible comparar volúmenes iguales de gas. En tres de nuestros objetos –M17, NGC 3576 y NGC 3603– Simpson et al. (1995) calculan abundancias iónicas a partir de LEC de estructura fina en el IR lejano pero desafortunadamente las áreas integradas son mucho mayores a las analizadas en esta tesis y/o, están muy alejadas de nuestras posiciones de rendija lo que no nos permite hacer comparaciones apropiadas. Para ilustrar este efecto, en la Tabla 6.5 presentamos las abundancias iónicas calculadas por Simpson et al. (1995) para estos objetos y las comparamos con nuestras determinaciones. En principio, las abundancias iónicas determinadas a partir de LEC en el IR lejano para NGC 3576, se parecen bastante a los valores calculados a partir de LEC ópticas y $t^2 = 0.00$, lo que puede llevar a confusión (ver p. ej. Tsamis et al. 2003); en cambio para NGC 3603, las abundancias a partir de los datos en el IR lejano son intermedias entre los valores ópticos para $t^2 = 0.00$ y $t^2 > 0.00$ y, para M17 los datos en el IR dan abundancias mucho menores que los datos ópticos, lo cual probablemente es debido a la diferente estructura de ionización de las zonas observadas para este objeto en el IR y en el óptico, lo que implica que la comparación entre abundancias iónicas no es adecuada excepto cuando se comparen volúmenes idénticos de nebulosa.

TABLA 6.5 Comparación de abundancias iónicas en el óptico y en el IR para NGC 3576, NGC 3603 y M17^a

Ión	NGC 3576 ^b			NGC 3603 ^b		
	LEC Opt ($t^2 = 0.00$)	LEC Opt ($t^2 > 0.00$)	LEC IR ^c	LEC Opt ($t^2 = 0.00$)	LEC Opt ($t^2 > 0.00$)	LEC IR ^c
O ⁺⁺	8.35 ± 0.03	8.63 ± 0.08	8.43 ± 0.12	8.42 ± 0.05	8.68 ± 0.08	8.59 ± 0.09
S ⁺⁺	6.86 ± 0.10	7.17 ± 0.10	6.86 ± 0.12	6.83 ± 0.04	7.11 ± 0.09	6.93 ± 0.09
Ne ⁺⁺	7.61 ± 0.09	7.91 ± 0.12	7.70 ± 0.09	7.72 ± 0.08	8.00 ± 0.08	7.84 ± 0.09
M17 ^b						
O ⁺⁺	8.41 ± 0.04	8.67 ± 0.06	8.26 ± 0.07			
S ⁺⁺	6.90 ± 0.04	7.19 ± 0.06	6.75 ± 0.06			
Ne ⁺⁺	7.64 ± 0.04	7.93 ± 0.07	7.41 ± 0.10			

^a En unidades de $12 + \log (X^{+i}/H^+)$.

^b Abundancias a partir de LEC ópticas de esta tesis.

^c Abundancias a partir de LEC en el IR lejano de Simpson et al. (1995).

Por definición, en la teoría de fluctuaciones de temperatura la discrepancia de abundancias debe de estar relacionada con la energía de excitación (ver § 1.6.2); mientras que la teoría de fluctuaciones de densidad indica que la discrepancia de abundancias se maximiza si la abundancia ha sido calculada a partir de una LEC proveniente de un nivel con densidad crítica baja, es decir, que el ADF y la densidad crítica, $n_{e,cr}$

están inversamente relacionados. Liu et al. (2000, 2001), comparando distintas determinaciones de abundancias en NP (LEC en UV, óptico e IR lejano), mostraron que el ADF no estaba relacionado con la energía de excitación ni con $n_{e,cr}$. Nosotros no podemos hacer comparaciones entre distintos tipos de línea (UV, óptico o IR lejano) del mismo ión, ya que no disponemos de observaciones de las mismas zonas en UV e IR; en cambio, podemos comparar los ADFs obtenidos para regiones H II tanto galácticas como extragalácticas, con la energía de excitación y la $n_{e,cr}$ del nivel superior de la principal LEC de cada ión. En la Figura 6.15 se puede apreciar que, teniendo en cuenta las incertidumbres, parece existir una correlación ($r=0.6$) entre el ADF y la energía de excitación, E_{ex} ; además también hay una aparente correlación ($r=0.5$) con $n_{e,cr}$, contrariamente a lo predicho por el modelos de fluctuaciones de densidad, lo que sugiere que las fluctuaciones de densidad son mucho menos importantes que las de temperatura en regiones H II. **Estos resultados proporcionan una prueba adicional de que el escenario de la discrepancia de abundancias en regiones H II es diferente al propuesto para NP y, por tanto, no se deben extrapolar los resultados obtenidos en NP a las regiones H II.** En la Tabla 6.6 se muestran los valores de ADF, E_{ex} y $n_{e,cr}$ adoptados para cada ión. Hemos diferenciado entre las abundancias de O^+ debidas a las LEC de [O II] $\lambda\lambda 3726+3729$ y $\lambda\lambda 7320+30$ debido a que tienen diferentes E_{ex} y $n_{e,cr}$.

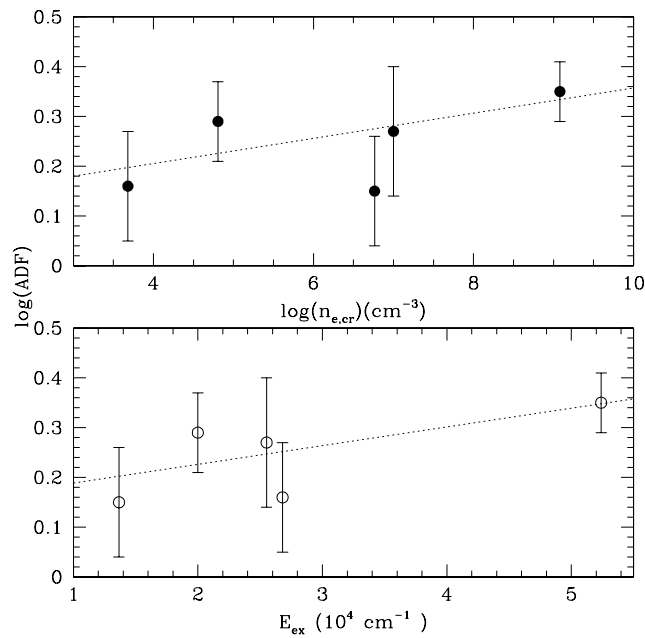


FIGURA 6.15 Representación del ADF (obtenido para diferentes iones) frente a la energía de excitación (abajo) y frente a la densidad crítica (arriba).

TABLA 6.6 Comparación de los distintos ADFs con la energía de excitación y la densidad crítica de las LEC a partir de las cuales se calculan las abundancias.

Íón	$\log(\text{ADF})^a$	E_{ex} (cm^{-1})	$n_{e,cr}$ (cm^{-3})
C^{++}	0.35 ± 0.06	52400	1.2×10^9
Ne^{++}	0.27 ± 0.13	25520	1.0×10^7
O^{++}	0.29 ± 0.08	20000	6.4×10^4
O^{+b}	0.16 ± 0.11	26800	4.8×10^3
O^{+c}	0.15 ± 0.11	13660	5.8×10^6

^a Promedio pesado para todas las regiones H II (galácticas y extragalácticas).

^b A partir de las líneas de [O II] $\lambda\lambda$ 3726+29.

^c A partir de las líneas de [O II] $\lambda\lambda$ 7319+20+29+30.

6.6.1 Temperaturas determinadas a partir de LR de O II.

El modelo de dos fases de Liu et al. (2001), Tsamis et al. (2003) y Tsamis y Péquignot (2005) predice que $T_e(\text{LR}) \leq T_e(\text{He I}) \leq T_e(\text{H I}) \leq T_e(\text{LEC})$ (Liu 2003), con la diferencia entre cualquiera de estas dos temperaturas proporcional al ADF (ver por ejemplo, la Figura 6.13).

Wesson et al. (2003) hicieron uso –por primera vez– del cociente sensible a la temperatura $I(\lambda 4089.29)/I(\lambda 4649.14)$ para determinar la T_e del gas ionizado en el que se forman las líneas de O II en NP (indicación de $T_e(\text{LR})$). Estos autores encontraron T_e muy bajas en dos nudos deficientes en hidrógeno en la NP Abell 30. Posteriormente, varios autores han encontrado resultados similares en otras NP (p. ej. Tsamis et al. 2004; Liu et al. 2004a; Wesson et al. 2005). Las intensidades de las LR que se originan en estados con diferente momento angular orbital presentan diferentes dependencias con T_e . Por ejemplo, comparando la intensidad de una transición $3d-4f$ con una transición $3s-3p$, es posible calcular la temperatura electrónica, aunque el método tiene sus dificultades: en primer lugar, la dependencia del cociente de intensidades con la temperatura es débil, con lo que las líneas deben ser medidas de la forma más precisa posible; en segundo lugar las intensidades relativas de las líneas de O II pueden verse afectadas por efectos NLTE en el nivel fundamental de recombinación del ión O^{++} , ^3P (ver § 5.3). Tsamis et al. (2004) consideran el cociente de intensidades de la transición $3d-4f$ de O II $\lambda 4089.29$ y la transición $3p-3s$ del multiplete 1 de O II $\lambda 4649.14$ debido a que estas líneas se originan en el estado de mayor momento angular total J, $^3\text{P}_2$ y, por lo tanto deben estar afectadas de forma similar por este efecto.

La determinación de la temperatura electrónica a partir de LR de O II en regiones H II es complicada debido a que las LR suelen ser mucho más débiles que en NP brillantes. En la Figura 6.16 hemos representado la variación del cociente $I(\lambda 4089.29)/I(\lambda 4649.14)$ con la temperatura electrónica, y los hemos comparado con los cocientes obtenidos en NGC 3576 y la Nebulosa de Orión, los únicos objetos de nuestra muestra donde ha sido posible medir O II $\lambda 4089.29$. A su vez, hemos representado

también el cociente de líneas medido en la región H II gigante 30 Doradus (Peimbert 2003) y en varias NP de la literatura: M 1-42 y M 2-36 (Liu et al. 2001), la muestra de Tsamis et al. (2004), las NP con $ADF > 4$ de la muestra de Wesson et al. (2005), NGC 5307 (Ruiz et al. 2003) y NGC 5315 (Peimbert et al. 2004); esta última NP está también incluida en la muestra de Tsamis et al. (2004) y la hemos considerado con el fin de comparar el efecto que introduce la alta resolución en la determinación de $T_e(\text{O II})$; esta NP es de las más adecuadas porque los efectos NLTE son pequeños debido a su alta n_e ($\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$) y presenta, además, un ADF similar al medido en regiones H II. Dentro de la muestra de NP incluida en la Figura 6.16 hay objetos con ADF muy alto (entre 5.0 y 22) y otros que muestran valores similares a los obtenidos en regiones H II. NGC 5307 y NGC 5315 muestran un moderado ADF (1.9 y 1.7 respectivamente), y han sido estudiadas a partir de espectros de alta resolución espectral ($R \sim 8800$), lo que evita el solapamiento de las líneas del multiplete 1 de O II (en los demás casos, la línea de O II $\lambda 4649.14$ es medida aplicando un ajuste gaussiano múltiple) y de la línea de O II $\lambda 4089.29$ con otros rasgos espectrales². Como podemos ver, las NP con ADFs altos (panel superior de la Figura 6.16) presentan, en general, $T_e(\text{O II})$ muy bajas, lo cual es consistente con el modelo de dos fases. Por otra parte, las NP con ADFs moderados (panel intermedio de la Figura 6.16) presentan temperaturas que, en general, también están por debajo de $T_e(\text{LEC})$ y $T_e(\text{H I})$, excepto en los casos de NGC 5882 (Tsamis et al. 2004) y NGC 5315 (Peimbert et al. 2004), que son consistentes con los valores de T_e determinados a partir de LEC. Por otro lado, la $T_e(\text{O II})$ obtenida para NGC 5307 es extremadamente baja, lo cual puede ser debido a incertidumbres en la medida de la intensidad de la línea de O II $\lambda 4089.29$ ³ (ver Figura 6.17). En el caso de las regiones H II galácticas, la temperatura obtenida para la Nebulosa de Orión es algo superior a la obtenida a partir de LEC; para NGC 3576, la temperatura es menor que la obtenida a partir de LEC, pero la línea de O II $\lambda 4089.29$ está ligeramente afectada por transferencia de carga en la CCD (ver Figura 6.17) con lo que, en realidad, la caja de error para NGC 3576 se desplaza hacia temperaturas electrónicas más acordes con lo determinado a partir de LEC. De la misma forma, el cociente $I(4089)/I(4649)=0.825$ encontrado para 30 Doradus (Peimbert 2003) es extremadamente alto, probablemente debido a la contribución significativa de la transferencia de carga en la CCD a la intensidad de la línea (ver Figura 6.17) que no fue corregida. Para estas dos regiones

²En algunas de las NP de la muestra de Tsamis et al. (2004), se restó la contribución de la línea de Si IV $\lambda 4088.85$ a la intensidad de la línea de O II $\lambda 4089.29$, usando la intensidad medida de la línea de Si IV $\lambda 4116.10$ y adoptando un cociente de flujos entre Si IV $\lambda 4088.85$ /Si IV $\lambda 4116.10$ igual a la relación teórica 2:1.

³El espectro de NGC 5307 fue obtenido en el mismo conjunto de observaciones que NGC 3576 y la Nebulosa de Orión. En los espectros analizados de estas observaciones, la línea de O II $\lambda 4089.29$ está muy cerca de un rasgo espectral producido por efectos de transferencia de carga en la CCD debido a la presencia de una línea muy brillante en un orden diferente, que se puede separar de forma satisfactoria en la Nebulosa de Orión, pero no en NGC 3576 y 30 Doradus (ver Figura 6.17). Una forma alternativa de corregirlo, sería adoptar la razón teórica con alguna otra línea del multiplete pero desafortunadamente no conocemos como afecta el desplazamiento del equilibrio termodinámico local a la intensidad de estas líneas relativa al multiplete.

no ha sido posible separar la línea del parásito debido a la baja señal a ruido, con lo que sólo podemos afirmar, cualitativamente, que la temperatura obtenida para estos objetos será mayor que la representada en la Figura 6.16. A fin de disponer de datos adicionales de regiones H II, hemos representado el valor del cociente de intensidades para dos posiciones de rendija de la Nebulosa de Orión aún no publicadas y que no han sido analizadas en esta tesis: la posición analizada por Esteban et al. (1998) etiquetada como “Orión 1”, y una posición de rendija situada sobre la barra de Orión a $24''$ N y $12''$ O de θ^2 Ori A. Estas regiones han sido representadas en el panel inferior de la Figura 6.16 como cajas de trazo discontinuo, etiquetadas como “Orión 1” y “Barra Orión”. Se puede observar que los valores de T_e para estas dos regiones de Orión son similares a los obtenidos para la zona de la nebulosa estudiada en esta tesis. Teniendo en cuenta las $T_e([\text{O III}])$ calculadas para estas dos regiones y las densidades relativamente altas que se han medido en ambas ($n_e([\text{Cl III}]) = 7900 \pm 1300$ y $5300 \pm 800 \text{ cm}^{-3}$ para Orión 1 y la barra, respectivamente) que minimizan los efectos NLTE en la intensidad de las líneas, podemos afirmar que las $T_e(\text{O II})$ medidas en distintas posiciones de la Nebulosa de Orión son similares o mayores que las medidas a partir de LEC. La calidad de estas observaciones se puede apreciar en la Figura 6.17.

Desafortunadamente, los datos disponibles para regiones H II no conforman una muestra lo suficientemente amplia como para sacar conclusiones definitivas; de todas formas el análisis de distintos objetos nos permite enumerar una serie de problemas que nos hemos encontrado y llegar a algunas conclusiones parciales; a) en primer lugar, es necesario desarrollar modelos atómicos que tengan en cuenta alejamientos del acoplamiento LS en los que no se esté en equilibrio termodinámico local (modelos NLTE), con el fin de confirmar lo afectada que está cada línea; b) es necesario realizar espectrofotometría profunda de alta resolución en regiones H II para ampliar el catálogo de este tipo de objetos con $T_e(\text{O II})$ medido; c) con los datos disponibles hasta el momento no se puede afirmar que las regiones H II se comporten de la misma forma que las NP; de hecho, parece que el escenario del modelo de dos fases en regiones H II (Tsamis y Péquignot 2005) no es adecuado para explicar la discrepancia de abundancias en estos objetos.

Este mismo método ha sido aplicado usando cocientes de LR de C II: $I(\lambda 9903)/I(\lambda 4267)$ e $I(\lambda 6462)/I(\lambda 4267)$ –que no están afectadas por efectos NLTE– pero estos cocientes son mucho menos sensibles a la temperatura, y la variación entre 10^3 a 15×10^3 K es del orden del error observado, con lo que estos cocientes son inútiles para determinar de forma aceptable la temperatura electrónica.

6.7 El efecto de las abundancias basadas en LR en las calibraciones empíricas.

Ya hemos comentado en § 1.4.3 que la dificultad de medir algunas de las líneas involucradas en el cálculo de $T_e - [\text{O III}] \lambda 4363$ ó $[\text{N II}] \lambda 5754$ – llevó a Pagel et al. (1979) a desarrollar un método empírico basado en las líneas nebulares de oxígeno, usando el parámetro R_{23} (definido en § 1.4.3) para calcular la abundancia de O/H en regiones H II extragalácticas. Para calibrar O/H vs. R_{23} se pueden usar diferentes métodos:

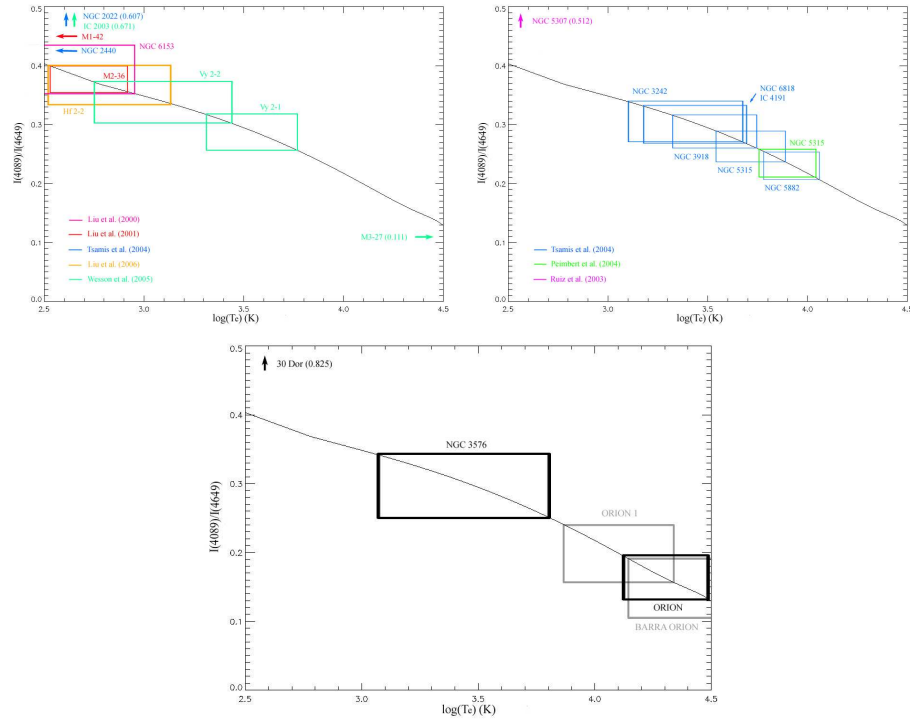


FIGURA 6.16 Cociente de las líneas de O II $\lambda 4089.29/\lambda 4649.14$ como función de la temperatura. La línea continua sólida en los tres paneles es el cociente teórico. Los datos se representan como cajas de error. En el panel superior izquierdo se representa una muestra de NP con ADF > 5.0 ; en el panel superior derecho, otra muestra de NP con ADFs moderados, similares a los encontrados en nuestra muestra de regiones H II; por último, en el panel inferior, se muestran las dos regiones H II de nuestra muestra para las que ha sido posible medir la transición 3d–4f de O II $\lambda 4089.29$: NGC 3576 y la Nebulosa de Orión, dos posiciones de rendija adicionales en la Nebulosa de Orión (cajas grises, ver texto) y 30 Doradus (Peimbert 2003). Las flechas horizontales indican el valor del cociente para algunos objetos cuya temperatura se sale de la escala, mientras que las verticales indican que el cociente de líneas (indicado entre paréntesis) se sale de la escala representada.

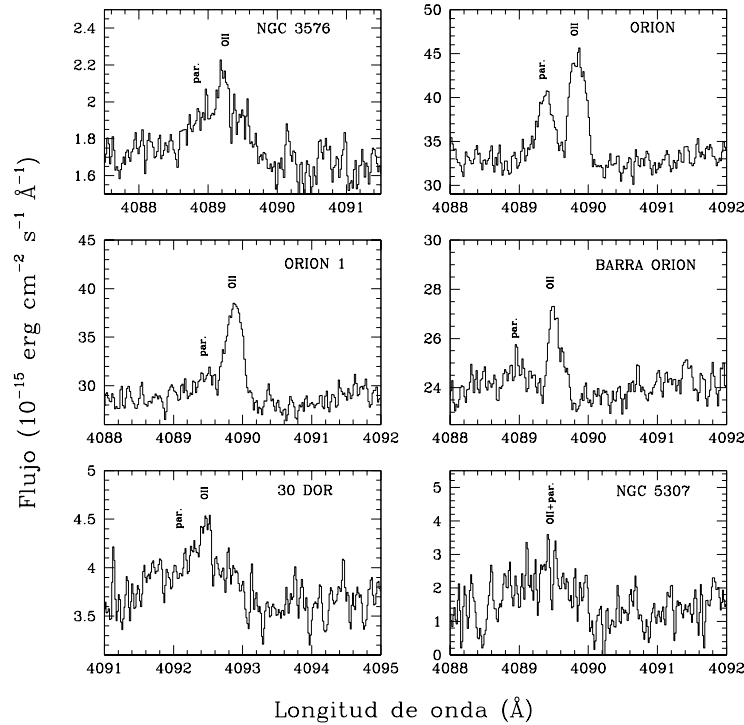


FIGURA 6.17 Línea de O II $\lambda 4089.19$ en los espectros de 5 regiones H II en las que ha sido observada y en la NP NGC 5307. Se puede notar que en NGC 3576 y 30 Doradus la línea está solapada con otro rasgo, parásito, mientras que en NGC 5307 la señal a ruido es muy débil. La Nebulosa de Orión es la única región H II en la que esta línea se ha podido medir de forma adecuada. Los espectros calibrados de 30 Doradus y NGC 5307 han sido cedidos gentilmente por Antonio Peimbert.

- A partir de modelos de fotoionización, en los que se ajustan las observaciones de las líneas de oxígeno con las predichas por los modelos (Dopita y Evans 1986; McGaugh 1991; Zaritsky et al. 1994; Kewley y Dopita 2002; Kobulnicky y Kewley 2004).
- A partir de observaciones de las líneas de [O II] y [O III] en objetos en los que se ha podido determinar de forma directa T_e asumiendo $t^2 = 0.00$ (Edmunds y Pagel 1984; Pilyugin 2000; Pilyugin 2001).
- A partir de las abundancias de O obtenidas para supergigantes B.
- A partir de las abundancias de O calculadas usando LR.

Para poder comprobar los modelos de evolución de galaxias en función del desplazamiento al rojo es muy importante conocer bien su composición química, y el

método de Pagel es una de las mejores herramientas para determinar las abundancias de estos objetos. El mayor problema que surge al aplicar el método de Pagel es que es bivaluado y que hay una gran discrepancia entre las distintas calibraciones disponibles (ver Figura 6.18). En esta tesis, proponemos calibrar el método de Pagel usando LR de O, que dan abundancias entre 2–3 veces superiores a las determinadas a partir de calibraciones usando LEC.

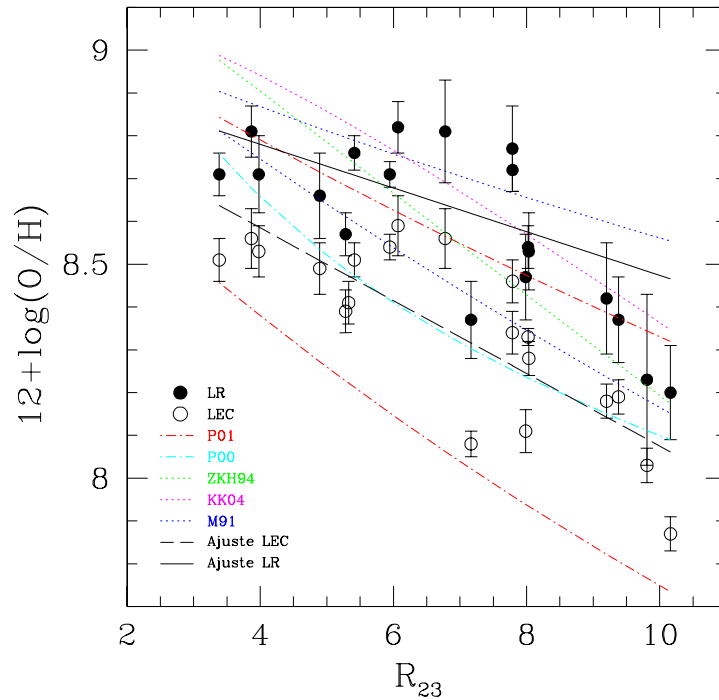


FIGURA 6.18 Calibración del método de Pagel R_{23} usando abundancias determinadas a partir de LR (línea continua negra) y abundancias determinadas a partir de LEC (línea discontinua negra de trazos largos). Se han superpuesto varias calibraciones para comparación: a) Calibraciones por modelos de fotoionización: ZKH94, Zaritsky et al. (1994); M91, McGaugh (1991); KK04, Kobulnicky y Kewley (2004); b) Calibraciones empíricas: P01, Pilyugin (2001); P00, Pilyugin (2000). Los círculos negros vacíos indican las abundancias obtenidas a partir de LEC, mientras que los rellenos son las abundancias obtenidas a partir de LR.

En la Figura 6.18 mostramos los valores de las abundancias de O –tanto a partir de LEC como de LR– frente al parámetro R_{23} para todas las regiones H II en las que ha sido posible medir LR de O^{++} . En esta Figura hemos representado algunas calibraciones del método de Pagel, tanto a partir de modelos de fotoionización (McGaugh 1991; Zaritsky et al. 1994; Kobulnicky y Kewley 2004) como a partir de observaciones en las que se ha determinado $T_e([O III])$ (Pilyugin 2000; Pilyugin 2001). En el caso de la calibración

de Pilyugin (2001) hemos representado la calibración para los dos valores extremos del parámetro $P=R_3/R_{23}$ (ver § 1.4.3) encontrados en nuestra muestra (líneas a trazos y puntos rojas en la Figura 6.18). Peimbert et al. (2007) discuten las principales dificultades a la hora de producir una calibración absoluta de R_{23} para diferentes valores de P , y que sea independiente de las variaciones de temperatura; estas son principalmente tres: a) calibrar la zona de alta metalicidad para valores de $R_{23}<3$, b) la calibración de la zona de baja metalicidad, y c) la variación del grado de ionización para un valor dado de R_{23} . En la Figura también se muestran los ajustes a las abundancias obtenidas a partir de LEC (línea negra discontinua) y de LR (línea negra continua). Se puede apreciar que las dos calibraciones empíricas representadas ajustan muy bien a las abundancias obtenidas a partir de LEC, pero subestiman las abundancias en caso de que éstas vengan dadas por LR, como era de esperar, pues las calibraciones empíricas se basan en LEC. Por otra parte, los modelos de fotoionización predicen abundancias altas comparadas con las dadas por LEC, pero consistentes con las dadas por LR; esto es debido a que incluso los modelos de fotoionización más sofisticados son incapaces de reproducir todos los cocientes de líneas observados y predicen valores de $T_e([O III])$ menores a los encontrados observacionalmente, ya que en estos modelos no ajustan la línea auroral a $\lambda 4363$, que depende muy fuertemente de T_0 y t^2 , pero si ajustan las líneas nebulares de $[O III]$, que dependen mucho menos de t^2 y T_0 . La presencia de fluctuaciones de temperatura podría explicar la similitud entre las calibraciones obtenidas a partir de modelos de fotoionización y LR.

La calibración obtenida a partir de los datos de R_{23} y las abundancias obtenidas usando LR es:

$$12 + \log(O/H) = 8.984 \pm 0.056 - (0.051 \pm 0.009)R_{23} \quad (6.27)$$

con un coeficiente de correlación de $r=-0.656$. Es necesario incrementar el número y la calidad de las observaciones para disponer de una calibración más fiable, sobre todo en los rangos extremos de alta y baja metalicidad y, principalmente, en objetos extragalácticos. La utilización de grandes telescopios, como el VLT, los telescopios Keck y el GTC es vital para poder disponer de datos con la suficiente señal a ruido para realizar medidas fiables de las LR de O I y O II. A su vez, es necesaria una alta resolución espectral (un mínimo de $\lambda/\Delta\lambda=5000$) para poder separar de forma adecuada las líneas del multiplete 1 de O II.

Conclusiones y trabajo futuro.

En esta tesis se ha explorado la posible existencia de fluctuaciones de temperatura parametrizadas por t^2 en regiones H II, realizando análisis muy detallados de las condiciones físicas y abundancias químicas en una muestra de ocho regiones H II galácticas a partir de espectros echelle de alta resolución obtenidos con el telescopio 8.2m *Kueyen* del VLT. En este capítulo resumimos las principales conclusiones obtenidas en este trabajo.

- Presentamos espectroscopía echelle profunda en el rango 3100–10400 Å de zonas brillantes de ocho regiones H II galácticas que, ordenadas de menor a mayor distancia galactocéntrica son: M16, M8, M17, M20, NGC 3576, Nebulosa de Orión, NGC 3603 y S 311. En total hemos medido la intensidad de más de 2600 líneas espectrales. Este es el conjunto de líneas de emisión más completo que se dispone en la actualidad para este tipo de objetos.
- Hemos calculado las condiciones físicas de cada nebulosa, haciendo uso de varios diagnósticos de intensidades de líneas y de continuos. Los diferentes diagnósticos de temperatura y densidad son consistentes entre sí, asumiendo un esquema de dos zonas (alta y baja ionización). Las abundancias químicas han sido determinadas usando la intensidad de LEC para los siguientes iones: O^+ , O^{++} , N^+ , S^+ , S^{++} , Ne^{++} , Cl^+ , Cl^{++} , Cl^{3+} , Ar^{++} , Ar^{3+} , Fe^+ , Fe^{++} y Fe^{3+} .
- La relación entre las temperaturas electrónicas determinadas a partir de los saltos de Balmer y Paschen y la determinada a partir del cociente $He\ I\ \lambda 7281/\lambda 6678$ en nuestra muestra de regiones H II parece ser consistente con el escenario de fluctuaciones de temperatura, al contrario que en NP, donde Zhang et al. (2004) encontraron que esta relación se desviaba significativamente de lo predicho por este escenario.
- Hemos detectado varias líneas de deuterio de la serie de Balmer en los espectros de M16, M8, M20 y S 311. Las propiedades de estas líneas indican que la fluorescencia es su mecanismo de excitación más probable. En cambio, no podemos garantizar la detección de líneas de deuterio en M17 ya que, en caso de estar presentes, estarían contaminadas accidentalmente por una componente de alta velocidad de H I.

- Hemos determinado para todos nuestros objetos –y por primera vez en M16, M20, NGC 3603 y S 311– las abundancias de C^{++} y O^{++} a partir de LR. También por primera vez, hemos determinado la abundancia de O^+ a partir de LR en M20. En el resto de objetos, hemos determinado los valores de las abundancias de C^{++} y O^{++} con mayor precisión que los obtenidos hasta este trabajo. Las abundancias obtenidas a partir de las LR son sistemáticamente mayores que las obtenidas a partir de LEC para todos los iones en los que ambos tipos de líneas fueron medidos.
- Hemos determinado el $ADF = O^{++}/H^+(LR)/O^{++}/H^+(LEC)$ en todas las regiones H II de nuestra muestra, encontrando valores similares para todos los objetos. A su vez, éstos son similares con las determinaciones del ADF en regiones H II extragalácticas disponibles en la literatura.
- Hemos obtenido determinaciones consistentes del parámetro de fluctuaciones de temperatura, t^2 , aplicando diferentes métodos: comparando las abundancias de O^{++} obtenidas a partir de LR con las calculadas a partir de LEC (en algunos casos también O^+ , C^{++} y Ne^{++}); aplicando un método de máxima verosimilitud que minimiza la dispersión de los valores de He^+/H^+ obtenidos a partir de líneas individuales; comparando las temperaturas electrónicas determinadas a partir de LEC con las calculadas a partir de los continuos de Balmer y/o Paschen. Los resultados encontrados para todos los objetos sugieren la presencia de fluctuaciones moderadas de temperatura (t^2 entre 0.02–0.04) en las regiones H II de la Galaxia. Los t^2 obtenidos han sido usados para corregir las abundancias iónicas determinadas con LEC.
- Hemos encontrado un buen acuerdo entre nuestros resultados –que han sido obtenidos haciendo uso de un conjunto de datos atómicos actualizados– y las mejores determinaciones de abundancias previas disponibles en la literatura, con lo que concluimos que las abundancias totales de estos objetos quedan bien establecidas. La comparación de las abundancias totales obtenidas en el óptico con abundancias totales obtenidas a partir de líneas en el IR lejano no permite llegar a ninguna conclusión debido, entre otras cosas a que los ICFs asumidos en los distintos conjuntos de observaciones son diferentes.
- Se han determinado los gradientes radiales de O y C de la fase gaseosa del medio interestelar de la Galaxia, los cuales son de vital importancia para contrastar los modelos de evolución química. Es la primera vez que se calcula el gradiente de C usando regiones H II en un rango tan amplio de distancias galactocéntricas (de 6.3 a 10.4 kpc). El valor del gradiente obtenido para el O es de $-0.045 \text{ dex kpc}^{-1}$, mientras que el valor encontrado para el gradiente de C es de $-0.109 \text{ dex kpc}^{-1}$. Hemos encontrado también que el cociente C/O aumenta con la metalicidad, de forma similar a resultados observacionales previos.
- Hemos determinado los gradientes de tres elementos alfa (S, Ne y Ar), encontrando que para el S y el Ar, los valores son muy similares al gradiente de O (-0.047 y $-0.045 \text{ dex kpc}^{-1}$, respectivamente), de acuerdo con los modelos de

nucleosíntesis vigentes. Para el Ne, el gradiente encontrado es más plano (-0.017 dex kpc $^{-1}$), probablemente debido a incertidumbres en el ICF adoptado.

- Se ha encontrado que los distintos diagnósticos de densidad son consistentes entre sí –salvo el caso de $n_e(\text{H I})$, que es mucho mayor por razones que desconocemos, y $n_e(\text{N I})$ que se encuentra en las zonas más externas de la nebulosa y no coexiste con el resto de iones– con lo que podemos aproximar que: $n_e([\text{O II}]) \approx n_e([\text{S II}]) \approx n_e([\text{Cl III}]) \approx n_e([\text{Ar IV}]) \approx n_e([\text{Fe III}])$ en nuestros objetos.
- El ADF no se encuentra relacionado con O/H , O^{++}/H^+ ni el grado de ionización. A su vez, tampoco se relaciona con la T_e asumida para la zona de alta ionización, con lo que quedan descartados los efectos sistemáticos en la determinación de las abundancias a partir de LEC. Por otra parte, la discrepancia de abundancias tampoco está relacionada con el cociente de temperaturas $T_e(\text{baja})/T_e(\text{alta})$, lo que nos hace suponer que los gradientes naturales de T_e no tienen que ver con la discrepancia de abundancias.
- En el caso de regiones H II, al contrario que para NP, el ADF es independiente de la metalicidad en el rango estudiado. A su vez, no se encuentran evidencias de que el ADF esté relacionado con la temperatura efectiva de las estrellas ionizantes –como sugeriría un posible calentamiento fotoeléctrico por la presencia de polvo cerca de la estrella–. Por último, con el fin de observar la posible influencia de la excitación por choques en la discrepancia de abundancias, se ha presentado el ADF frente a la anchura a media altura (FWHM) de distintas líneas. La única correlación observada –el ADF parece estar inversamente relacionado con $\text{FWHM}([\text{N II } \lambda 6548])$ – es poco significativa. A la hora de interpretar correctamente estas relaciones, este estudio debe ser ampliado a una muestra mucho mayor de objetos –incluyendo el mayor número posible de regiones H II extragalácticas en las que los movimientos del gas a gran escala contribuyen en mayor medida a las anchuras de las líneas– cubriendo, si es posible, un mayor rango de ADFs y de FWHM.
- La relación encontrada entre el ADF y la diferencia de temperaturas $T_e([\text{O III}]) - T_e(\text{H I})$ parece ser consistente con el escenario de fluctuaciones de temperatura. A su vez, no se encuentra, o si la hay es muy pequeña, correlación entre el ADF y la densidad de la región H II al contrario de lo que ocurre en NP.
- La similitud entre los valores del ADF observados para regiones H II usando distintos iones, el gradiente de abundancias de O y C determinado para nuestra Galaxia y la historia del enriquecimiento de C predicha por los modelos de evolución química, están en contra del modelo de dos fases propuesto por Tsamis y Péquignot (2005) en el que la discrepancia de abundancias sería debida la presencia de una componente del gas a baja T_e y alta metalicidad embebida en un medio menos denso, más caliente y con menor metalicidad.
- Hemos encontrado que el ADF está relacionado con la energía de excitación y con la densidad crítica (al contrario que lo observado en NP), lo cual está de acuerdo con el escenario de fluctuaciones de temperatura. Por otro lado, las

temperaturas electrónicas determinadas a partir de LR con buena señal a ruido son consistentes dentro de las incertidumbres, con las determinadas a partir de LEC, LR de H I o LR de He I, lo cual entra en contradicción con el modelo de dos fases propuesto habitualmente para NP y recientemente propuesto por Tsamis y Péquignot (2005) para una región H II de la Gran Nube de Magallanes. Estos resultados sugieren que, con los datos observacionales disponibles, el fenómeno que produce la discrepancia de abundancias podría ser diferente en NP y en regiones H II, lo cual debe de ser tenido en cuenta en posteriores análisis.

- La obtención de espectros profundos en regiones H II extragalácticas es fundamental para poder contrastar los distintos escenarios propuestos para explicar la discrepancia de abundancias. En primer lugar nos permitiría ampliar el rango de metalicidades de los objetos. En segundo lugar, usando alta resolución espectral, se pueden estudiar los efectos que la población estelar puede tener a la hora de determinar las abundancias a partir de LR. Además, la obtención de la abundancia total de O a partir de LR en estos objetos nos permitiría recalibrar el método de Pagel, R_{23} para determinación de la abundancia de O en el caso de no disponer de determinaciones directas de T_e , lo cual daría cuenta de las *verdaderas* abundancias en regiones H II extragalácticas, con lo que eso implica para el conocimiento global de la evolución química de galaxias lejanas y del universo.

TRABAJO FUTURO.

En estos momentos disponemos de datos espectroscópicos por analizar que van a incrementar significativamente las restricciones observacionales a los distintos modelos propuestos para explicar las discrepancias de abundancias y temperaturas. A continuación describimos brevemente las observaciones adicionales disponibles y los objetivos que se pretende conseguir con el análisis de estos nuevos datos.

- Estamos en fase de análisis de espectros de rendija larga ($4'$ de arco) en Orión obtenidos con el WHT de 4.2m, situado en el Observatorio del Roque de los Muchachos. Estos espectros pasan por distintas componentes morfológicas bien conocidas en la Nebulosa de Orión (discos protoplanetarios y objetos Herbig-Haro). A partir de la extracción de varias decenas de espectros a lo largo de cada posición de rendija, hemos encontrado –como resultado previo– que las condiciones físicas en los discos protoplanetarios y en los objetos Herbig-Haro varían significativamente con respecto al fondo nebuloso, indicado que hay una importante fluctuación local de las condiciones físicas del gas.
- Pretendemos realizar espectroscopía de campo 3-D de alta resolución espacial en la Nebulosa de Orión y otras regiones H II brillantes haciendo uso del espectrógrafo de campo integral OASIS junto con el sistema de óptica adaptativa NAOMI, situados en el foco Nasmyth del WHT. La motivación de estas observaciones es determinar la distribución espacial de la densidad y temperatura electrónicas en zonas con distinto grado de ionización (centro y “barra” de Orión) para establecer la posible presencia de variaciones locales de densidad

y/o temperatura y su posible correlación con estructuras morfológicas (discos protoplanetarios, objetos Herbig-Haro, zonas de sombra), que puedan dar luz al problema de las fluctuaciones de temperatura. A su vez, también pretendemos investigar la posible existencia de inhomogeneidades químicas en forma de “grumos” y su correlación con distintas estructuras morfológicas del gas, y también analizar la propuesta de O’Dell et al. (2003) en la que indican que las zonas de sombra detras de grumos densos pueden contribuir a las fluctuaciones de temperatura.

Ya disponemos de datos espectroscópicos 3-D de la Nebulosa de Orión tomados con el espectrógrafo 3-D OASIS en el WHT. Las condiciones de seeing y el fallo del sistema de óptica adaptativa nos permitieron conseguir la alta resolución espacial requerida para nuestro estudio. Estos datos se encuentran aún en proceso de reducción. Por otra parte, tenemos concedidas dos noches con OASIS+NAOMI en el WHT en Diciembre de 2006.

- Uno de los campos abiertos por esta tesis es que se debe ampliar el rango de metalicidades de los objetos en los que se pueda medir ADFs, e incrementar la señal a ruido de los espectros obtenidos en regiones H II extragalácticas, con el fin de explorar la dependencia del ADF con la metalicidad, tipo morfológico de galaxias, historias de formación estelar y morfología y contenido estelar de las regiones H II. Necesariamente, estas observaciones, de alta resolución espectral se deben realizar en los mayores telescopios del mundo. Con este fin, hemos obtenido tiempo en el telescopio de 10m Keck en la isla de Hawaii (USA) para observar regiones H II extragalácticas con una señal a ruido lo suficientemente alta como para poder medir las LR del multiplete 1 de O II de manera fiable. Finalmente, para ampliar aún más esa muestra, planeamos solicitar tiempo al VLT en los siguientes semestres. La aceptación del espectrógrafo echelle UES como instrumento de segunda generación del GTC, nos facilitaría de forma significativa el acceso a datos espectrofotométricos muy profundos en regiones H II extragalácticas.
- Adicionalmente, la obtención de espectros de muy alta resolución ($R \geq 30000$) puede ser muy importante a la hora de estudiar efectos cinemáticos que pueden aclarar el origen de la discrepancia de abundancias en regiones H II. Un estudio interesante en este sentido es la comparación de las anchuras de las LR y las LEC, que nos puede dar información de la temperatura en la zona en la que se forman. A su vez, la comparación de las velocidades radiales de las LR y las LEC y el estudio detallado de los perfiles de estas líneas para una muestra grande de regiones H II es otro de los estudios que pretendemos abordar en el futuro.
- La espectroscopía 3-D es un campo que apenas se ha comenzado a explotar a la hora de estudiar la discrepancia de abundancias en nebulosas fotoionizadas (ver Tsamis et al. 2006, en un caso prototípico de aplicación a una NP). La obtención de datos espectroscópicos 3-D haciendo uso de los distintos espectrógrafos de campo integral disponibles en distintos observatorios (VLT FLAMES en el observatorio de Cerro Paranal de la ESO, Chile; PMAS en el Centro Astronómico

Hispano-Alemán de Calar Alto, España; OASIS en el observatorio del Roque de los Muchachos, La Palma, España) se presenta como uno de los campos de investigación más prometedores a la hora de resolver los problemas existentes en la determinación de abundancias en nebulosas fotoionizadas.

APÉNDICE A :
Identificación de líneas.

En este apéndice se recogen las tablas con las líneas observadas en nuestra muestra de regiones H II Galácticas. Las regiones H II están ordenadas según distancia galactocéntrica creciente. La descripción de las columnas de estas tablas es la siguiente: la primera columna indica la longitud de onda de laboratorio de la línea; la segunda columna corresponde a la identificación; la tercera columna indica el multiplete, la cuarta es la longitud de onda observada de la línea en el Sistema de Referencia Helio-céntrico; la quinta columna corresponde al flujo observado de la línea con respecto al flujo observado de H β , considerando [F(H β)=100]; la sexta columna corresponde a la intensidad de la línea con respecto a la intensidad de H β , corregida de extinción, considerando [I(H β)=100]; en la séptima columna se representa el error porcentual en la intensidad de la línea y, por último, la octava columna incluye comentarios a algunas de las líneas observadas.

TABLA A.1: Cocientes de líneas observados [F(H β)=100] corregidos de enrojecimiento e identificaciones.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	F(λ) ^a	I(λ) ^b	error (%)	Notas
M 16							
3187.84	He I	3	3187.81	0.693	1.352	6	
3354.42	He I	8	3354.64	0.146	0.276	18	
3347.59	He I	7	3447.65	0.201	0.375	14	
3554.42	He I	34	3554.45	0.219	0.401	13	
3587.28	He I	32	3587.37	0.178	0.325	15	
3613.64	He I	6	3613.71	0.250	0.453	12	
3634.25	He I	28	3634.30	0.383	0.691	8	
3660.28	H I	H32	3660.41	0.112	0.200	23	
3661.22	H I	H31	3661.27	0.162	0.290	17	
3662.26	H I	H30	3662.33	0.213	0.381	13	
3663.40	H I	H29	3663.50	0.217	0.388	13	
3664.68	H I	H28	3664.73	0.210	0.376	13	
3666.10	H I	H27	3666.15	0.259	0.464	11	
3667.68	H I	H26	3667.77	0.253	0.453	12	
3669.47	H I	H25	3669.57	0.322	0.575	10	
3671.48	H I	H24	3671.56	0.362	0.646	9	
3673.76	H I	H23	3673.86	0.398	0.710	8	
3676.37	H I	H22	3676.44	0.398	0.711	8	
3679.36	H I	H21	3679.43	0.434	0.774	8	
3682.81	H I	H20	3682.89	0.434	0.772	8	
3686.83	H I	H19	3686.91	0.565	1.005	7	
3691.56	H I	H18	3691.62	0.594	1.054	6	
3697.15	H I	H17	3697.24	0.684	1.213	6	
3703.86	H I	H16	3703.94	0.804	1.423	5	
3705.04	He I	25	3705.10	0.378	0.669	9	

TABLA A.1: Continuación.

λ_0 (Å)	Íón	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
3711.97	H I	H15	3712.05	0.972	1.715	5	
3721.94	[S III]	2F	3721.96	1.679	2.955	4	
3721.94	H I	H14					
3726.03	[O II]	1F	3726.16	88.191	154.979	4	
3728.82	[O II]	1F	3728.91	69.245	121.581	4	
3734.37	H I	H13	3734.46	1.580	2.770	4	
3750.15	H I	H12	3750.24	2.014	3.511	4	
3770.63	H I	H11	3770.72	2.503	4.336	4	
3797.90	H I	H10	3797.98	3.424	5.874	4	
3819.61	He I	22	3819.70	0.653	1.112	6	
3835.39	H I	H9	3835.47	4.845	8.197	4	
3856.02	Si II	1	3856.07	0.126	0.211	10	
3856.12	O II	12					
3862.59	Si II	1	3862.59	0.080	0.133	14	
3867.48	He I	20	3867.54	0.077	0.129	14	
3868.75	[Ne III]	1F	3868.81	2.162	3.612	4	
3871.82	He I	60	3871.82	0.065	0.109	16	
3888.65	He I	2	3889.00	11.284	18.687	3	
3889.05	H I	H8					
3918.98	C II	4	3918.92	0.084	0.138	13	
3920.68	C II	4	3920.73	0.099	0.162	12	
3926.53	He I	58	3926.64	0.087	0.141	13	
3964.73	He I	5	3964.81	0.530	0.849	4	
3967.46	[Ne III]	1F	3967.52	0.681	1.090	4	
3970.07	H I	H7	3970.15	10.591	16.928	3	
4009.22	He I	55	4009.30	0.132	0.207	9	
4026.08	N II	40	4026.28	1.276	1.987	3	
4026.21	He I	18					
4068.60	[S II]	1F	4068.72	2.264	3.452	3	
4076.35	[S II]	1F	4076.47	0.898	1.364	4	
4100.62	D I	D6	4100.76	0.015	0.022	:	
4101.74	H I	H6	4101.82	17.800	26.689	3	
4120.82	He I	16	4120.99	0.125	0.186	10	
4143.76	He I	53	4143.86	0.217	0.318	6	
4267.15	C II	6	4267.23	0.198	0.272	7	
4303.61	O II	65a	4303.88	0.043	0.058	23	
4303.82	O II	53a					
4319.63	O II	2	4319.75	0.012	0.016	:	
4326.40	O I		4326.50	0.024	0.031	:	
4339.29	D I	D5	4339.44	0.022	0.030	38	
4340.47	H I	H5	4340.55	35.834	47.277	3	
4345.55	O II	65c	4345.54	0.029	0.038	32	
4345.56	O II	2					
4363.21	[O III]	2F	4363.26	0.147	0.192	8	
4368.25	O I	5	4368.58	0.094	0.122	12	
4387.93	He I	51	4388.01	0.382	0.491	4	
4437.55	He I	50	4437.60	0.040	0.050	24	
4471.48	He I	14	4471.59	3.240	3.977	3	
4562.60	Mg I	1	4562.79	0.030	0.035	31	
4571.10	Mg I	1	4571.37	0.066	0.076	16	
4607.06	[Fe III]	3F	4607.21	0.021	0.024	:	
4607.16	N II	5					
4621.39	N II	5	4621.42	0.035	0.039	28	
4630.54	N II	5	4630.61	0.046	0.052	22	
4638.86	O II	1	4638.90	0.036	0.040	26	
4641.81	O II	1	4641.83	0.031	0.034	29	
4643.06	N II	5	4643.17	0.028	0.031	33	
4649.13	O II	1	4649.24	0.051	0.056	20	
4650.84	O II	1	4650.94	0.045	0.050	22	
4658.10	[Fe III]	1F	4658.25	0.138	0.153	9	
4661.63	O II	1	4661.54	0.034	0.038	27	
4701.53	[Fe III]	3F	4701.73	0.038	0.041	26	
4711.37	[Ar IV]	1F	4711.42	0.020	0.021	:	
4713.14	He I	12	4713.27	0.351	0.379	4	
4733.91	[Fe III]	3F	4733.92	0.025	0.026	37	e
4754.69	[Fe III]	3F	4754.88	0.024	0.026	37	
4769.43	[Fe III]	3F	4769.63	0.017	0.018	:	
4814.55	[Fe II]	2F	4814.77	0.017	0.018	:	
4815.51	S II	9	4815.65	0.018	0.018	:	g
4860.03	D I	D4	4860.19	0.032	0.032	29	
4861.33	H I	H4	4861.43	100.000	100.000	3	
4881.00	[Fe III]	2F	4881.20	0.059	0.059	22	

TABLA A.1: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
4921.93	He I	48	4922.03	1.091	1.058	3	
4958.91	[O III]	1F	4958.99	29.222	27.824	3	
5006.84	[O III]	1F	5006.93	88.392	82.269	3	
5015.68	He I	4	5015.79	2.228	2.065	3	
5032.43	S II	7	5032.47	0.063	0.058	37	g
5041.03	Si II	5	5041.10	0.064	0.059	36	
5047.74	He I	47	5047.90	0.231	0.211	12	
5055.98	Si II	5	5056.13	0.164	0.149	16	
5056.31	Si II	5					
5158.78	[Fe II]	19F	5159.08	0.045	0.039	:	
5197.90	[N I]	1F	5198.18	0.519	0.443	6	
5200.26	[N I]	1F	5200.53	0.367	0.313	8	
5270.40	[Fe III]	1F	5270.71	0.088	0.073	27	
5517.71	[Cl III]	1F	5517.81	0.541	0.403	6	
5537.88	[Cl III]	1F	5537.98	0.475	0.351	7	
5545.00	N I	29	5545.25	0.046	0.034	:	
5545.15	N I	29					
5577.34	[O I]	3F	5577.89	16.156	11.692	3	
5666.64	N II	3	5666.68	0.042	0.029	:	
5679.56	N II	3	5679.81	0.043	0.030	:	
5686.21	N II	3	5686.18	0.041	0.028	:	c
5710.76	N II	3	5710.88	0.022	0.015	:	
5754.64	[N II]	3F	5754.78	2.110	1.403	4	
5875.64	He I	11	5875.78	18.461	11.636	3	
5978.83	Si II	4	5979.09	0.078	0.047	:	
6046.44	O I	22	6046.71	0.052	0.030	:	
6300.30	[O I]	1F	6300.73	7.954	4.213	4	
6312.10	[S III]	3F	6312.24	1.941	1.024	4	
6347.11	Si II	2	6347.29	0.184	0.095	15	
6363.78	[O I]	1F	6364.20	2.678	1.384	4	
6371.36	Si II	2	6371.52	0.098	0.051	25	
6461.95	C II	17.04	6461.84	0.065	0.032	36	
6462.13	C II	17.04					
6548.03	[N II]	1F	6548.27	104.213	50.143	4	
6561.04	D I	D3	6561.31	0.063	0.030	27	
6562.82	H I	H3	6562.96	614.888	294.183	4	
6578.05	C II	2	6578.11	0.653	0.310	6	
6583.41	[N II]	1F	6583.64	326.951	155.179	4	
6678.15	He I	46	6678.30	7.113	3.255	4	
6716.47	[S II]	2F	6716.68	51.101	23.038	4	
6730.85	[S II]	2F	6731.06	65.429	29.334	4	
7002.23	O I	21	7002.58	0.195	0.079	8	c
7065.28	He I	10	7065.41	5.574	2.195	5	
7111.47	C I	$^3D_{-3}F^0$	7111.74	0.015	0.006	:	
7113.18	C I	$^3D_{-3}F^0$	7113.51	0.012	0.005	:	
7115.17	C I	$^3D_{-3}F^0$	7115.52	0.013	0.005	:	
7116.99	C I	$^3D_{-3}P^0$	7117.36	0.014	0.005	:	g
7135.78	[Ar III]	1F	7135.94	24.107	9.235	5	
7155.14	[Fe II]	14F	7155.42	0.087	0.033	14	
7231.12	C II	3	7231.45	0.261	0.096	7	
7236.19	C II	3	7236.63	0.483	0.178	6	
7254.38	O I	20	7254.80	0.125	0.046	11	
7281.35	He I	45	7281.54	1.535	0.556	5	
7298.05	He I	1/9	7298.17	0.061	0.022	18	
7318.39	[O II]	2F	7319.25	2.228	0.795	5	
7319.99	[O II]	2F	7320.35	7.705	2.747	5	
7329.66	[O II]	2F	7329.90	4.777	1.697	5	
7330.73	[O II]	2F	7330.99	4.099	1.455	5	
7377.83	[Ni II]	2F	7378.19	0.108	0.038	12	
7423.64	N I	3	7423.98	0.045	0.016	23	
7442.30	N I	3	7442.66	0.082	0.028	14	
7452.54	[Fe II]	14F	7452.76	0.039	0.013	25	
7468.31	N I	3	7468.65	0.114	0.039	11	
7499.85	He I	1/8	7500.08	0.098	0.032	13	
7751.10	[Ar III]	2F	7751.33	8.864	2.677	6	
7771.94	O I	1	7772.08	0.087	0.026	23	c
7782.18	Mn I		7782.55	0.032	0.009	31	g
7801.79	V I		7802.18	0.018	0.005	:	g
7816.13	He I	1/7	7816.29	0.212	0.063	9	
7837.85	[Co I]		7838.10	0.044	0.013	24	
7862.85	Fe II]		7862.93	0.019	0.006	:	g

TABLA A.1: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
7875.99	[P II]	¹ D- ¹ S	7876.20	0.031	0.009	31	
7959.70	N I		7960.11	0.054	0.015	20	g
8116.	He I	4/16	8116.62	0.027	0.007	35	
8150.57	Si I	20	8151.08	0.018	0.004	:	
8184.85	N I	2	8185.21	0.057	0.015	19	
8188.01	N I	2	8188.40	0.121	0.031	12	
8216.28	N I	2	8216.68	0.149	0.038	11	
8223.14	N I	2	8223.51	0.156	0.040	10	
8245.64	H I	P42	8245.82	0.128	0.032	11	
8247.73	H I	P41	8248.00	0.168	0.043	10	c
8249.97	H I	P40	8250.20	0.134	0.034	11	
8252.40	H I	P39	8252.62	0.175	0.044	10	
8255.02	H I	P38	8255.28	0.207	0.052	9	
8257.85	H I	P37	8258.12	0.161	0.041	10	
8260.93	H I	P36	8261.21	0.201	0.051	9	
8264.28	H I	P35	8264.58	0.224	0.056	9	
8267.94	H I	P34	8268.15	0.221	0.055	9	
8271.93	H I	P33	8272.11	0.240	0.060	9	
8276.31	H I	P32	8276.53	0.276	0.069	8	
8281.12	H I	P31	8281.69	0.241	0.060	9	
8286.43	H I	P30	8286.60	0.275	0.069	8	
8292.31	H I	P29	8292.52	0.339	0.085	8	
8298.83	H I	P28	8299.03	0.467	0.116	8	c
8306.11	H I	P27	8306.37	0.346	0.086	8	
8314.26	H I	P26	8314.48	0.468	0.116	8	
8323.42	H I	P25	8323.64	0.534	0.132	8	
8333.78	H I	P24	8333.97	0.571	0.140	8	
8334.75	Fe II]		8335.07	0.105	0.026	14	g
8343.33	He I	4/12	8342.56	0.059	0.014	19	
8359.00	H I	P22	8359.22	0.725	0.177	7	
8361.67	He I	1/6	8361.88	0.351	0.085	8	
8374.48	H I	P21	8374.69	0.761	0.184	7	
8392.40	H I	P20	8392.59	0.943	0.227	7	
8387.77	Fe I		8388.04	0.040	0.010	25	g
8413.32	H I	P19	8413.54	1.001	0.240	7	
8437.96	H I	P18	8438.17	1.192	0.283	7	
8444.34	He I	4/11	8444.68	0.060	0.014	19	
8446.25	O I	4	8446.87	2.034	0.482	7	c
8446.36	O I	4					
8446.76	O I	4					
8459.32	[Cr II]		8459.68	0.074	0.018	16	g
8467.25	H I	P17	8467.49	1.350	0.318	7	
8486.27	He I	6/16	8486.46	0.073	0.017	16	
8502.48	H I	P16	8502.71	1.758	0.410	7	
8518.04	He I	2/8	8518.24	0.021	0.004	:	
8528.99	He I	6/15	8529.24	0.041	0.009	25	
8665.02	H I	P13	8665.14	4.074	0.906	8	c
8680.28	N I	1	8680.95	0.493	0.109	8	
8683.40	N I	1	8683.79	0.111	0.024	13	
8686.15	N I	1	8686.70	0.292	0.064	9	
8703.25	N I	1	8703.59	0.077	0.017	16	
8711.70	N I	1	8712.07	0.084	0.019	15	
8718.84	N I	1	8719.31	0.048	0.011	22	
8727.13	[C I]	3F	8727.50	0.815	0.178	8	
8733.43	He I	6/12	8733.65	0.134	0.029	12	
8750.47	H I	P12	8750.70	4.260	0.925	8	
8848.05	He I	7/11	8848.15	0.069	0.015	17	
8862.79	H I	P11	8863.02	5.846	1.235	8	c
8889.00	C II]		8889.42	0.054	0.011	21	g
8893.87	V I]		8894.23	0.078	0.016	16	g
8946.05	Fe II]		8946.44	0.043	0.009	:	g
8996.99	He I	6/10	8997.18	0.233	0.048	10	
9014.91	H I	P10	9015.15	7.737	1.578	8	
9019.19	Fe I		9019.63	0.078	0.016	16	g
9029.30	C II		9029.47	0.114	0.023	13	g??
9068.90	[S III]	1F	9069.16	121.058	24.419	8	
9094.83	C I	3	9095.26	0.199	0.040	10	
9111.81	C I	3	9112.22	0.073	0.015	17	
9113.70	Cl II]		9114.04	0.038	0.008	:	g
9123.60	[Cl II]	1F	9123.95	0.479	0.095	9	
9210.28	He I	6/9	9210.55	0.347	0.068	9	

TABLA A.1: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
9229.01	H I	P9	9229.26	11.076	2.161	8	
9405.73	C I	$^1P^{0-1}D$	9406.11	0.127	0.024	12	g
9463.57	He I	1/5	9463.84	0.302	0.056	9	
9516.57	He I	4/7	9516.70	0.262	0.048	10	
9526.16	He I	6/8	9526.55	0.386	0.071	9	
9530.60	[S III]	1F	9531.21	321.963	59.257	8	
9545.97	H I	P8	9546.21	13.877	2.547	8	d
9702.62	He I	75	9703.34	0.086	0.015	16	d
9824.13	[C I]	1F	9824.53	1.618	0.283	9	
9850.26	[C I]	1F	9850.66	5.069	0.882	9	
9903.46	C II	17.02	9903.55	0.214	0.037	13	d
9903.88	C II	17.02					
10027.70	He I	6/7	10027.91	0.878	0.148	9	
10049.37	H I	P7	10049.64	30.179	5.080	9	
10320.49	[S II]	3F	10320.77	4.780	0.771	9	
10336.41	[S II]	3F	10336.66	4.039	0.650	9	
10370.50	[S II]	3F	10370.79	2.109	0.338	9	

^a $F(H\beta)=4.52 \times 10^{-13}$ ergs cm⁻² s⁻¹.

^b $I(H\beta)=7.331 \times 10^{-12}$ ergs cm⁻² s⁻¹.

^c Afectada por líneas de emisión telúricas .

^d Afectada por bandas de absorción atmosférica.

^e Afectada por transferencia de carga en la CCD.

^f Solapada con una línea desconocida.

^g Identificación dudosa.

TABLA A.2: Cocientes de líneas observados [$F(H\beta)=100$] corregidos de enrojecimiento e identificaciones..

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
M8							
3187.84	He I	3	3187.70	0.944	0.315	13	
3354.55	He I	8	3354.54	0.146	0.137	19	
3447.59	He I	7	3447.53	0.181	0.222	17	
3487.73	He I	42	3487.70	0.057	0.075	:	
3498.66	He I	40	3498.61	0.035	0.047	:	
3512.52	He I	38	3512.48	0.096	0.128	27	
3530.50	He I	36	3530.46	0.092	0.124	28	
3554.42	He I	34	3554.39	0.163	0.221	17	
3587.28	He I	32	3587.24	0.181	0.242	17	
3613.64	He I	6	3613.61	0.291	0.381	12	
3634.25	He I	28	3634.20	0.300	0.385	12	
3656.10	H I	H37	3656.08	0.036	0.045	:	
3657.27	H I	H36	3657.24	0.088	0.110	29	
3657.92	H I	H35	3657.89	0.106	0.134	25	
3658.64	H I	H34	3658.60	0.111	0.139	24	
3659.42	H I	H33	3659.39	0.143	0.179	19	
3660.28	H I	H32	3660.24	0.161	0.202	17	
3661.22	H I	H31	3661.18	0.196	0.246	16	
3662.26	H I	H30	3662.23	0.212	0.266	15	
3663.40	H I	H29	3663.37	0.236	0.295	14	
3664.68	H I	H28	3664.62	0.271	0.338	12	
3666.10	H I	H27	3666.05	0.299	0.374	12	
3667.68	H I	H26	3667.64	0.360	0.449	11	
3669.47	H I	H25	3669.42	0.386	0.481	10	
3671.48	H I	H24	3671.43	0.425	0.528	10	
3673.76	H I	H23	3673.71	0.461	0.573	10	
3676.37	H I	H22	3676.32	0.505	0.627	9	
3679.36	H I	H21	3679.30	0.567	0.702	9	
3682.81	H I	H20	3682.76	0.587	0.727	9	
3686.83	H I	H19	3686.79	0.652	0.805	9	
3691.56	H I	H18	3691.51	0.776	0.956	9	
3697.15	H I	H17	3697.10	0.954	1.174	8	
3703.86	H I	H16	3703.80	1.065	1.308	8	
3705.04	He I	25	3704.97	0.412	0.506	11	
3711.97	H I	H15	3711.92	1.276	1.566	8	
3721.83	[S III]	2F	3721.81	2.260	2.772	8	
3721.94	H I	H14					
3726.03	[OII]	1F	3726.01	100.407	123.200	8	
3728.82	[OII]	1F	3728.77	70.305	86.287	8	
3734.37	H I	H13	3734.32	1.908	2.343	8	
3750.15	H I	H12	3750.10	2.378	2.933	8	
3770.63	H I	H11	3770.58	3.066	3.818	8	
3784.89	He I	64	3784.88	0.019	0.023	23	
3797.90	H I	H10	3797.85	4.040	5.132	8	
3805.78	He I	63	3805.64	0.030	0.039	17	
3819.61	He I	20	3819.58	0.694	0.902	8	
	?		3831.14	0.013	0.017	30	g
3831.66	S II		3831.64	0.021	0.027	21	g
3833.57	He I	62	3833.50	0.025	0.033	18	
3835.39	H I	H9	3835.33	5.567	7.245	8	
3838.37	N II	30	3838.23	0.019	0.025	22	
3853.66	Si II	1	3853.61	0.011	0.015	33	
3856.02	Si II	1	3855.98	0.145	0.189	9	
3856.13	O II	12					
3862.59	Si II	1	3862.56	0.089	0.116	11	
3867.48	He I	20	3867.45	0.053	0.069	8	
3868.75	[Ne III]	1F	3868.63	2.874	3.751	8	
3871.60	He I	60	3871.75	0.054	0.071	11	
3888.65	He I	2	3888.93	10.850	14.177	7	
3889.05	H I	H8					
3918.98	C II	4	3918.90	0.044	0.057	13	
3920.68	C II	4	3920.61	0.093	0.122	9	
3926.53	He I	58	3926.50	0.076	0.100	10	
3935.94	He I	57	3935.88	0.016	0.021	25	
3964.73	He I	5	3964.69	0.603	0.787	8	
3967.46	[Ne III]	1F	3967.33	0.875	1.142	8	
3969.00	D I	D7	3968.86	0.011	0.014	35	
3970.07	H I	H7	3970.02	12.141	15.842	8	

TABLA A.2: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
3998.76	S II	59	3998.68	0.012	0.016	32	
4008.36	[Fe III]	4F	4008.30	0.017	0.022	25	
4009.22	He I	55	4009.22	0.116	0.151	9	
4023.98	He I	54	4023.99	0.008	0.010	:	
4026.08	N II	40	4026.17	1.272	1.664	8	
4026.21	He I	18					
4068.60	[S II]	1F	4068.54	1.235	1.618	8	
4069.62	O II	10	4069.65	0.049	0.064	12	
4069.89	O II	10					
4072.15	O II	10	4072.07	0.023	0.031	19	
4076.35	[S II]	1F	4076.28	0.431	0.565	8	
4100.62	D I	D6	4100.49	0.013	0.017	30	
4101.74	H I	H6	4101.69	19.551	26.190	3	
4119.22	O II	20	4119.20	0.006	0.008	:	
4120.84	He I	16	4120.78	0.101	0.134	6	
4121.48	O II	19	4121.31	0.009	0.012	39	
4132.80	O II	19	4132.73	0.010	0.014	35	
4143.76	He I	53	4143.71	0.181	0.238	4	
4153.30	O II	19	4153.17	0.021	0.028	19	
4156.54	O II	19	4156.23	0.010	0.014	35	f
4168.97	He I	52	4168.98	0.036	0.046	13	
4169.22	O II	19					
4243.97	[Fe II]	21F	4243.95	0.019	0.024	21	
4267.15	C II	6	4267.09	0.177	0.222	4	
4276.75	O II	67b	4276.73	0.017	0.022	23	
4276.83	[Fe II]	21F					
4287.40	[Fe II]	7F	4287.33	0.047	0.058	10	
4303.61	O II	66	4303.65	0.019	0.023	21	
4303.82	O II	53					
4317.14	O II	2	4316.99	0.009	0.011	38	
4319.63	O II	2	4319.55	0.006	0.008	:	
4326.40	O I		4326.27	0.015	0.019	25	
4339.29	D I	D5	4339.14	0.016	0.019	25	
4340.47	H I	H5	4340.41	37.684	45.925	3	
4345.55	O II	65c	4345.45	0.018	0.022	22	
4345.56	O II	2					
4349.43	O II	2	4349.31	0.016	0.020	24	
4352.78	[Fe II]	21F	4352.74	0.010	0.012	37	
4359.34	[Fe II]	7F	4359.27	0.034	0.041	13	
4363.21	[O III]	2F	4363.12	0.236	0.286	4	
4366.89	O II	2	4366.73	0.013	0.015	29	
4368.15	O I	5	4368.16	0.043	0.052	11	
4368.25	O I	5					
4387.93	He I	51	4387.89	0.358	0.428	3	
4413.78	[Fe II]	7F	4413.71	0.025	0.029	17	
4416.27	[Fe II]	6F	4416.23	0.028	0.033	15	
4432.35	[Fe II]	6F	4432.40	0.006	0.007	:	
4437.55	He I	50	4437.51	0.051	0.059	10	
4452.10	[Fe II]	7F	4452.02	0.018	0.021	22	
4452.37	O II	5					
4457.95	[Fe II]	6F	4457.86	0.007	0.009	:	
4463.58	S II		4463.51	0.012	0.014	30	
4471.48	He I	14	4471.45	3.014	3.482	3	
4474.90	[Fe II]	7F	4474.82	0.008	0.009	:	
4483.43	S II	43	4483.42	0.009	0.010	:	
4487.41	O I]		4487.35	0.010	0.011	37	g
4491.07	C II		4491.19	0.010	0.011	37	
4491.23	O II	86a					
4590.97	O II	15	4590.92	0.004	0.005	:	
4607.06	[Fe III]	3F	4607.07	0.037	0.040	12	
4607.16	N II	5					
4621.39	N II	5	4621.34	0.020	0.022	20	
4628.05	[Ni II]	4F	4628.04	0.006	0.006	:	
4630.54	N II	5	4630.48	0.026	0.028	16	
4638.86	O II	1	4638.71	0.031	0.034	14	
4641.81	O II	1	4641.69	0.040	0.043	12	
4643.06	N II	5	4643.05	0.017	0.018	23	
4649.13	O II	1	4649.02	0.039	0.041	12	
4650.84	O II	1	4650.71	0.029	0.032	15	
4658.10	[Fe III]	3F	4658.10	0.495	0.530	3	
4661.63	O II	1	4661.44	0.033	0.036	13	
4667.01	[Fe III]	3F	4666.92	0.023	0.025	18	

TABLA A.2: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
4676.24	O II	1	4676.16	0.016	0.017		25
4701.62	[Fe III]	3F	4701.56	0.136	0.143		5
4711.37	[Ar IV]	1F	4711.16	0.014	0.014		28
4713.14	He I	12	4713.12	0.323	0.339		3
4733.91	[Fe III]	3F	4733.88	0.045	0.046		11
4740.16	[Ar IV]	1F	4740.00	0.012	0.013		30
4754.83	[Fe III]	3F	4754.72	0.095	0.098		6
4769.60	[Fe III]	3F	4769.44	0.047	0.049		10
4777.78	[Fe III]	3F	4777.69	0.022	0.023		19
4788.13	N II	20	4788.09	0.014	0.014		27
4803.29	N II	20	4803.27	0.011	0.011		33
4814.55	[Fe II]	20F	4814.47	0.028	0.029		17
4815.51	S II	9	4815.49	0.024	0.025		19
4860.03	D I	D4	4859.85	0.037	0.036		12
4861.33	H I	H4	4861.27	100.000	100.000		3
4881.00	[Fe III]	2F	4881.01	0.197	0.193		4
4889.63	[Fe III]	4F	4889.58	0.012	0.012		30
4889.70	[Fe III]	3F					
4921.93	He I	48	4921.88	0.952	0.924		3
4924.50	[Fe III]	2F	4924.45	0.030	0.029		16
4924.50	O II	28					
4930.50	[Fe III]	1F	4930.62	0.010	0.010		39
4931.32	[O III]	1F	4931.15	0.022	0.021		23
4958.91	[O III]	1F	4958.83	34.553	33.066		3
4985.90	[Fe III]	2F	4985.94	0.051	0.048		11
4987.20	[Fe III]	2F	4987.33	0.045	0.042		12
4994.37	N II	94	4994.45	0.021	0.020		23
5001.47	N II	19	5001.39	0.034	0.032		16
5006.84	[O III]	1F	5006.85	101.963	95.932		3
5011.30	[Fe III]	1F	5011.36	0.060	0.057		10
5015.68	He I	4	5015.71	1.946	1.825		3
5041.03	Si II	5	5041.07	0.141	0.131		5
5047.74	He I	47	5047.80	0.204	0.189		4
5055.98	Si II	5	5056.05	0.218	0.201		4
5056.31	Si II	5					
5146.70	[Fe III]		5146.62	0.018	0.016		27
5158.78	[Fe II]	19F	5158.84	0.057	0.051		10
5191.82	[Ar III]	1F	5191.77	0.034	0.030		15
5197.90	[N I]	1F	5197.91	0.228	0.201		4
5200.26	[N I]	1F	5200.27	0.143	0.126		5
5261.61	[Fe II]	19F	5261.63	0.033	0.028		16
5270.30	[Fe III]	1F	5270.57	0.310	0.267		4
5273.35	[Fe II]	18F	5273.40	0.019	0.016		25
5299.00	O I	26	5298.97	0.028	0.024		18
5342.38	C II	17.06	5342.40	0.013	0.011		35
5412.00	[Fe III]	1F	5412.14	0.030	0.024		17
5432.77	S II	6	5432.90	0.018	0.015		27
5453.81	S II	6	5453.86	0.021	0.017		23
5512.77	O I	25	5512.63	0.018	0.015		26
5517.71	[Cl III]	1F	5517.67	0.514	0.410		3
5537.88	[Cl III]	1F	5537.85	0.497	0.395		3
5555.03	O I	24	5554.91	0.024	0.019		20
5577.34	[O I]	3F	5577.33	0.033	0.026		16
5666.64	N II	3	5666.60	0.035	0.027		15
5676.02	N II	3	5676.01	0.019	0.015		25
5679.56	N II	3	5679.59	0.045	0.034		13
5686.21	N II	3	5686.34	0.012	0.009		36
5710.76	N II	3	5710.82	0.014	0.010		32
5754.64	[N II]	3F	5754.58	1.275	0.952		3
5875.64	He I	11	5875.61	13.666	9.868		3
5927.82	N II	28	5927.83	0.019	0.014		25
5931.79	N II	28	5931.78	0.028	0.020		18
5957.56	Si II	4	5957.55	0.071	0.050		9
5958.58	O I	23	5958.39	0.031	0.022		17
5978.83	Si II	4	5978.91	0.162	0.113		5
6046.44	O I	22	6046.27	0.083	0.057		8
6151.27	C II	16.04	6151.53	0.014	0.009		32
6151.54	C II	16.04					
6300.30	[O I]	1F	6300.18	1.028	0.663		3
6312.10	[S II]	3F	6312.02	2.089	1.344		3
6347.11	Si II	2	6347.08	0.292	0.186		4
6363.78	[O I]	1F	6363.66	0.353	0.224		4

TABLA A.2: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
6371.36	Si II	2	6371.31	0.175	0.111	5	
6401.50	[Ni III]	2F	6401.29	0.013	0.008	34	
6402.25	Ne I	1	6402.22	0.031	0.019	17	
6461.95	C II	17.04	6461.87	0.040	0.025	14	
6462.13	C II	17.04					
6527.10	[N II]	1F	6527.21	0.032	0.019	16	
6533.80	[Ni III]	2F	6533.72	0.099	0.060	7	c
6548.03	[N II]	1F	6548.02	54.367	32.924	3	
6561.04	D I	D3	6560.82	0.131	0.079	6	
6562.82	H I	H3	6562.73	445.498	286.685	3	
6578.05	C II	2	6577.99	0.437	0.262	3	
6583.41	[N II]	1F	6583.38	170.515	102.331	3	
6666.80	[Ni II]	2F	6666.72	0.016	0.009	29	
6678.15	He I	46	6678.08	4.878	2.857	3	
6716.47	[S II]	2F	6716.37	15.711	9.113	3	
6730.85	[S II]	2F	6730.76	20.899	12.078	3	
6855.88	He I	1/12	6855.90	0.010	0.005	:	e
6933.91	He I	1/13	6933.68	0.015	0.008	37	d
7002.23	O I	21	7001.98	0.099	0.054	6	
7065.28	He I	10	7065.17	5.697	3.024	3	
7111.47	C I	$^3D-^3F^0$	7111.35	0.008	0.004	:	
7113.18	C I	$^3D-^3F^0$	7113.06	0.007	0.003	:	
7115.17	C I	$^3D-^3F^0$	7115.10	0.007	0.004	:	
7135.78	[Ar III]	1F	7135.72	19.253	10.038	3	
7155.14	[Fe II]	14F	7155.08	0.068	0.035	9	
7160.58	He I	1/10	7160.53	0.027	0.014	21	
7231.34	C II	3	7231.22	0.146	0.074	5	
7236.19	C II	3	7236.34	0.220	0.112	4	
7281.35	He I	45	7281.27	0.920	0.462	3	
7298.05	He I	1/9	7298.00	0.040	0.020	14	
7318.39	[O II]	2F	7318.95	1.482	0.738	3	
7319.99	[O II]	2F	7320.04	6.592	3.281	3	
7329.66	[O II]	2F	7329.61	3.824	1.899	3	
7330.73	[O II]	2F	7330.69	3.604	1.789	3	
7377.83	[Ni II]	2F	7377.77	0.098	0.048	6	
7388.17	[Fe II]	14F	7388.09	0.010	0.005	:	
7411.61	[Ni II]	2F	7411.58	0.014	0.007	:	
7423.64	N I	3	7423.48	0.023	0.011	25	
7442.30	N I	3	7442.13	0.044	0.021	13	
7452.54	[Fe II]	14F	7452.48	0.024	0.011	24	
7459.30	Ca I		7459.14	0.007	0.003	:	c,g
7468.31	N I	3	7468.13	0.074	0.035	8	
7477.10	Si I		7477.22	0.009	0.004	:	
7499.85	He I	1/8	7499.81	0.067	0.032	9	
?	?		7513.08	0.014	0.007	39	
7519.50	C II	16.08	7519.80	0.009	0.004	:	
7519.86	C II	16.08					
7751.10	[Ar III]	2F	7751.08	5.993	2.679	3	
7771.94	O I	1	7771.86	0.066	0.029	9	
7801.79	V I		7801.71	0.006	0.002	:	g
7816.13	He I	1/7	7816.08	0.115	0.051	6	
7837.85	[Co I]		7837.64	0.017	0.007	34	
7862.85	Fe II]		7862.65	0.005	0.002	:	g
7875.99	[P II]	$^1D-^1S$	7875.67	0.010	0.004	:	
7889.90	[Ni III]	1F	—	—	—	:	c
7959.70	N I		7959.75	0.010	0.004	:	g
8116	He I	4/16	8116.39	0.015	0.006	39	
8203.85	He I	4/14	8203.78	0.021	0.008	27	
8216.28	N I	2	8216.15	0.093	0.037	7	
8223.14	N I	2	8222.96	0.102	0.041	7	
8245.64	H I	P42	8245.58	0.102	0.041	7	
8247.73	H I	P41	8247.70	0.117	0.047	6	
8249.97	H I	P40	8249.89	0.117	0.047	6	
8252.40	H I	P39	8252.31	0.123	0.049	6	
8255.02	H I	P38	8254.93	0.124	0.049	6	
8257.85	H I	P37	8257.92	0.093	0.037	7	
8260.93	H I	P36	8260.98	0.105	0.041	6	
8263.82	Fe I		8263.76	0.023	0.009	25	g
8264.28	H I	P35	8264.41	0.115	0.047	7	
8267.94	H I	P34	8267.86	0.169	0.067	5	
8271.93	H I	P33	8271.85	0.184	0.073	5	

TABLA A.2: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
8276.31	H I	P32	8276.26	0.195	0.077	5	d
8281.12	H I	P31	8281.01	0.160	0.063	5	c
8286.43	H I	P30	8286.31	0.214	0.084	5	c
8292.31	H I	P29	8292.25	0.271	0.106	4	c
8298.83	H I	P28	8298.72	0.272	0.107	4	c
8306.11	H I	P27	8306.25	0.132	0.052	6	
8314.26	H I	P26	8314.14	0.334	0.131	4	
8323.42	H I	P25	8323.36	0.386	0.151	4	
8333.78	H I	P24	8333.70	0.375	0.146	4	
8342.33	He I	4/12	8342.22	0.020	0.008	28	
8345.55	H I	P23	8345.44	1.643	0.638	4	c
8359.00	H I	P22	8358.93	0.545	0.211	4	
8361.67	He I	1/6	8361.65	0.211	0.082	5	
8374.48	H I	P21	8374.38	0.519	0.200	4	
8387.77	Fe I		8387.48	0.010	0.004	:	g
8392.40	H I	P20	8392.31	0.707	0.272	4	
8397.	He I	6/19	8397.31	0.016	0.006	36	
8413.32	H I	P19	8413.24	0.808	0.309	4	
8422.	He I	6/18	8421.91	0.021	0.008	28	
8437.96	H I	P18	8437.88	0.913	0.347	4	
8444.34	He I	4/11	8444.42	0.051	0.019	12	
8446.25	O I	4	8446.34	0.809	0.307	4	c
8446.36	O I	4					
8446.76	O I	4	8446.71	0.333	0.126	4	
8451.00	He I	6/17	8451.10	0.027	0.010	22	
8459.32	[Cr II]		8459.17	0.025	0.010	22	
8467.25	H I	P17	8467.19	1.031	0.390	4	
8480.90	[Cl III]	3F	8480.77	0.012	0.005	:	
8486.	He I	6/16	8486.23	0.037	0.014	15	
8488.	He I	7/16	8488.67	0.013	0.005	:	
8500.00	[Cl III]	3F	8499.74	0.045	0.017	13	
8502.48	H I	P16	8502.40	1.302	0.488	4	
8518.04	He I	2/8	8517.93	0.027	0.010	22	
8528.99	He I	6/15	8528.98	0.043	0.016	14	
8665.02	H I	P13	8664.94	2.443	0.885	4	
8680.28	N I	1	8680.06	0.072	0.026	9	
8683.40	N I	1	8683.20	0.077	0.028	8	
8686.15	N I	1	8685.91	0.048	0.017	12	
8703.25	N I	1	8703.06	0.050	0.018	12	
8711.70	N I	1	8711.50	0.056	0.020	11	
8718.83	N I	1	8718.69	0.033	0.012	17	
8727.13	[C I]	3F	8726.99	0.363	0.130	4	
8728.90	[Fe III]	8F	8728.78	0.014	0.005	:	
8728.90	N I	28					
8733.43	He I	6/12	8733.37	0.080	0.029	8	
8736.04	He I	7/12	8735.98	0.023	0.008	25	
8750.47	H I	P12	8750.40	3.075	1.094	4	
8816.82	He I	10/12	8816.57	0.014	0.005	:	
8829.40	[S III]	3F	8829.62	0.030	0.011	19	
8845.38	He I	6/11	8845.33	0.118	0.041	6	
8848.05	He I	7/11	8847.95	0.036	0.013	16	
8862.79	H I	P11	8862.71	4.110	1.429	4	
8889.00	C II]		8888.68	0.015	0.005	38	g
8891.91	[Fe II]	13F	8891.84	0.034	0.012	17	
8894.07	Fe I]		8893.69	0.031	0.011	18	g
8914.77	He I	2/7	8914.68	0.035	0.012	16	
8946.05	Fe II]		8946.03	0.017	0.006	34	g
8996.99	He I	6/10	8996.90	0.142	0.048	6	
8999.40	He I	7/10	8999.63	0.023	0.008	25	
9014.91	H I	P10	9014.85	5.246	1.770	4	
9019.19	Fe I		9019.30	0.011	0.004	:	g
9029.30	C II		9029.11	0.032	0.011	19	g
9063.29	He I	4/8	9063.13	0.053	0.018	11	
9068.90	[S III]	1F	9068.86	90.844	30.337	4	
	?		9078.13	0.022	0.007	27	
9085.13	He I	10/10	9085.29	0.029	0.010	20	
9111.81	C I	3	9111.65	0.030	0.010	20	
9113.70	Cl II]		9113.36	0.011	0.004	:	g
9123.60	[Cl II]		9123.53	0.180	0.059	5	
9204.17	O II		9203.92	0.030	0.010	19	
9210.28	He I	6/9	9210.29	0.195	0.063	5	
9213.20	He I	7/9	9213.01	0.064	0.021	10	

TABLA A.2: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
9226.62	[Fe II]	13F	9226.46	0.038	0.012	15	
9229.01	H I	P9	9228.92	7.367	2.388	4	
9463.57	He I	1/5	9463.62	0.209	0.065	5	
9516.57	He I	4/7	9516.46	0.151	0.047	6	
9526.16	He I	6/8	9526.42	0.049	0.015	12	
9530.60	[S III]	1F	9530.95	192.601	59.242	4	d
9545.97	H I	P8	9546.03	4.396	1.349	4	
9603.44	He I	2/6	9603.26	0.109	0.033	7	
9702.62	He I	75	9701.62	0.022	0.006	26	d
9824.13	[C I]	1F	9823.97	0.531	0.156	5	
9850.24	[C I]	1F	9849.88	1.472	0.430	4	
9903.46	C II	17.02	9903.40	0.165	0.048	6	
9903.88	C II	17.02					
10027.70	He I	6/7	10027.68	0.557	0.159	5	
10031.20	He I	7/7	10031.13	0.182	0.052	5	
10049.37	H I	P7	10049.30	20.379	5.783	5	
10286.70	[S II]	3F	10286.40	2.545	0.699	5	
10320.49	[S II]	3F	10320.31	1.645	0.449	5	
10336.41	[S II]	3F	10336.22	1.223	0.333	5	
10340.83	O I		10341.22	0.237	0.065	5	
10370.50	[S II]	3F	10370.38	0.688	0.187	5	

^a $F(\text{H}\beta)=2.92 \times 10^{-12}$ ergs cm⁻² s⁻¹.

^b $I(\text{H}\beta)=2.543 \times 10^{-11}$ ergs cm⁻² s⁻¹.

^c Afectada por líneas de emisión telúricas .

^d Afectada por bandas de absorción atmosférica.

^e Afectada por transferencia de carga en la CCD.

^f Solapada con una línea desconocida.

^g Identificación dudosa.

TABLA A.3: Cocientes de líneas observados [$F(H\beta)=100$] corregidos de enrojecimiento e identificaciones.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
M17							
3187.84	He I	3	3187.82	0.820	2.610	30	
3587.28	He I	32	3587.30	0.120	0.266	:	
3613.64	He I	6	3613.72	0.215	0.465	25	
3634.25	He I	28	3634.38	0.236	0.504	23	
3663.40	H I	H29	3663.40	0.123	0.258	:	
3664.68	H I	H28	3664.86	0.135	0.281	37	
3666.10	H I	H27	3666.17	0.182	0.378	29	
3667.68	H I	H26	3667.83	0.162	0.337	32	
3669.47	H I	H25	3669.57	0.233	0.484	23	
3671.48	H I	H24	3671.55	0.259	0.537	21	
3673.76	H I	H23	3673.82	0.259	0.537	21	
3676.37	H I	H22	3676.46	0.310	0.641	18	
3679.36	H I	H21	3679.43	0.312	0.644	18	
3682.81	H I	H20	3682.90	0.379	0.780	16	
3686.83	H I	H19	3686.90	0.324	0.665	18	
3691.56	H I	H18	3691.63	0.453	0.927	14	
3697.15	H I	H17	3697.24	0.580	1.182	11	
3703.86	H I	H16	3703.92	0.543	1.095	12	
3705.04	He I	25	3705.11	0.338	0.682	17	
3711.97	H I	H15	3712.05	0.677	1.361	10	
3721.83	[S III]	2F	3721.94	1.307	2.609	6	
3721.94	H I	H14					
3726.03	[OII]	1F	3726.15	22.887	45.554	4	
3728.82	[OII]	1F	3728.90	23.271	46.238	4	
3734.37	H I	H13	3734.46	1.246	2.467	7	
3750.15	H I	H12	3750.23	1.579	3.095	6	
3770.63	H I	H11	3770.71	2.005	3.881	5	
3797.90	H I	H10	3797.98	2.784	5.300	4	
3819.61	He I	20	3819.70	0.678	1.273	10	
3835.39	H I	H9	3835.47	3.937	7.327	4	
3856.02	Si II	1	3856.15	0.073	0.135	20	
3856.13	O II	12					
3862.59	Si II	1	3862.71	0.084	0.155	18	
3867.48	He I	20	3867.56	0.072	0.131	21	
3868.75	[Ne III]	1F	3868.84	10.383	18.955	3	
3871.60	He I	60	3871.86	0.068	0.124	21	
3887.40	S II		3887.72	0.049	0.088	27	g
3888.65	He I	2	3889.00	9.822	17.726	3	
3889.05	H I	H8					
3918.98	C II	4	3919.07	0.024	0.043	:	
3920.68	C II	4	3920.78	0.048	0.086	27	
3926.53	He I	58	3926.65	0.070	0.123	21	
3964.73	He I	5	3964.82	0.555	0.960	5	
3967.46	[Ne III]	1F	3967.54	3.222	5.562	4	
3970.07	H I	H7	3970.16	9.053	15.605	3	
4009.22	He I	55	4009.37	0.132	0.222	13	
4026.08	N II	40	4026.30	1.362	2.269	4	
4026.21	He I	18					
4068.60	[S II]	1F	4068.74	0.263	0.427	8	
4069.62	O II	10	4069.85	0.117	0.190	14	
4069.89	O II	10					
4072.15	O II	10	4072.26	0.056	0.091	24	
4075.86	O II	10	4075.99	0.054	0.087	25	
4076.35	[S II]	1F	4076.50	0.081	0.131	19	
4097.22	O II	20	4097.38	0.040	0.064	31	
4097.26	O II	48					
4100.62	D I	Comp. azul?	4100.75	0.018	0.028	:	g
4101.74	H I	H6	4101.83	0.015	23.920	3	
4120.84	He I	16	4120.91	0.136	0.213	13	
4143.76	He I	53	4143.84	0.174	0.270	11	
4153.30	O II	19	4153.41	0.060	0.093	23	
4168.97	He I	52	4169.11	0.057	0.087	24	
4169.22	O II	19					
4267.15	C II	6	4267.26	0.396	0.580	6	
4303.61	O II	66	4303.93	0.046	0.066	29	
4303.82	O II	53					
4317.14	O II	2	4317.34	0.042	0.061	30	
4319.63	O II	2	4319.77	0.027	0.037	:	

TABLA A.3: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
4339.29	D I	Comp. azul?	4339.42	0.017	0.024	:	g
4340.47	H I	H5	4340.56	32.184	45.582	:	3
4345.55	O II	65c	4345.67	0.062	0.088	23	
4345.56	O II	2					
4349.43	O II	2	4349.62	0.047	0.066	28	
4363.21	[O III]	2F	4363.29	0.682	0.953	5	
4366.89	O II	2	4366.99	0.021	0.030	:	
4368.15	O I	5	4368.64	0.016	0.022	:	
4368.25	O I	5					
4387.93	He I	51	4388.03	0.420	0.578	6	
4437.55	He I	50	4437.69	0.055	0.073	25	
4471.48	He I	14	4471.60	3.653	4.733	3	
4491.07	C II		4491.39	0.028	0.036	:	
4491.23	O II	86a					
4607.06	[Fe III]	3F	4607.19	0.029	0.034	:	
4607.16	N II	5					
4609.44	O II	93	4609.50	0.017	0.020	:	
4621.39	N II	5	4621.60	0.016	0.019	:	
4630.54	N II	5	4630.69	0.048	0.055	28	
4638.86	O II	1	4638.95	0.081	0.093	19	
4640.64	N III	2	4640.83	0.021	0.024	:	
4641.81	O II	1	4641.97	0.111	0.128	15	
4643.06	N II	5	4643.35	0.019	0.022	:	
4649.13	O II	1	4649.26	0.107	0.123	15	
4650.84	O II	1	4650.95	0.087	0.100	18	
4658.10	[Fe III]	3F	4658.23	0.239	0.273	9	
4661.63	O II	1	4661.73	0.105	0.119	15	
4673.73	O II	1	4673.80	0.020	0.022	:	
4676.24	O II	1	4676.36	0.039	0.044	32	
4701.62	[Fe III]	3F	4701.70	0.063	0.069	23	
4711.37	[Ar IV]	1F	4711.52	0.040	0.044	32	
4713.14	He I	12	4713.29	0.448	0.493	6	
4733.91	[Fe III]	3F	4734.10	0.012	0.013	:	
4740.16	[Ar IV]	1F	4740.30	0.021	0.023	:	
4754.83	[Fe III]	3F	4754.87	0.041	0.044	31	
4769.60	[Fe III]	3F	4769.64	0.030	0.032	39	
4777.78	[Fe III]	3F	4777.99	0.020	0.021	:	
4802.23	C II		4802.55	0.031	0.032	38	
4860.03	D I	Comp. azul?	4860.18	0.042	0.042	31	g
4861.33	H I	H4	4861.44	100.000	100.000	3	
4881.00	[Fe III]	2F	4881.10	0.083	0.082	20	
4921.93	He I	48	4922.04	1.293	1.243	3	
4924.50	[Fe III]	2F	4924.72	0.060	0.057	23	
4924.50	O II	28					
4931.32	[O III]	1F	4931.36	0.063	0.060	22	
	[O III]	Comp. azul	4957.81	0.058	0.055	23	
4958.91	[O III]	1F	4959.03	121.424	114.066	3	
	[O III]	Comp. azul	5005.81	0.170	0.156	9	
5006.84	[O III]	1F	5007.06	367.706	335.383	3	
5015.68	He I	4	5015.88	2.609	2.368	3	
5041.03	Si II	5	5041.25	0.127	0.114	11	
5047.74	He I	47	5047.94	0.133	0.119	11	
5055.98	Si II	5	5056.27	0.121	0.107	12	
5191.82	[Ar III]	1F	5191.87	0.072	0.059	17	
5197.90	[N I]	1F	5198.41	0.225	0.184	8	
5200.26	[N I]	1F	5200.79	0.151	0.123	10	
5270.30	[Fe III]	1F	5270.74	0.172	0.136	9	
5517.71	[Cl III]	1F	5517.86	0.721	0.496	5	
5537.88	[Cl III]	1F	5538.03	0.532	0.362	5	
5666.64	N II	3	5666.83	0.060	0.038	19	
5679.56	N II	3	5679.78	0.125	0.078	12	
5710.76	N II	3	5711.00	0.020	0.012	39	
5754.64	[N II]	3F	5754.85	0.439	0.262	6	
5875.64	He I	11	5875.82	24.069	13.446	3	
5931.79	N II	28	5932.01	0.056	0.031	20	
5957.56	Si II	4	5957.70	0.049	0.026	22	
5978.83	Si II	4	5979.16	0.074	0.039	16	
6151.27	C II	16.04	6151.57	0.036	0.018	27	
6151.54	C II	16.04					
6300.30	[O I]	1F	6300.92	5.112	2.372	4	
6312.10	[S III]	3F	6312.23	2.605	1.203	4	
6347.11	Si II	2	6347.33	0.244	0.111	8	

TABLA A.3: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
6363.78	[O I]	1F	6364.40	1.687	0.763	4	
6371.36	Si II	2	6371.57	0.214	0.097	9	
6461.95	C II	17.04	6462.06	0.114	0.050	13	
6462.13	C II	17.04					
6548.03	[N II]	1F	6548.33	18.064	7.604	4	
6561.04	D I	Comp. azul	6561.25	0.264	0.111	9	g
6562.82	H I	H3	6562.97	681.427	285.306	4	
6578.05	C II	2	6578.16	0.861	0.359	5	
6583.41	[N II]	1F	6583.69	58.850	24.453	4	
6678.15	He I	46	6678.32	9.820	3.946	4	
6716.47	[S II]	2F	6716.70	11.462	4.546	5	
6730.85	[S II]	2F	6731.09	11.040	4.356	5	
7002.23	O I	21	7002.44	0.025	0.009	:	
7062.26	He I	1/11	7062.60	0.035	0.013	:	
7065.28	He I	10	7065.41	9.906	3.529	5	
7135.78	[Ar III]	1F	7135.94	38.612	13.482	5	h
7155.14	[Fe II]	14F	7155.48	0.025	0.009	:	
7160.58	He I	1/10	7160.73	0.055	0.019	31	
7231.34	C II	3	7231.50	0.378	0.129	7	
7236.19	C II	3	7236.54	0.567	0.192	6	
7281.35	He I	45	7281.55	1.757	0.589	5	
7298.05	He I	1/9	7298.19	0.077	0.026	23	
7318.39	[O II]	2F	7319.20	0.532	0.177	6	
7319.99	[O II]	2F	7320.35	2.824	0.936	5	
7329.66	[O II]	2F	7329.88	1.894	0.626	5	
7330.73	[O II]	2F	7330.97	1.518	0.502	5	
7377.83	[Ni II]	2F	7378.22	0.032	0.010	:	
7411.61	[Ni II]	2F	7412.49	0.022	0.007	:	
7423.64	N I	3	7423.92	0.019	0.007	:	
7442.30	N I	3	7442.85	0.027	0.009	:	
7468.31	N I	3	7468.79	0.039	0.012	:	
7499.85	He I	1/8	7500.06	0.119	0.038	16	
7751.10	[Ar III]	2F	7751.30	12.477	3.710	5	h
7771.94	O I	1	7772.13	0.084	0.025	21	c
7816.13	He I	1/7	7816.33	0.217	0.064	10	
8045.63	[Cl IV]	1F	8045.89	0.039	0.011	:	
8057	He I	4/18	8057.78	0.023	0.007	:	
8203.85	He I	4/14	8204.05	0.050	0.013	34	
8216.28	N I	2	8216.85	0.040	0.011	:	
8255.02	H I	P38	8255.28	0.214	0.057	10	
8257.85	H I	P37	8258.14	0.191	0.051	11	
8260.93	H I	P36	8261.21	0.216	0.057	10	
8264.28	H I	P35	8264.68	0.208	0.055	11	
8265.71	He I	2/9	8265.90	0.038	0.010	:	
8267.94	H I	P34	8268.15	0.255	0.067	9	
8271.93	H I	P33	8272.09	0.239	0.063	10	
8276.31	H I	P32	8276.52	0.298	0.079	9	
8281.12	H I	P31	8281.11	0.275	0.073	9	
8286.43	H I	P30	8286.61	0.334	0.088	8	
8292.31	H I	P29	8292.54	0.401	0.106	8	
8298.83	H I	P28	8299.05	0.434	0.114	7	
8306.11	H I	P27	8306.44	0.306	0.080	8	
8314.26	H I	P26	8314.45	0.440	0.115	7	
8323.42	H I	P25	8323.64	0.545	0.142	7	
8333.78	H I	P24	8333.97	0.553	0.144	7	
8342.33	He I	4/12	8342.50	0.047	0.012	35	
8345.55	H I	P23	8345.44	4.026	1.042	6	c
8359.00	H I	P22	8359.22	0.851	0.219	6	
8361.67	He I	1/6	8361.89	0.420	0.108	8	
8374.48	H I	P21	8374.71	0.813	0.208	7	
8392.40	H I	P20	8392.61	1.078	0.274	6	
8397.	He I	6/19	8397.55	0.042	0.011	:	
8413.32	H I	P19	8413.54	1.261	0.318	6	
8422.	He I	6/18	8422.16	0.044	0.011	38	
8437.96	H I	P18	8438.17	1.424	0.355	6	
8444.34	He I	4/11	8444.68	0.094	0.023	19	
8446.25	O I	4	8447.02	0.627	0.156	7	
8446.36	O I	4					
8446.76	O I	4					
8451.00	He I	6/17	8451.48	0.064	0.016	27	
8467.25	H I	P17	8467.49	1.659	0.409	6	
8486.	He I	6/16	8486.51	0.077	0.019	23	

TABLA A.3: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
8502.48	H I	P16	8502.70	2.078	0.504	6	
8518.04	He I	2/8	8518.33	0.067	0.016	26	
8528.99	He I	6/15	8529.28	0.101	0.024	18	
8665.02	H I	P13	8665.20	4.065	0.919	7	c
8680.28	N I	1	8680.92	0.125	0.028	15	
8683.40	N I	1	8683.91	0.051	0.012	33	
8703.25	N I	1	8703.76	0.026	0.006	:	
8711.70	N I	1	8712.28	0.032	0.007	:	
8718.83	N I	1	8719.36	0.022	0.005	:	
8733.43	He I	6/12	8733.66	0.187	0.041	12	
8736.04	He I	7/12	8736.26	0.055	0.012	31	
8750.47	H I	P12	8750.71	5.344	1.165	7	
8776.77	He I	4/9	8777.04	1.182	0.255	7	
8816.82	He I	10/12	8816.82	0.032	0.007	:	
8829.40	[S III]	3F	8829.92	0.033	0.007	:	
8845.38	He I	6/11	8845.74	0.347	0.073	9	
8848.05	He I	7/11	8848.22	0.107	0.022	18	
8854.11	He I	5/11	8854.52	0.043	0.009	39	
8862.79	H I	P11	8863.03	7.237	1.509	7	
8996.99	He I	6/10	8997.20	0.361	0.072	9	
8999.40	He I	7/10	8999.91	0.085	0.017	21	
9014.91	H I	P10	9015.16	9.624	1.906	7	
9063.29	He I	4/8	9063.54	0.230	0.045	11	
9068.90	[S III]	1F	9069.13	159.709	31.157	7	
9085.13	He I	10/10	9085.52	0.054	0.010	32	
9123.60	[Cl II]		9123.97	0.085	0.016	21	
9210.28	He I	6/9	9210.58	0.509	0.096	8	
9213.20	He I	7/9	9213.26	0.111	0.021	17	
9229.01	H I	P9	9229.24	13.208	2.492	7	
9516.57	He I	4/7	9516.68	0.327	0.060	9	
9526.16	He I	6/8	9526.64	0.386	0.071	9	
9530.60	[S III]	1F	9531.23	429.095	78.661	7	
9545.97	H I	P8	9546.21	10.487	1.921	7	
9603.44	He I	2/6	9603.59	0.168	0.031	13	
9824.13	[C I]	1F	9824.66	0.086	0.016	21	
9850.24	[C I]	1F	9850.65	0.246	0.045	10	
9903.46	C II	17.02	9903.77	1.002	0.183	8	f
9903.88	C II	17.02					
10027.70	He I	6/7	10027.97	1.526	0.279	7	
10031.20	He I	7/7	10031.43	0.474	0.087	8	
10049.37	H I	P7	10049.65	38.832	7.110	7	
10310.70	He I	4/6	10310.82	2.952	0.541	7	
10320.49	[S II]	3F	10320.92	0.756	0.139	8	
10336.41	[S II]	3F	10336.89	0.604	0.111	8	

^a $F(H\beta)=8.122 \times 10^{-13}$ ergs cm⁻² s⁻¹.

^b $I(H\beta)=1.201 \times 10^{-11}$ ergs cm⁻² s⁻¹.

^c Afectada por líneas de emisión telúricas .

^d Afectada por bandas de absorción atmosférica.

^e Afectada por transferencia de carga en la CCD.

^f Solapada con una línea desconocida.

^g Identificación dudosa.

TABLA A.4: Cocientes de líneas observados [F(H β)=100] corregidos de enrojamiento e identificaciones.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	F(λ) ^a	I(λ) ^b	error (%)	Notas
M 20							
3187.84	He I	3	3187.72	2.364	3.375		5
3354.42	He I	8	3354.54	0.177	0.239		21
3447.59	He I	7	3447.54	0.280	0.370		15
3478.97	He I	48	3479.09	0.087	0.115		35
3487.73	He I	42	3487.76	0.064	0.083		:
3498.66	He I	40	3498.61	0.061	0.079		:
3512.52	He I	38	3512.49	0.172	0.224		21
3530.50	He I	36	3530.48	0.125	0.162		27
3554.42	He I	34	3554.40	0.212	0.274		18
3587.28	He I	32	3587.25	0.271	0.346		15
3613.64	He I	6	3613.61	0.316	0.401		13
3634.25	He I	28	3634.21	0.300	0.379		14
3656.10	H I	H38	3656.13	0.123	0.154		27
3656.67	H I	H37	3656.72	0.100	0.126		32
3657.27	H I	H36	3657.20	0.077	0.097		39
3656.11	H I	H35	3657.86	0.169	0.212		21
3658.64	H I	H34	3658.59	0.189	0.237		20
3659.42	H I	H33	3659.32	0.256	0.321		16
3660.28	H I	H32	3660.32	0.161	0.202		22
3661.22	H I	H31	3661.18	0.348	0.436		12
3662.26	H I	H30	3662.23	0.345	0.433		12
3663.40	H I	H29	3663.35	0.510	0.639		9
3664.68	H I	H28	3664.61	0.236	0.296		17
3666.10	H I	H27	3666.04	0.314	0.394		13
3667.68	H I	H26	3667.62	0.277	0.347		15
3669.47	H I	H25	3669.40	0.309	0.387		14
3671.48	H I	H24	3671.41	0.470	0.589		10
3673.76	H I	H23	3673.70	0.507	0.634		10
3676.37	H I	H22	3676.30	0.557	0.696		9
3679.36	H I	H21	3679.30	0.616	0.770		8
3682.81	H I	H20	3682.76	0.643	0.804		8
3686.83	H I	H19	3686.77	0.771	0.963		7
3691.56	H I	H18	3691.50	0.812	1.012		7
3697.15	H I	H17	3697.10	1.002	1.247		6
3703.86	H I	H16	3703.80	1.197	1.485		6
3705.04	He I	25	3704.98	0.340	0.422		13
3711.97	H I	H15	3711.92	1.353	1.677		5
3721.83	[S II]	2F	3721.68	0.914	1.130		6
3721.94	H I	H1	3721.92	1.388	1.717		5
3726.03	[O II]	1F	3725.97	118.617	146.604		3
3728.82	[O II]	1F	3728.73	140.298	173.307		3
3734.37	H I	H13	3734.32	2.183	2.694		4
3750.15	H I	H12	3750.10	2.797	3.441		4
3770.63	H I	H11	3770.58	3.483	4.268		4
3797.90	H I	H10	3797.85	4.609	5.619		4
3819.61	He I	20	3819.58	0.806	0.979		6
3835.39	H I	H9	3835.33	6.339	7.674		3
3856.02	Si II	1	3855.99	0.091	0.110		26
3856.13	O II	12					
3867.48	He I	20	3867.47	0.058	0.070		26
3868.75	[Ne III]	1F	3868.78	1.095	1.318		6
3871.60	He I	60	3871.72	0.082	0.099		19
3888.65	He I	2	3888.59	5.536	6.639		3
3889.05	H I	H8	3888.98	10.288	12.338		3
3918.98	C II	4	3918.86	0.079	0.094		20
3920.68	C II	4	3920.66	0.118	0.141		14
3926.53	He I	58	3926.51	0.105	0.125		16
3964.73	He I	5	3964.69	0.679	0.803		4
3967.46	[Ne III]	1F	3967.49	0.360	0.425		6
3970.07	H I	H7	3970.01	13.845	16.371		3
4009.22	He I	55	4009.20	0.140	0.165		12
4023.98	He I	54	4023.94	0.023	0.026		:
4026.08	N II	40	4026.16	1.533	1.794		3
4026.21	He I	18					
4068.60	[S II]	1F	4068.50	1.553	1.802		3
4076.35	[S II]	1F	4076.25	0.542	0.627		5
4101.74	H I	H6	4101.67	22.203	25.601		3
4120.82	He I	16	4120.78	0.061	0.071		25

TABLA A.4: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
4143.76	He I	53	4143.71	0.176	0.201	10	
4153.30	O II	19	4153.34	0.030	0.034	:	
4168.97	He I	52	4168.92	0.039	0.044	37	
4169.22	O II	19					
4201.35	N II	49	4201.29	0.056	0.063	27	
4243.97	[Fe II]	21F	4243.90	0.037	0.041	:	
4247.22	N II		4247.14	0.026	0.029	:	g
4267.15	C II	6	4267.15	0.151	0.170	12	
4287.40	[Fe II]	7F	4287.30	0.066	0.074	24	
4339.29	D I	D5	4339.11	0.020	0.022	:	
4340.47	H I	H5	4340.40	42.225	46.999	3	
4345.55	O II	65c	4345.52	0.032	0.036	:	
4345.56	O II	2					
4359.34	[Fe II]	7F	4359.26	0.057	0.063	27	
4363.21	[O III]	2F	4363.20	0.134	0.148	13	
4368.15	O I	5	4368.11	0.025	0.027	:	
4368.25	O I	5					
4387.93	He I	51	4387.89	0.387	0.426	6	
4413.78	[Fe II]	7F	4413.69	0.036	0.039	:	
4437.55	He I	50	4437.50	0.061	0.066	25	
4452.10	[Fe II]	7F	4451.91	0.041	0.045	36	
4452.37	O II	5					
4471.48	He I	14	4471.45	3.309	3.584	3	
4562.60	Mg I]	1	4562.51	0.030	0.032	:	
4571.10	Mg I]	1	4570.96	0.012	0.013	:	
4630.54	N II	5	4630.46	0.026	0.027	:	
4641.81	O II	1	4641.83	0.029	0.030	:	
4643.06	N II	5	4643.05	0.029	0.030	:	
4649.13	O II	1	4649.18	0.035	0.036	:	
4650.84	O II	1	4650.93	0.016	0.017	:	
4658.10	[Fe III]	3F	4658.05	0.227	0.236	8	
4661.63	O II	1	4661.71	0.017	0.018	:	
4701.62	[Fe III]	3F	4701.50	0.050	0.051	30	
4711.37	[Ar IV]	1F	4711.50	0.030	0.031	:	
4713.14	He I	12	4713.12	0.306	0.315	6	
4754.83	[Fe III]	3F	4754.69	0.028	0.029	:	
4788.13	N II	20	4788.21	0.027	0.027	:	
4814.55	[Fe II]	20F	4814.42	0.017	0.018	:	
4815.51	S II	9	4815.51	0.021	0.021	:	
4860.03	D I	D4	4859.78	0.039	0.039	38	
4861.33	H I	H4	4861.25	100.000	100.000	3	
4881.00	[Fe III]	2F	4880.96	0.062	0.062	25	
4921.93	He I	48	4921.88	1.007	1.000	3	
4924.50	[Fe III]	2F	4924.60	0.017	0.017	:	
4958.91	[O III]	1F	4958.95	19.374	19.006	3	
4985.90	[Fe III]	2F	4985.80	0.114	0.111	14	
4994.37	N II	24	4994.45	0.019	0.018	:	
5006.84	[O III]	1F	5006.88	60.621	58.931	3	
5011.30	[Fe III]	1F	5011.17	0.037	0.036	35	
5015.68	He I	4	5015.64	2.040	1.979	3	
5041.03	Si II	5	5040.97	0.038	0.037	34	
5047.74	He I	47	5047.71	0.160	0.155	11	
5055.98	Si II	5	5055.91	0.065	0.063	22	
5056.31	Si II	5					
5191.82	[Ar III]	1F	5191.58	0.050	0.047	27	
5197.90	[N I]	1F	5197.76	0.301	0.283	7	
5200.26	[N I]	1F	5200.13	0.264	0.249	7	
5261.61	[Fe II]	19F	5261.30	0.048	0.045	28	
5270.30	[Fe III]	1F	5270.46	0.116	0.107	14	
5273.38	[Fe II]	18F	5273.18	0.022	0.020	:	
5517.71	[Cl III]	1F	5517.62	0.474	0.422	5	
5537.88	[Cl III]	1F	5537.76	0.352	0.313	6	
5666.64	N II	3	5666.60	0.027	0.023	:	
5754.64	[N II]	3F	5754.48	1.130	0.965	4	
5875.64	He I	11	5875.61	12.312	10.293	3	
5978.83	Si II	4	5978.83	0.055	0.045	25	
6046.44	O I	22	6046.20	0.021	0.017	:	
6300.30	[O I]	1F	6300.11	1.262	0.997	4	
6312.10	[S III]	3F	6311.99	1.193	0.941	4	
6347.11	Si II	2	6347.03	0.075	0.059	20	
6363.78	[O I]	1F	6363.58	0.430	0.337	6	
6371.36	Si II	2	6371.29	0.049	0.038	28	

TABLA A.4: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
6461.95	C II	17.04	6461.75	0.055	0.043	25	e
6462.13	C II	17.04					
6548.03	[N II]	1F	6547.93	47.276	36.228	4	
6561.04	D I	D3	6560.68	0.073	0.056	21	
6562.82	H I	H3	6562.71	374.754	286.694	4	
6578.05	C II	2	6578.01	0.466	0.356	6	
6583.41	[N II]	1F	6583.31	145.329	110.921	4	
6678.15	He I	46	6678.11	3.949	2.983	4	
6716.47	[S II]	2F	6716.30	32.072	24.131	4	
6730.85	[S II]	2F	6730.68	28.338	21.290	4	
7002.23	O I	21	7001.89	0.051	0.037	16	
7065.28	He I	10	7065.15	2.424	1.765	4	
7105.42	Si I		7105.24	0.015	0.011	:	g
7111.47	C I	$^3D\text{-}^3F^0$	7111.18	0.022	0.016	33	
7135.78	[Ar III]	1F	7135.72	12.401	8.971	4	
7155.14	[Fe II]	14F	7154.98	0.028	0.020	27	
7160.58	He I	1/10	7160.39	0.030	0.022	25	
7231.34	C II	3	7231.30	0.104	0.075	9	
7236.19	C II	3	7236.41	0.176	0.126	7	
7281.35	He I	45	7281.26	0.730	0.522	5	
7298.05	He I	1/9	7298.00	0.040	0.029	20	
7318.39	[O II]	2F	7318.88	0.763	0.543	5	
7319.99	[O II]	2F	7319.97	2.634	1.876	4	
7329.66	[O II]	2F	7329.61	1.882	1.339	4	
7330.73	[O II]	2F	7330.61	1.411	1.004	4	
7377.83	[Ni II]	2F	7377.69	0.046	0.032	18	
7423.64	N I	3	7423.47	0.027	0.019	29	c
7442.30	N I	3	7442.03	0.032	0.023	24	
7468.31	N I	3	7468.08	0.052	0.036	16	
7499.85	He I	1/8	7499.83	0.050	0.035	17	
	?		7512.99	0.010	0.007	:	
7706.74	O I	42	7706.76	0.022	0.015	33	
7751.10	[Ar III]	2F	7751.15	4.549	3.132	5	c
7771.94	O I	1	7771.85	0.052	0.036	16	c
7782.18	Mn I		7781.83	0.030	0.021	26	g
7790.60	Ar I		7790.54	0.034	0.023	23	
7801.79	V I		7801.50	0.016	0.011	:	g
7816.13	He I	1/7	7816.31	0.087	0.059	11	
7837.85	[Co I]		7837.44	0.053	0.036	16	
7862.75	Fe II]		7862.38	0.018	0.012	:	g
7959.70	N I		7959.49	0.057	0.039	15	g
8046.80	Si I	73	8046.11	0.031	0.021	25	g
8184.85	N I	2	8184.60	0.022	0.015	34	
8150.57	Si I	20	8150.24	0.016	0.011	:	
8210.72	N I	2	8210.26	0.014	0.009	:	
8216.28	N I	2	8216.05	0.059	0.039	15	
8223.14	N I	2	8222.88	0.066	0.044	13	
8257.85	H I	P37	8257.95	0.049	0.033	17	
8260.93	H I	P36	8260.93	0.058	0.039	15	
8264.28	H I	P35	8264.15	0.073	0.048	12	
8266.40	Ar I		8266.16	0.049	0.032	17	g
8267.94	H I	P34	8267.80	0.089	0.059	11	
8271.93	H I	P33	8271.85	0.119	0.079	9	
8276.31	H I	P32	8276.21	0.114	0.076	9	
8281.12	H I	P31	8280.91	0.193	0.128	7	
8286.43	H I	P30	8286.23	0.140	0.093	8	
8292.31	H I	P29	8292.19	0.162	0.108	7	
8298.83	H I	P28	8298.61	0.145	0.096	8	
8306.11	H I	P27	8306.05	0.095	0.063	11	d
8314.26	H I	P26	8314.09	0.218	0.144	7	
8323.42	H I	P25	8323.31	0.240	0.159	6	
8333.78	H I	P24	8333.64	0.256	0.169	6	
8334.75	Fe II]		8334.11	0.135	0.089	8	g
8345.55	H I	P23	—	—	—	—	c
8359.00	H I	P22	8358.88	0.329	0.217	6	
8361.67	HeI	1/6	8361.70	0.191	0.126	7	
8374.48	H I	P21	8374.34	0.353	0.232	6	
8387.77	Fe I		8387.31	0.044	0.029	18	g
8392.40	H I	P20	8392.26	0.460	0.302	6	
8397.	He I	6/19	8397.40	0.019	0.013	39	
8413.32	H I	P19	8413.19	0.504	0.330	5	

TABLA A.4: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
8437.96	H I	P18	8437.84	0.571	0.372	5	
8446.35	O I	4	8446.16	0.556	0.362	5	c
8446.36	O I	4					
8459.32	[Cr II]		8458.96	0.097	0.063	10	
8467.25	H I	P17	8467.15	0.627	0.408	5	
8486.	He I	6/16	8486.18	0.031	0.020	25	
8502.48	H I	P16	8502.36	0.840	0.543	5	c
8518.04	He I	2/8	8517.87	0.014	0.009	:	
8528.99	He I	6/15	8528.99	0.025	0.016	31	
8665.02	H I	P13	8664.93	2.131	1.348	5	c
8680.28	N I	1	8679.94	0.044	0.028	19	
8683.40	N I	1	8685.83	0.027	0.017	29	
8703.25	N I	1	8702.94	0.025	0.016	30	
8711.70	N I	1	8711.43	0.037	0.023	22	
8727.13	[C I]	3F	8726.68	0.239	0.150	7	
8733.43	He I	6/12	8733.37	0.052	0.033	16	
8750.47	H I	P12	8750.36	1.834	1.148	6	
8788.88	Cr II]		8788.81	0.071	0.044	13	g
8845.38	He I	6/11	8845.28	0.079	0.049	12	
8848.05	He I	7/11	8847.87	0.044	0.027	19	
8862.79	H I	P11	8862.66	2.492	1.538	6	
8889.00	C II]		8888.48	0.042	0.026	20	g
8893.87	V I]		8893.46	0.104	0.064	10	g
8946.05	Fe II]		8945.87	0.053	0.032	16	g
8996.99	He I	6/10	8996.89	0.096	0.058	11	
9014.91	H I	P10	9014.80	3.083	1.873	6	
9019.19	Fe I		9018.95	0.112	0.068	10	g
9029.30	C II		9029.09	0.128	0.078	9	g
9063.29	He I	4/8	9063.16	0.058	0.035	15	
9068.90	[S III]	1F	9068.82	40.228	24.330	6	
9094.83	C I	3	9094.48	0.067	0.040	14	c
9111.81	C I	3	9111.42	0.041	0.025	20	
9113.70	[Cl II]		9113.21	0.065	0.039	14	g
9123.60	[Cl II]	1F	9123.40	0.166	0.100	8	
9210.28	He I	6/9	9210.24	0.139	0.083	9	
9229.01	H I	P9	9228.89	4.463	2.672	6	
9507.82	Si I		9507.66	0.070	0.042	13	
9516.57	He I	1/5	9516.44	0.116	0.069	10	
9530.60	[S III]	1F	9530.87	94.238	55.914	6	
9545.97	H I	P8	9545.94	4.274	2.535	6	d
9702.62	He I	75	9702.92	0.039	0.023	:	d
9824.13	[C I]	1F	9823.76	0.809	0.480	6	
9876.87	Fe I]		9876.35	0.146	0.086	9	g
9850.24	[C I]	1F	9849.73	3.266	1.936	6	
9903.46	C II	17.02	9903.42	0.111	0.066	:	
9903.88	C II	17.02					
10027.70	He I	6/7	10027.54	0.292	0.173	7	
10049.37	H I	P7	10049.24	11.265	6.681	6	
10320.49	[S II]	3F	10320.28	1.011	0.600	6	
10336.41	[S II]	3F	10335.97	1.057	0.627	6	

^a $F(H\beta)=4.72 \times 10^{-13}$ ergs cm⁻² s⁻¹.

^b $I(H\beta)=1.081 \times 10^{-12}$ ergs cm⁻² s⁻¹.

^c Afectada por líneas de emisión telúricas.

^d Afectada por bandas de absorción atmosférica.

^e Afectada por transferencia de carga en la CCD.

^f Solapada con una línea desconocida.

^g Identificación dudosa.

TABLA A.5: Cocientes de líneas observados [F(H β)=100] corregidos de enrojecimiento e identificaciones.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	F(λ) ^a	I(λ) ^b	error (%)	Notas
NGC 3576							
3187.84	He I	3	3187.57	0.865	2.837		7
3354.55	He I	8	3354.31	0.076	0.222		17
3447.59	He I	7	3447.40	0.131	0.311		12
3478.97	He I	48	3478.79	0.035	0.083		27
	?		3485.20	0.047	0.110		22
3487.73	He I	42	3487.54	0.047	0.110		22
3498.66	He I	40	3498.41	0.075	0.173		16
3512.52	He I	38	3512.35	0.069	0.160		17
3530.50	He I	36	3530.28	0.099	0.228		14
3554.42	He I	34	3554.17	0.133	0.300		12
3587.28	He I	32	3587.05	0.146	0.325		11
3613.64	He I	6	3613.42	0.212	0.467		9
3634.25	He I	28	3634.05	0.233	0.507		8
3657.27	H I	H36	3657.02	0.034	0.073		27
3657.92	H I	H35	3657.67	0.030	0.065		30
3658.64	H I	H34	3658.42	0.031	0.066		30
3659.42	H I	H33	3659.19	0.051	0.109		21
3660.28	H I	H32	3660.05	0.077	0.166		16
3661.22	H I	H31	3661.02	0.097	0.209		14
3662.26	H I	H30	3661.98	0.092	0.199		14
3663.40	H I	H29	3663.18	0.123	0.263		12
3664.68	H I	H28	3664.48	0.138	0.296		11
3666.10	H I	H27	3665.89	0.153	0.327		10
3667.68	H I	H26	3667.45	0.177	0.379		10
3669.47	H I	H25	3669.25	0.193	0.413		9
3671.48	H I	H24	3671.27	0.221	0.473		8
3673.76	H I	H23	3673.56	0.259	0.552		8
3676.37	H I	H22	3676.15	0.279	0.593		8
3679.36	H I	H21	3679.14	0.320	0.670		7
3682.81	H I	H20	3682.58	0.352	0.747		7
3686.83	H I	H19	3686.62	0.413	0.875		6
3691.56	H I	H18	3691.34	0.478	1.009		6
3697.15	H I	H17	3696.93	0.577	1.215		5
3703.86	H I	H16	3703.64	0.647	1.357		5
3705.04	He I	25	3704.79	0.346	0.726		7
3711.97	H I	H15	3711.76	0.763	1.593		5
3721.83	[S III]	2F	3721.62	1.588	3.301		4
3721.94	H I	H14					
3726.03	[O II]	1F	3725.85	37.793	78.353		4
3728.82	[O II]	1F	3728.59	26.222	54.282		4
3734.37	H I	H13	3734.15	1.259	2.599		4
3750.15	H I	H12	3749.93	1.550	3.171		4
3770.63	H I	H11	3770.41	1.931	3.905		4
3784.89	He I	64	3784.69	0.028	0.057		14
3797.90	H I	H10	3797.68	2.763	5.528		4
3805.78	He I	63	3805.51	0.027	0.053		15
3819.61	He I	22	3819.40	0.596	1.171		4
3833.57	He I	62	3833.28	0.039	0.076		11
3835.39	H I	H9	3835.16	3.840	7.487		3
3838.37	N II	30	3837.95	0.048	0.093		10
3856.02	Si II	1	3855.79	0.112	0.216		6
3856.13	O II	12					
3862.59	Si II	1	3862.37	0.099	0.191		7
3867.48	He I	20	3867.29	0.086	0.164		7
3868.75	[Ne III]	1F	3868.51	11.373	21.748		3
3871.82	He I	60	3871.56	0.079	0.150		7
3888.65	He I	2	3888.72	8.475	16.015		3
3889.05	H I	H8					
	?		3914.32	0.007	0.014		36
3916.38	N II		3916.17	0.007	0.014		35
3918.98	C II	4	3918.72	0.030	0.055		14
3920.68	C II	4	3920.43	0.054	0.100		9
3926.53	He I	58	3926.33	0.065	0.120		8
3964.73	He I	5	3964.50	0.523	0.944		3
3967.46	[Ne III]	1F	3967.23	3.456	6.229		3
3970.07	H I	H7	3969.84	8.732	15.713		3
3998.76	S II	59	3998.53	0.009	0.016		31
4008.36	[Fe III]	4F	4008.05	0.029	0.049		14

TABLA A.5: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
4009.22	He I	55	4009.01	0.093	0.159	7	
4023.98	He I	54	4023.58	0.013	0.023	23	
4026.08	N II	40	4025.97	1.241	2.112	3	
4026.21	He I	18					
4032.81	S II	59	4032.49	0.010	0.016	29	
4068.60	[S II]	1F	4068.39	0.685	1.140	3	
4069.62	O II	10	4069.53	0.084	0.139	7	
4069.89	O II	10					
4072.15	O II	10	4071.93	0.051	0.085	9	
4075.86	O II	10	4075.62	0.065	0.108	8	
4076.35	[S II]	1F	4076.14	0.232	0.385	4	
4083.90	O II	48b	4083.52	0.011	0.017	28	
4085.11	O II	10	4084.90	0.015	0.024	22	
4087.15	O II	48c	4086.88	0.016	0.026	21	
4089.29	O II	48a	4089.02	0.027	0.044	14	e
4097.25	O II	20	4097.04	0.032	0.052	13	
4097.26	O II	48b					
4101.74	H I	H6	4101.50	15.369	24.681	3	
4110.78	O II	20	4110.51	0.009	0.015	30	
4119.22	O II	20	4119.05	0.014	0.023	22	
4120.84	He I	16	4120.58	0.143	0.232	5	e
4129.32	O II	19	4129.00	0.006	0.009	:	
4131.72	Ar II		4131.48	0.008	0.013	33	g
4132.80	O II	19	4132.57	0.022	0.035	17	
4143.76	He I	53	4143.52	0.178	0.284	4	
4145.91	O II	106	4145.64	0.012	0.019	26	
4146.09	O II	106					
4153.30	O II	19	4153.05	0.027	0.043	14	
4156.54	O II	19	4156.03	0.018	0.028	19	f
4168.97	He I	52	4168.76	0.041	0.064	11	
4169.22	O II	19					
4185.45	O II	36	4185.22	0.022	0.034	17	
4189.79	O II	36	4189.49	0.017	0.026	20	
4201.35	N II	49	4201.01	0.009	0.014	30	g
4236.91	N II	48	4236.64	0.007	0.011	36	
4241.78	N II	48	4241.53	0.009	0.014	31	
4242.50	N II	48	4242.29	0.006	0.010	39	
4243.97	[Fe II]	21F	4243.76	0.019	0.028	18	
4267.15	C II	6	4266.91	0.199	0.295	4	
4275.55	O II	67a	4275.33	0.013	0.019	24	e
4276.75	O II	67b	4276.51	0.038	0.055	11	e
4276.83	[Fe II]	21F					
4285.69	O II	78b	4285.28	0.010	0.015	29	
4287.39	[Fe II]	7F	4287.19	0.055	0.081	9	
4303.61	O II	65a	4303.56	0.021	0.031	17	
4303.82	O II	53a					
4317.14	O II	2	4316.86	0.018	0.026	19	
4319.63	O II	2	4319.35	0.014	0.019	23	
4326.40	O I		4326.14	0.019	0.027	18	
4332.71	O II	65b	4332.45	0.009	0.013	:	
4336.79	[Cr II]		4336.53	0.040	0.056	11	
4340.47	H I	H5	4340.20	32.386	45.921	2	
4345.55	O II	65c	4345.22	0.040	0.057	11	
4345.56	O II	2					
4349.43	O II	2	4349.18	0.047	0.067	10	
4359.33	[Fe II]	7F	4359.13	0.037	0.051	12	
4363.21	[O III]	2F	4362.95	0.915	1.279	2	
4366.89	O II	2	4366.62	0.029	0.040	14	
4368.25	O I	5	4368.10	0.050	0.069	9	
4372.43	[Fe II]	21F	4372.24	0.006	0.009	:	
4387.93	He I	51	4387.67	0.404	0.555	3	
4391.99	Ne II	55e	4391.66	0.013	0.018	:	
4409.30	Ne II	55e	4408.89	0.014	0.024	:	
4413.78	[Fe II]	7F	4413.57	0.029	0.050	14	
4414.90	O II	5	4414.64	0.017	0.029	20	
4416.27	[Fe II]	6F	4416.07	0.039	0.067	11	
4416.97	O II	5	4416.71	0.018	0.031	19	
4437.55	He I	50	4437.29	0.048	0.080	10	
4452.10	[Fe II]	7F	4451.91	0.021	0.035	17	
4452.37	O II	5					
4471.09	He I	14	4471.24	3.435	5.503	2	
4474.90	[Fe II]	7F	4474.72	0.015	0.024	22	

TABLA A.5: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
4491.07	C II		4491.03	0.014	0.022	22	
4491.23	O II	86a					
4562.60	Mg I]	1	4562.17	0.0095	0.0135	30	
4571.10	Mg I]	1	4570.87	0.014	0.019	23	
4590.97	O II	15	4590.67	0.021	0.029	17	
4595.95	O II	15	4595.92	0.018	0.025	19	
4596.18	O II	15					
4601.48	N II	5	4601.25	0.010	0.013	29	
4602.13	O II	92b	4601.72	0.004	0.006	:	
4607.06	[Fe III]	3F	4606.85	0.035	0.047	12	
4607.16	N II	5					
4609.44	O II	92a	4609.16	0.018	0.024	19	
4613.68	O II	92b	4613.58	0.008	0.010	35	
4613.87	N II	5					
4621.39	N II	5	4621.12	0.017	0.023	20	
4624.11	S II		4623.85	0.005	0.006	:	g
4630.54	N II	5	4630.26	0.043	0.055	10	
4634.14	N III	2	4633.82	0.012	0.015	26	
4638.86	O II	1	4638.57	0.057	0.074	8	
4640.64	N III	2	4640.38	0.027	0.034	14	
4641.81	O II	1	4641.53	0.103	0.132	6	
4643.06	N II	5	4642.78	0.021	0.027	17	
4649.13	O II	1	4648.86	0.114	0.145	5	
4650.84	O II	1	4650.54	0.055	0.069	9	
4658.10	[Fe III]	3F	4657.87	0.438	0.552	2	
4661.63	O II	1	4661.30	0.072	0.090	7	e
4667.01	[Fe III]	3F	4666.70	0.024	0.030	16	f
4673.73	O II	1	4673.39	0.011	0.013	27	
4676.24	O II	1	4675.92	0.032	0.040	13	
4696.36	O II	1	4696.04	0.006	0.007	:	
4699.21	O II	25	4698.80	0.006	0.007	:	
4705.35	O II	25	4705.09	0.007	0.008	38	
4701.53	[Fe III]	3F	4701.33	0.121	0.144	5	
4711.37	[Ar IV]	1F	4711.12	0.042	0.050	10	
4713.14	He I	12	4712.90	0.525	0.620	2	
4733.91	[Fe III]	3F	4733.65	0.048	0.055	10	
4740.16	[Ar IV]	1F	4739.95	0.045	0.051	10	
4752.96	O II	94	4752.60	0.007	0.008	35	
4754.69	[Fe III]	3F	4754.50	0.082	0.092	7	
4769.43	[Fe III]	3F	4769.23	0.048	0.053	10	
4777.68	[Fe III]	3F	4777.47	0.024	0.027	15	
4779.71	N II	20	4779.34	0.008	0.009	32	
4788.13	N II	20	4787.73	0.016	0.017	20	
4792.01	S II	46	4791.76	0.008	0.009	33	
4802.23	C II		4802.16	0.009	0.010	30	
4803.29	N II	20	4802.99	0.018	0.019	19	
4814.55	[Fe II]	20F	4814.31	0.031	0.033	21	
4815.51	S II	9	4815.26	0.016	0.017	21	
4861.33	H I	H4	4861.09	100.000	100.000	0.7	
4881.00	[Fe III]	2F	4880.83	0.214	0.209	5	
4889.63	[Fe II]	4F	4889.44	0.014	0.014	23	
4889.70	[Fe II]	3F					
4902.65	Si II	7.23	4902.41	0.014	0.014	22	
4905.34	[Fe II]	20F	4905.17	0.015	0.015	21	
4921.93	He I	48	4921.69	1.258	1.183	2	
4924.50	[Fe III]	2F	4924.32	0.045	0.042	10	
4924.50	O II	28					
4930.50	[Fe III]	1F	4930.32	0.011	0.010	27	
4931.32	[O III]	1F	4930.97	0.054	0.051	19	
4958.91	[O III]	1F	4958.69	134.179	121.335	0.7	
4985.90	[Fe III]	2F	4985.58	0.041	0.036	11	
4987.20	[Fe III]	2F	4987.00	0.033	0.029	12	
4994.37	N II	94	4994.16	0.033	0.029	28	
4996.98	O II		4996.76	0.043	0.037	23	g
5001.47	N II	19	5001.15	0.042	0.037	24	
5006.84	[O III]	1F	5006.66	408.677	353.023	0.7	
5011.30	[Fe III]	1F	5011.16	0.060	0.051	19	
5015.68	He I	4	5015.47	2.645	2.266	2	
5035.79	[Fe II]	4F	5035.59	0.025	0.021	34	
5041.03	Si II	5	5040.82	0.255	0.213	7	
5041.98	O II	23.01	5041.78	0.012	0.010	:	
5045.10	N II	4	5044.79	0.029	0.024	30	

TABLA A.5: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
5047.74	He I	47	5047.61	0.389	0.323	5	e
5055.98	Si II	5	5055.84	0.262	0.216	7	
5056.31	Si II	5					
5084.77	[Fe III]	1F	5084.58	0.012	0.010	:	
5111.63	[Fe II]	19F	5111.51	0.016	0.012	:	
5121.83	C II		5121.61	0.011	0.009	:	
5146.70	[Fe III]		5146.49	0.014	0.011	:	g
5158.78	[Fe II]	19F	5158.62	0.063	0.047	18	
5191.82	[Ar III]	3F	5191.50	0.099	0.072	13	
5197.90	[N I]	1F	—	—	—	—	c
5200.26	[N I]	1F	—	—	—	—	c
5261.61	[Fe II]	19F	5261.51	0.053	0.037	20	
5270.40	[Fe III]	1F	5270.33	0.332	0.227	6	
5273.35	[Fe II]	18F	5273.19	0.025	0.017	34	
5275.12	O I	27	5275.17	0.022	0.015	37	
5276.85	C II	56	5276.55	0.015	0.010	:	g
5299.00	O I	26	5298.99	0.040	0.027	24	
5333.65	[Fe II]	19F	5333.47	0.015	0.010	:	
5342.38	C II	17.06	5342.05	0.018	0.012	:	
5412.00	[Fe III]	1F	5411.95	0.037	0.023	26	
5423.20	N I		5422.86	0.009	0.006	:	g
5432.77	S II	6	5432.54	0.022	0.013	37	
5453.81	S II	6	5453.69	0.027	0.016	32	
5495.70	N II	29	5495.43	0.013	0.008	:	
5495.82	[Fe II]	17F					
5506.87	[Cr III]		5506.52	0.008	0.004	:	
5512.77	O I	25	5512.60	0.029	0.014	31	
5517.71	[Cl III]	1F	5517.42	0.727	0.359	5	
5537.88	[Cl III]	1F	5537.60	0.807	0.396	5	
5542.58	S I		5542.41	0.015	0.007	:	g
5545.00	N I	29	5544.89	0.020	0.010	39	
5545.15	N I	29					
5551.95	N II	63	5551.63	0.012	0.006	:	g
5555.03	O I	24	5554.79	0.022	0.011	37	
5577.34	[O I]	3F	—	—	—	—	c
5581.86	[Fe II]	15F	5581.50	0.015	0.007	:	g
5666.64	N II	3	5666.32	0.045	0.021	23	
5676.02	N II	3	5675.68	0.030	0.014	30	
5679.56	N II	3	5679.29	0.084	0.039	15	
5686.21	N II	3	5685.90	0.011	0.005	:	
5710.76	N II	3	5710.52	0.011	0.005	:	
5754.64	[N II]	3F	5754.36	0.887	0.404	5	
5875.64	He I	11	5875.34	26.060	11.373	4	
5907.21	C II	44	5906.96	0.025	0.011	34	
5927.82	N II	28	5927.48	0.021	0.009	38	
5931.79	N II	28	5931.47	0.047	0.020	22	
5940.24	N II	28	5939.89	0.014	0.006	:	
5941.68	N II	28	5941.29	0.034	0.015	27	
5957.56	Si II	4	5957.29	0.053	0.023	21	
5958.58	O I	23	5958.40	0.095	0.040	14	
5978.93	Si II	4	5978.67	0.105	0.044	13	
6000.20	[Ni III]	2F	5999.94	0.016	0.007	:	
6046.44	O I	22	6046.19	0.095	0.039	14	
6151.43	C II	16.04	6151.17	0.030	0.012	30	
6300.30	[O I]	1F	6300.05	1.515	0.570	5	c
6312.10	[S III]	3F	6311.73	4.122	1.544	5	
6347.11	Si II	2	6346.77	0.387	0.143	7	
6363.78	[O I]	1F	6363.53	0.556	0.205	6	c
6371.36	Si II	2	6371.00	0.353	0.129	8	
6454.80	C II	17.05F	6454.54	0.011	0.004	:	
6462.00	C II	17.04	6461.53	0.090	0.032	15	
6527.10	[N II]	1F	6526.87	0.021	0.007	38	
6548.03	[N II]	1F	6547.76	35.114	12.107	5	
6562.21	H I	H3	6562.43	768.576	263.627	5	
6578.05	C II	2	6577.64	0.731	0.249	6	
6583.41	[N II]	1F	6583.12	112.131	38.183	5	
6666.80	[Ni II]	2F	6666.53	0.019	0.006	:	
6678.15	He I	46	6677.76	10.897	3.589	6	
6716.47	[S II]	2F	6716.12	17.940	5.830	6	
6721.39	O II	4	6720.92	0.011	0.004	27	
6730.85	[S II]	2F	6730.50	22.585	7.302	6	

TABLA A.5: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
6733.90	[Cr IV]	$^4F_{-2}G$	6733.62	0.012	0.004	26	g
6739.80	[Fe IV]	$^4G_{-2}I$	6739.75	0.020	0.006	18	
6744.39	C II		6744.08	0.015	0.005	22	
6747.50	[Cr IV]	$^4F_{-2}G$	6747.21	0.012	0.004	26	
6755.90	He I	1/20	6755.49	0.013	0.004	24	g
6769.61	N I		6769.22	0.014	0.004	23	g
6785.81	O II		6785.37	0.012	0.004	26	e, g
6791.25	Ne II		6790.94	0.015	0.005	22	g
6813.57	[Ni II]	8F	6813.27	0.008	0.003	33	
6818.22	N II		6817.97	0.008	0.003	33	g
6855.88	He I	1/12					e
7002.23	O I	21	7001.82	0.213	0.067	7	c
7062.26	He I	1/11	7062.04	0.074	0.023	9	
7065.28	He I	10	7064.82	19.453	5.919	6	
7083.00	Ar I		7082.70	0.035	0.010	13	g
7110.90	[Cr IV]		7110.59	0.017	0.005	20	
7113.42	Si II		7112.87	0.013	0.004	24	g
7115.40	Si I		7115.13	0.011	0.003	28	g
7135.78	[Ar III]	1F	7135.36	53.072	15.581	6	
7155.14	[Fe II]	14F	7154.83	0.126	0.036	8	
7160.58	He I	1/10	7160.13	0.069	0.020	10	
7231.12	C II	3	7230.84	0.332	0.093	7	
7236.19	C II	3	7235.94	0.531	0.148	7	
7237.17	C II	3	7236.80	0.067	0.019	10	
7254.38	O I	20	7254.21	0.134	0.037	8	
7281.35	He I	45	7280.92	2.447	0.669	7	
7298.05	He I	1/9	7297.61	0.104	0.028	9	
7318.39	[O II]	2F	7318.63	2.358	0.633	7	
7319.99	[O II]	2F	7319.74	9.400	2.522	7	
7329.66	[O II]	2F	7329.31	5.540	1.479	7	c
7330.73	[O II]	2F	7330.38	5.078	1.355	7	
7377.83	[Ni II]	2F	7377.53	0.202	0.053	8	
7388.17	[Fe II]	14F	7387.75	0.021	0.006	18	
7390.60	[Cr IV]	1F	7390.38	0.029	0.007	15	
7411.61	[Ni II]	2F	7411.34	0.051	0.013	11	
7423.64	N I	3	7423.29	0.054	0.014	11	
7442.30	N I	3	7442.01	0.109	0.028	9	
7452.54	[Fe II]	14F	7452.20	0.049	0.012	12	
7468.31	N I	3	7467.99	0.168	0.042	8	
7477.10	Si I		7476.56	0.012	0.003	26	g
7499.18	He I	1/8	7499.43	0.177	0.044	8	
7504.94	O II		7504.51	0.015	0.004	22	
	?		7512.83	0.034	0.008	14	
7519.86	Si I		7519.42	0.019	0.005	20	
7530.54	[Cl IV]	1F	7529.96	0.032	0.008	14	
7538.06	Si I		7537.56	0.008	0.002	35	g
7714.54	He I	2/15	7714.04	0.020	0.005	19	
7751.10	[Ar III]	2F	7750.68	17.582	3.894	8	
7771.94	O I	1	7771.38	0.051	0.011	12	c
7774.17	O I	1	7773.66	0.254	0.056	8	c
7816.13	He I	1/7	7815.68	0.321	0.069	8	
7837.76	Ar II		7837.42	0.012	0.003	26	g
7875.99	[P II]		7875.46	0.038	0.008	14	g
7971.62	He I	2/11	7971.08	0.041	0.008	13	
8000.08	[Cr II]	1F	7999.56	0.074	0.015	11	
8030.69	Ar II		8030.31	0.022	0.004	18	g
8045.63	[Cl IV]	1F	8045.24	0.075	0.015	11	
8057.	He I	4/18	8057.07	0.030	0.006	16	
8084.	He I	4/17	8083.78	0.034	0.007	15	
8094.08	He I	2/10	8093.85	0.193	0.037	9	c
8116.	He I	4/16	8115.91	0.041	0.008	13	
8125.30	[Cr II]	1F	8124.91	0.033	0.006	15	d
8184.85	N I	2	8184.53	0.098	0.018	10	d
8188.01	N I	2	8187.65	0.191	0.036	14	d
8200.91	C II		8200.	—	—		c
8203.85	He I	4/14	8203.35	0.071	0.013	11	
8210.72	N I	2	8210.34	0.052	0.010	12	
8216.28	N I	2	8215.96	0.236	0.044	9	
8245.64	H I	P42	8245.13	0.212	0.039	9	
8247.73	H I	P41	8247.27	0.215	0.039	9	
8249.20	H I	P40	8249.48	0.222	0.041	9	

TABLA A.5: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
8252.40	H I	P39	8251.90	0.263	0.048	9	
8255.02	H I	P38	8254.55	0.306	0.056	9	
8257.85	H I	P37	8257.45	0.228	0.042	9	
8260.93	H I	P36	8260.52	0.279	0.051	9	
8264.28	H I	P35	8263.92	0.351	0.064	9	
8265.71	He I	4/13	8265.29	0.088	0.016	11	
8265.71	He I	2/9					
8267.94	H I	P34	8267.46	0.395	0.072	9	
8271.93	H I	P33	8271.40	0.423	0.077	9	
8276.31	H I	P32	8275.83	0.450	0.082	9	
8281.12	H I	P31	8280.50	0.376	0.068	9	c, d
8286.43	H I	P30	8285.86	0.441	0.080	9	
8292.31	H I	P29	8291.78	0.652	0.118	9	
8298.83	H I	P28	8298.22	0.492	0.089	9	
8306.11	H I	P27	8305.77	0.432	0.078	9	
8314.26	H I	P26	8313.75	0.683	0.122	9	
8323.42	H I	P25	8322.94	0.792	0.141	9	
8333.78	H I	P24	8333.29	0.856	0.152	9	
8342.33	He I	4/12	8341.85	0.111	0.020	10	
8359.00	H I	P22	8358.51	1.125	0.198	9	
8361.67	He I	1/6	8361.22	0.624	0.110	9	
8374.48	H I	P21	8373.98	1.134	0.199	9	
8376.	He I	6/20	8375.95	0.068	0.012	11	
8388.00	Ar I		8387.35	0.024	0.004	18	g
8392.40	H I	P20	8391.89	1.459	0.254	9	
8397.	He I	6/19	8396.86	0.057	0.010	12	
8413.32	H I	P19	8412.82	1.644	0.284	9	
8422.	He I	6/18	8421.45	0.062	0.011	12	
8424.	He I	7/18	8423.91	0.039	0.007	14	
8433.85	[Cl III]	3F	8432.99	0.048	0.008	13	g
8437.96	H I	P18	8437.46	1.892	0.325	9	
8444.34	He I	4/11	8444.00	0.161	0.028	10	c
8444.34	N III	26					
8446.48	O I	4	8446.12	3.725	0.638	9	c
8451.00	He I	6/17	8450.70	0.080	0.014	11	
8467.25	H I	P17	8466.76	2.194	0.373	9	
8480.90	[Cl III]	3F	8480.36	0.049	0.008	13	
8486.	He I	6/16	8485.80	0.102	0.017	10	
8488.	He I	7/16	8488.26	0.040	0.007	14	
8500.00	[Cl III]	3F	8499.35	0.104	0.018	10	c
8502.48	H I	P16	8501.98	2.690	0.452	9	
8518.04	He I	2/8	8517.52	0.070	0.012	11	
8528.99	He I	6/15	8528.54	0.136	0.023	10	
8531.48	He I	7/15	8531.08	0.051	0.009	13	
8665.02	H I	P13	8664.48	5.302	0.847	9	
8680.28	N I	1	8680.07	0.265	0.042	10	
8683.40	N I	1	8683.02	0.179	0.028	10	
8686.15	N I	1	8685.87	0.183	0.029	10	
8703.25	N I	1	8702.87	0.123	0.019	10	
8711.70	N I	1	8711.32	0.144	0.023	10	
8718.84	N I	1	8718.46	0.075	0.012	12	
8727.13	[C I]	3F	8726.85	0.162	0.025	10	c
8728.90	[Fe III]	8F	8728.76	0.063	0.010	12	
8728.90	N I	28					
8733.43	He I	6/12	8732.92	0.239	0.037	10	
8736.04	He I	7/12	8735.51	0.078	0.012	11	
8737.83	Ar II		8737.80	0.016	0.003	23	g
8739.97	He I	5/12	8739.54	0.023	0.004	18	
8750.47	H I	P12	8749.96	7.051	1.098	9	
8776.77	He I	4/9	8776.44	1.185	0.183	9	
8816.82	He I	10/12	8816.13	0.044	0.007	14	
8829.40	[S III]	3F	8829.14	0.088	0.013	11	
8845.38	He I	6/11	8844.94	0.401	0.061	10	
8848.05	He I	7/11	8847.43	0.110	0.017	11	
8854.11	He I	5/11?	8853.59	0.047	0.007	13	
8862.26	H I	P11	8862.26	9.615	1.449	10	
8891.91	[Fe II]	13F	8891.51	0.079	0.012	12	
8894.21	O II		8893.46	0.033	0.005	16	g
8914.77	He I	2/7	8914.22	0.152	0.023	10	
8930.97	He I	10/11	8930.11	0.047	0.007	14	
8996.99	He I	6/10	8996.45	0.485	0.070	10	
8999.40	He I	7/10	8999.16	0.142	0.021	11	

TABLA A.5: Continuación.

λ_0 (Å)	Íón	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
9014.91	H I	P10	9014.39	13.007	1.571	11	d
9063.29	He I	4/8	9062.71	0.302	0.036	11	
9068.90	[S III]	1F	9068.39	272.159	32.644	11	
9085.13	He I	10/10	9084.81	0.083	0.010	12	
9095.10	Ar II		9094.68	0.080	0.010	12	g
9123.60	[Cl II]		9123.17	0.212	0.025	11	
9204.17	O II		9203.65	0.108	0.013	12	
9210.28	He I	6/9	9209.79	0.676	0.080	11	
9213.20	He I	7/9	9212.59	0.187	0.022	11	
9229.01	H I	P9	9228.45	18.038	2.120	11	d
9303.42	He I	10/9	9302.86	0.187	0.022	11	d
9463.57	He I	1/5	9463.10	1.096	0.125	11	
9516.57	He I	4/7	9515.93	0.585	0.066	11	d
9526.16	He I	6/8	9526.09	0.910	0.103	11	
9530.60	[S III]	1F	9530.42	709.953	80.424	11	
	?		9537.38	0.239	0.027	11	d
9545.97	H I	P8	9545.47	17.376	1.965	11	d
9603.44	He I	2/6	9602.81	0.256	0.029	11	
	?		9822.48	0.029	0.003	18	
9824.13	[C I]		9823.77	0.287	0.031	11	
9850.26	[C I]		9849.93	0.861	0.094	11	
9903.46	C II	17.02	9902.88	0.738	0.080	11	
10027.70	He I	6/7	10027.12	2.065	0.221	11	
10031.20	He I	7/7	10030.55	0.735	0.079	11	
10049.37	H I	P7	10048.79	54.885	5.853	11	
10138.42	He I	10/7	10137.81	0.283	0.030	12	
10286.73	[S II]	3F	10286.08	1.084	0.113	11	d
10310.70	He I	4/6	10310.37	2.796	0.290	11	c
10320.49	[S II]	3F	10319.93	3.016	0.312	11	
10336.41	[S II]	3F	10335.85	2.528	0.261	11	
10340.83	O I		10340.39	0.531	0.055	11	
10370.50	[S II]	3F	10369.95	1.114	0.115	11	

^a $F(H\beta)=1.056 \times 10^{-12}$ ergs cm⁻² s⁻¹.

^b $I(H\beta)=2.653 \times 10^{-11}$ ergs cm⁻² s⁻¹.

^c Afectada por líneas de emisión telúricas .

^d Afectada por bandas de absorción atmosférica.

^e Afectada por transferencia de carga en la CCD.

^f Solapada con una línea desconocida.

^g Identificación dudosa.

TABLA A.6: Cocientes de líneas observados $[F(H\beta)=100]$ corregidos de enrojecimiento e identificaciones.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
NEBULOSA DE ORIÓN							
3187.84	He I	3	3187.92	1.691	2.796	8	
3276.04	C II		3276.20	0.064	0.102	:	
3296.77	He I	9	3296.93	0.085	0.135	30	
3322.54	[Fe III]	5F	3322.68	0.044	0.069	31	g
3323.75	Ne II	7	3323.87	0.037	0.058	36	
3324.87	S III	2	3325.01	0.047	0.074	29	
3334.87	Ne II	2	3334.97	0.060	0.094	24	
3354.42	He I	8	3354.72	0.135	0.210	13	
3367.05	Ne II	12	3367.30	0.034	0.054	37	
3367.22	Ne II	19					
3387.13	S III	2	3387.27	0.078	0.120	20	
3388.46	Ne II	19	3388.57	0.020	0.030	:	
3447.59	He I	7	3447.76	0.219	0.332	9	
3450.39	[Fe II]	27F	3450.49	0.027	0.041	:	
3453.07	Ne II	21	3453.51	0.015	0.023	:	
	?		3454.82	0.013	0.020	:	
3456.83	N II		3457.07	0.025	0.038	:	
3461.01	Ca I]		3461.17	0.027	0.041	:	g
3465.94	He I		3466.12	0.024	0.036	:	
3471.80	He I		3471.97	0.042	0.063	30	
3478.97	He I	48	3479.14	0.041	0.062	25	
3487.73	He I	42	3487.91	0.058	0.087	25	
3498.66	He I	40	3498.84	0.075	0.112	20	
3511.10	O I		3511.30	0.017	0.025	:	
3512.52	He I	38	3512.69	0.092	0.137	17	
3530.50	He I	36	3530.68	0.128	0.189	18	
3536.80	He I		3536.93	0.010	0.015	:	
3536.81	He I						
3536.93	He I						
3554.42	He I	34	3554.62	0.162	0.237	11	
3587.28	He I	32	3587.47	0.234	0.340	9	
3613.64	He I	6	3613.82	0.342	0.493	7	
3631.95	[Fe III]		3632.16	0.025	0.036	:	g
3634.25	He I	28	3634.43	0.346	0.495	7	
3651.97	He I	27	3652.16	0.017	0.024	:	
3661.22	H I	H31	3661.41	0.204	0.290	9	
3662.26	H I	H30	3662.43	0.250	0.355	8	
3663.40	H I	H29	3663.59	0.236	0.335	8	
3664.68	H I	H28	3664.86	0.247	0.350	9	
3666.10	H I	H27	3666.29	0.292	0.414	7	
3667.68	H I	H26	3667.87	0.336	0.475	7	
3669.47	H I	H25	3669.66	0.375	0.531	6	
3671.48	H I	H24	3671.67	0.412	0.583	6	
3673.76	H I	H23	3673.95	0.447	0.632	6	
3676.37	H I	H22	3676.56	0.519	0.733	6	
3679.36	H I	H21	3679.55	0.588	0.830	6	
3682.81	H I	H20	3683.00	0.644	0.908	5	
3686.83	H I	H19	3687.02	0.684	0.962	5	
3691.56	H I	H18	3691.75	0.802	1.127	4	
3694.22	Ne II	1	3694.39	0.030	0.042	30	
3697.15	H I	H17	3697.34	0.960	1.347	4	
3703.86	H I	H16	3704.04	1.090	1.527	4	
3705.04	He I	25	3705.20	0.513	0.717	5	
3709.37	S III	1	3709.67	0.035	0.048	:	
3711.97	H I	H15	3712.16	1.303	1.820	4	
3712.74	O II	3	3712.85	0.025	0.035	:	
3713.08	Ne II	5	3713.23	0.033	0.046	:	
3717.72	S III	6	3717.92	0.059	0.083	24	
3721.83	[S III]	2F	3722.04	2.481	3.453	4	
3721.94	H I	H14					
3726.03	[O II]	1F	3726.30	40.122	55.776	4	
	?		3727.40	0.055	0.076	:	
3728.82	[O II]	1F	3729.04	19.366	26.898	4	
3732.86	He I	24	3733.06	0.037	0.052	:	
3734.37	H I	H13	3734.56	1.929	2.675	4	
3737.55	Ne II		3737.85	0.018	0.025	:	
3749.48	O II	3	3749.62	0.083	0.115	18	

TABLA A.6: Continuación.

λ_0 (Å)	Íón	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
3750.15	H I	H12	3750.34	2.377	3.280		4
3756.10	He I		3756.32	0.043	0.060		31
3768.78	He I		3768.99	0.015	0.020		:
	?		3769.95	0.017	0.023		:
3770.63	H I	H11	3770.82	3.058	4.193		4
3784.89	He I	64	3785.07	0.027	0.036		:
3786.72	[Cr II]		3786.90	0.011	0.016		:
3787.40	He I		3787.61	0.006	0.009		:
3797.63	[S III]	2F	3798.10	3.969	5.394		3
3797.90	H I	H10					
3805.74	He I	58	3805.96	0.041	0.055		22
3806.54	Si III	5	3806.68	0.017	0.023		30
3819.61	He I	22	3819.82	0.899	1.213		3
3829.77	Ne II	39	3829.92	0.013	0.018		:
3831.66	S II		3831.87	0.038	0.051		12
3833.57	He I		3833.73	0.043	0.058		11
3835.39	H I	H9	3835.58	5.407	7.264		3
3837.73	S III	5	3837.91	0.022	0.029		18
3838.09	He I	61	3838.47	0.048	0.064		10
3838.37	N II	30					
3853.66	Si II	1	3853.90	0.021	0.029		:
3856.02	Si II	1	3856.27	0.146	0.195		6
3856.13	O II	12					
3860.64	S II	50	3860.81	0.019	0.026		19
3862.59	Si II	1	3862.83	0.076	0.102		9
3864.12	O II	11	3864.54	0.021	0.027		:
3867.49	He I	20	3867.69	0.060	0.080		9
3868.75	[Ne III]	1F	3868.94	17.203	22.870		3
3871.82	He I	60	3871.97	0.067	0.089		8
3878.18	He I		3878.39	0.012	0.016		:
3882.19	O II	12	3882.41	0.016	0.021		:
3888.65	He I	2	3889.18	11.380	15.032		3
3889.05	H I	H8					
3918.98	C II	4	3919.12	0.052	0.068		10
3920.68	C II	4	3920.83	0.109	0.143		6
3926.53	He I	58	3926.75	0.095	0.124		7
3928.55	S III		3928.74	0.017	0.022		18
3935.94	He I	57	3936.18	0.017	0.022		:
3954.36	O II	6	3954.72	0.019	0.025		:
3964.73	He I	5	3964.93	0.740	0.954		3
3967.46	[Ne III]	1F	3967.64	5.314	6.849		3
3970.07	H I	H7	3970.27	12.366	15.925		3
3973.24	O II	6	3973.45	0.016	0.020		35
3983.72	S III	8	3983.97	0.032	0.040		15
3985.93	S III	8	3986.12	0.021	0.027		18
3993.06	[Ni II]		3993.46	0.013	0.017		25
3994.99	N II	12	3995.18	0.008	0.010		:
4004.15	Fe II		4004.24	0.024	0.031		:
4008.36	[Fe III]	4F	4008.57	0.017	0.022		21
4009.22	He I	55	4009.46	0.134	0.171		5
4023.98	He I	54	4024.19	0.017	0.021		22
4026.08	N II	40	4026.41	1.722	2.181		3
4026.21	He I	18					
	?		4027.42	0.025	0.031		16
4041.31	N II	39	4041.49	0.010	0.013		:
4060.60	O II	97	4060.80	0.003	0.004		:
4062.94	O II	50	4063.18	0.005	0.006		:
4068.60	[S II]	1F	4068.92	1.112	1.392		3
4069.62	O II	10	4069.98	0.069	0.086		8
4069.89	O II	10					
4072.15	O II	10	4072.34	0.054	0.067		9
4075.86	O II	10	4076.06	0.063	0.079		8
4076.35	[S II]	1F	4076.67	0.372	0.464		3
4078.84	O II	10	4079.05	0.009	0.011		:
4083.90	O II	47	4084.07	0.008	0.010		37
4085.11	O II	10	4085.32	0.011	0.013		30
4087.15	O II	48	4087.36	0.010	0.013		31
4089.29	O II	48	4089.49	0.020	0.025		19
4092.93	O II	10	4093.11	0.008	0.010		:
4095.64	O II	48	4095.82	0.005	0.007		:
4097.22	O II	20	4097.47	0.038	0.047		10
4097.26	O II	48					

g

TABLA A.6: Continuación.

λ_0 (Å)	Íón	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
4101.74	H I	H6	4101.95	20.231	25.090	2	
4104.99	O II	20	4105.12	0.019	0.024	19	
4107.09	O II	48.01	4107.25	0.004	0.006	:	
4110.79	O II	20	4110.94	0.019	0.024	19	
4112.10	Ne I		4112.25	0.006	0.008	:	
4114.48	[Fe II]	23F	4114.78	0.005	0.006	:	
4116.07	Fe II]		4116.22	0.006	0.007	:	g
4119.22	O II	20	4119.41	0.025	0.031	16	
4120.82	He I	16	4121.01	0.179	0.221	4	
4121.46	O II	19	4121.63	0.033	0.041	13	
4129.32	O II	19	4129.48	0.006	0.008	:	
4131.89	[Fe III]		4131.94	0.013	0.016	30	
4132.80	O II	19	4132.98	0.027	0.033	15	
4143.76	He I	53	4143.96	0.233	0.285	4	
4145.90	O II	106	4146.31	0.011	0.014	29	
4146.08	O II	106					
4153.30	O II	19	4153.47	0.062	0.076	8	
4156.36	N II	19	4156.53	0.059	0.072	9	
4168.97	He I	52	4169.28	0.049	0.060	10	
4185.45	O II	36	4185.65	0.017	0.021	21	
4189.79	O II	36	4189.96	0.021	0.025	18	
4201.35	N II	49	4201.59	0.005	0.006	:	
4219.76	Ne II	52	4219.92	0.007	0.008	:	
4236.91	N II	48	4237.25	0.006	0.007	:	
4237.05	N II	48					
4241.78	N II	48	4241.97	0.010	0.012	:	
4242.49	N II	48	4242.80	0.010	0.012	:	
4243.97	[Fe II]	21F	4244.37	0.035	0.042	12	
4249.08	[Fe II]		4249.25	0.006	0.008	:	
4253.54	S III	4	4253.79	0.035	0.041	13	
4267.15	C II	6	4267.38	0.201	0.238	4	
4275.55	O II	67	4275.76	0.014	0.017	24	
4276.75	O II	67	4277.20	0.027	0.032	15	
4276.83	[Fe II]	21F					
4287.39	[Fe II]	7F	4287.79	0.065	0.087	8	
4294.78	S II	49	4294.83	0.015	0.018	23	
4294.92	O II	54					
4300.66	Fe II		4300.81	0.055	0.065	9	g
4303.82	O II	53	4304.02	0.014	0.017	24	
4303.82	O II	53					
4307.23	O II	54	4307.43	0.006	0.007	:	
4317.14	O II	2	4317.31	0.038	0.044	12	
4319.63	O II	2	4319.84	0.022	0.025	18	
4325.76	O II	2	4325.95	0.014	0.017	24	
4326.40	O I		4326.66	0.026	0.031	15	
4326.24	[Ni II]	2D-4P					
4332.69	O II	65	4332.90	0.018	0.020	21	
4336.79	[Cr II]	a6D-a2	4337.04	0.019	0.022	19	
4340.47	H I	H5	4340.69	38.720	44.932	2	
4344.35	O I]		4344.53	0.005	0.006	:	g
4345.55	O II	63.01	4345.72	0.055	0.064	9	
4345.56	O II	2					
4346.85	[Fe II]	21F	4347.42	0.013	0.015	:	
4349.43	O II	2	4349.62	0.056	0.065	9	
4351.26	O II	16	4351.46	0.007	0.008	:	
4352.78	[Fe II]	21F	4353.17	0.010	0.012	25	
4359.34	[Fe II]	7F	4359.74	0.050	0.058	10	
4361.54	S III	4	4361.73	0.014	0.016	25	
4363.21	[O III]	2F	4363.42	1.129	1.301	2	
4364.61	Mn II		4364.86	0.005	0.005	:	g
4366.89	O II	2	4367.06	0.042	0.048	11	
4368.19	O I	5	4368.66	0.063	0.073	9	
4368.25	O I	5					
4375.72	Ne I		4376.12	0.008	0.009	:	
4387.93	He I	51	4388.15	0.473	0.542	2	
4391.94	Ne II	57	4392.14	0.012	0.014	27	
4409.30	Ne II	57	4409.50	0.008	0.009	36	
4413.78	[Fe II]	7F	4414.19	0.036	0.036	13	
4414.90	O II	5	4415.09	0.032	0.036	16	
4416.27	[Fe II]	6F	4416.67	0.040	0.045	14	
4416.97	O II	5	4417.16	0.024	0.028	16	
4422.36	Ni II		4422.51	0.005	0.005	:	g

TABLA A.6: Continuación.

λ_0 (Å)	Íón	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
4422.37	Cr II						g
4428.54	Ne II	57	4428.71	0.008	0.009	:	
4432.51	Ne I		4432.76	0.009	0.010	:	
4432.54	Ne I						
4437.55	He I	50	4437.78	0.063	0.071	8	
4452.11	[Fe II]	7F	4452.51	0.029	0.033	14	
4452.38	O II	5					
4457.95	[Fe II]	6F	4458.37	0.017	0.020	21	
4465.41	O II	94	4465.67	0.015	0.017	23	
4467.92	O II	94	4468.15	0.008	0.009	:	
4471.09	He I	14	4471.72	4.042	4.523	1	
4474.91	[Fe II]	7F	4475.32	0.012	0.013	28	
4491.14	[Fe IV]		4491.45	0.009	0.010	33	
4492.64	[Fe II]	6F	4493.07	0.009	0.010	34	
4514.90	[Fe II]	6F	4515.26	0.007	0.008	:	
4571.20	Mg I	1	4571.44	0.005	0.005	:	
4590.97	O II	15	4591.18	0.023	0.025	17	
4592.43	Fe I		4592.62	0.005	0.005	:	g
4595.95	O II	15	4596.38	0.019	0.020	20	
4596.18	O II	15					
4596.83	[Ni III]		4597.26	0.005	0.005	:	
4601.48	N II	5	4601.69	0.012	0.013	27	
4602.11	O II	93	4602.34	0.005	0.006	:	
4607.16	N II	5	4607.37	0.039	0.042	12	
4607.13	[Fe III]	3F					
4609.44	O II	93	4609.68	0.012	0.013	27	
4613.87	N II	5	4614.07	0.010	0.010	32	
4620.11	C II		4620.83	0.015	0.016	24	g
4620.26	C II						g
4621.39	N II	5	4621.62	0.015	0.016	24	
4628.05	[Ni II]		4628.49	0.006	0.007	:	
4630.54	N II	5	4630.76	0.044	0.048	10	
4634.14	N III	2	4634.31	0.016	0.018	22	
4638.86	O II	1	4639.05	0.053	0.057	9	
4640.64	N III	2	4640.80	0.027	0.029	13	
4641.81	O II	1	4642.02	0.096	0.102	5	
4641.85	N III	2					
4643.06	N II	5	4643.31	0.014	0.015	25	
4649.13	O II	1	4649.35	0.146	0.155	3	
4650.84	O II	1	4651.04	0.049	0.052	10	
4658.10	[Fe III]	3F	4658.42	0.517	0.549	2	
4661.63	O II	1	4661.81	0.064	0.068	8	
4667.01	[Fe III]	3F	4667.25	0.029	0.031	14	
4673.73	O II	1	4673.99	0.011	0.011	29	
4676.24	O II	1	4676.43	0.033	0.035	13	
4696.36	O II	1	4696.60	0.004	0.004	:	
4699.22	O II	25	4699.39	0.010	0.010	32	
4701.62	[Fe III]	3F	4701.88	0.165	0.172	4	
4705.35	O II	25	4705.57	0.018	0.018	21	
4710.07	Ne I	11	4710.23	0.007	0.007	:	
4711.37	[Ar IV]	1F	4711.56	0.096	0.100	6	
4713.14	He I	12	4713.41	0.657	0.685	1	
4728.07	[Fe II]	4F	4728.45	0.005	0.005	:	
4733.93	[Fe III]	3F	4734.20	0.066	0.069	8	
4740.16	[Ar IV]	1F	4740.42	0.116	0.121	5	
4752.95	O II		4753.15	0.010	0.010	31	
4754.83	[Fe III]	3F	4755.05	0.100	0.103	6	
4769.6	[Fe III]	3F	4769.77	0.060	0.061	8	
4772.18	Cr II		4772.46	0.005	0.006	:	g
4774.74	[Fe II]	20F	4775.16	0.009	0.010	33	
4777.88	[Fe III]	3F	4778.02	0.032	0.033	11	
4779.71	N II	20	4779.99	0.011	0.011	29	
4788.13	N II	20	4788.37	0.014	0.014	25	
4802.36	[Co II]		4802.75	0.011	0.011	29	g
4803.29	N II	20	4803.55	0.018	0.019	20	
4814.55	[Fe II]	20F	4815.00	0.040	0.041	11	
4815.51	S II	9	4815.84	0.016	0.016	22	
4861.33	H I	H4	4861.61	100.000	100.000	0.7	
4881.00	[Fe III]	2F	4881.40	0.255	0.254	3	
4889.70	[Fe II]		4890.11	0.026	0.026	15	
4890.86	O II	28	4891.09	0.022	0.022	19	
4895.05	N I	78	4895.21	0.015	0.015	24	

TABLA A.6: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
4902.65	Si II	7.23	4902.91	0.014	0.013		25
4905.34	[Fe II]	20F	4905.88	0.016	0.015		23
4921.93	He I	48	4922.23	1.240	1.222		1
4924.50	[Fe III]	2F	4924.76	0.050	0.049		10
4924.53	O II	28					
4930.50	[Fe III]	1F	4930.98	0.021	0.021		18
4931.32	[O III]	1F	4931.53	0.053	0.052		9
4943.04	O II	33	4943.41	0.010	0.010		:
4947.38	[Fe II]	20F	4947.86	0.008	0.008		:
4949.39	Ar II		4949.54	0.007	0.007		:
4958.91	[O III]	1F	4959.22	131.389	128.202		0.7
4968.63	Cr II		4968.94	0.010	0.010		:
4980.13	O I		4980.42	0.013	0.012		26
4985.90	[Fe III]	2F	4986.15	0.012	0.012		27
4987.20	[Fe III]	2F	4987.62	0.047	0.046		10
4987.38	N II	24					
4994.37	N II	24	4994.74	0.018	0.018		35
4997.02	MnII		4997.28	0.036	0.035		18
5001.13	N II	19	5001.72	0.031	0.030		16
5001.47	N II	19					
5006.84	[O III]	1F	5007.19	398.147	383.804		0.7
5011.30	[Fe III]	1F	5011.72	0.070	0.067		14
5015.68	He I	4	5016.02	2.397	2.306		1
	?		5017.14	0.025	0.024		20
5035.49	[Fe II]	4F	5036.16	0.020	0.019		24
5041.03	Si II	5	5041.40	0.118	0.113		7
5041.98	O II	23.01	5042.32	0.026	0.024		19
5045.10	N II	4	5045.44	0.015	0.014		20
5047.74	He I	47	5048.33	0.605	0.577		2
5055.98	Si II	5	5056.40	0.207	0.197		4
5084.77	[Fe III]	1F	5085.11	0.012	0.011		35
5111.63	[Fe II]	19F	5112.25	0.019	0.018		25
5121.82	C II	12	5122.16	0.010	0.009		:
5146.61	O I		5147.25	0.040	0.037		15
5146.61	O I						
5158.81	[Fe II]	19F	5159.37	0.064	0.060		9
5191.82	[Ar III]	3F	5192.07	0.072	0.066		9
5197.90	[N I]	1F	5198.50	0.140	0.128		6
5200.26	[N I]	1F	5200.85	0.083	0.076		8
5219.31	S III		5219.71	0.011	0.010		38
5261.61	[Fe II]	19F	5262.21	0.052	0.047		11
5270.40	[Fe III]	1F	5270.93	0.305	0.274		2
5273.38	[Fe II]	18F	5273.92	0.023	0.021		21
5274.97	O I	27	5275.69	0.013	0.011		30
5275.12	O I	27					
5298.89	O I	26	5299.60	0.031	0.028		17
5299.04	O I	26					
5342.40	C II	17.06	5342.73	0.015	0.013		30
5363.35	[Ni IV]	4F-2G	5363.94	0.009	0.008		:
5405.15	Ne II		5405.30	0.008	0.007		:
5412.00	[Fe III]	1F	5412.53	0.030	0.026		17
5433.49	O II		5433.71	0.008	0.007		:
5453.81	S II	6	5454.24	0.012	0.010		:
5495.67	N II	29	5495.98	0.006	0.005		:
5512.77	O I	25	5513.32	0.028	0.024		18
5517.71	[Cl III]	1F	5518.03	0.454	0.383		3
5537.88	[Cl III]	1F	5538.20	0.704	0.590		2
5551.95	N II	63	5552.30	0.009	0.007		:
5554.83	O I	24	5555.55	0.030	0.025		17
5555.03	O I	24					
5577.34	[O I]	3F	5577.89	0.010	0.008		:
5666.64	N II	3	5666.93	0.035	0.029		15
5676.02	N II	3	5676.35	0.012	0.010		:
5679.56	N II	3	5679.92	0.053	0.043		11
5686.21	N II	3	5686.59	0.008	0.006		:
5710.76	N II	3	5711.06	0.011	0.009		35
5739.73	Si III	4	5740.05	0.047	0.037		12
5746.96	[Fe II]	34F	5747.59	0.006	0.005		:
	?		5752.86	0.007	0.006		:
5754.64	[N II]	3F	5755.08	0.858	0.680		3
5867.99	[Kr IV]		5868.26	0.026	0.020		30
5875.64	He I	11	5875.98	18.764	14.418		3

TABLA A.6: Continuación.

λ_0 (Å)	Íón	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
5906.15	Si I		5906.35	0.011	0.008	:	g
5927.82	N II	28	5928.16	0.013	0.010	:	
5931.78	N II	28	5932.15	0.026	0.020	19	
5941.65	N II	28	5941.91	0.020	0.015	24	
5944.38	Fe II		5944.70	0.007	0.005	:	g
5944.40	Fe II					:	g
5952.39	N II	28	5952.80	0.017	0.012	:	
5957.56	Si II	4	5958.09	0.061	0.046	10	
5958.39	O I	23	5959.19	0.050	0.038	12	
5958.58	O I	23					
5978.93	Si II	4	5979.43	0.130	0.097	6	
6000.20	[Ni III]	2F	6000.59	0.015	0.011	30	
6046.23	O I	22	6046.99	0.121	0.089	7	
6046.44	O I	22					
6046.49	O I	22					
6151.43	C II	16.04	6151.73	0.012	0.009	36	
6155.98	O I	10	6156.27	0.008	0.005	:	
6157.42	Ni II		6157.68	0.008	0.006	:	
6256.83	O I	50.01	6257.42	0.016	0.011	28	
6300.30	[O I]	1F	6300.91	1.049	0.707	5	
6312.10	[S III]	3F	6312.44	2.762	1.853	4	
6347.11	Si II	2	6347.55	0.266	0.176	5	
6363.78	[O I]	1F	6364.39	0.368	0.242	5	
6365.10	[Ni II]	8F	6365.72	0.014	0.009	32	
6371.36	Si II	2	6371.76	0.149	0.098	7	
6401.4	[Ni III]	2F	6401.70	0.010	0.007	:	
6402.25	Ne I	1	6402.77	0.013	0.009	:	
6454.77	C II	17.05	6455.33	0.008	0.005	:	
6461.95	C II	17.04	6462.23	0.039	0.025	15	
6533.8	[Ni III]	2F	6533.99	0.037	0.023	15	
6548.03	[N II]	1F	6548.57	19.665	12.201	5	
6552.62	Cr II ?		6553.00	0.024	0.015	:	
6555.84	O II	105.39	6556.11	0.012	0.008	:	
6562.82	H I	H3	6563.15	465.402	287.378	5	
6576.48	O II		6576.71	0.013	0.008	33	
6576.57	O II						
6578.05	C II	2	6578.36	0.473	0.291	6	
6583.41	[N II]	1F	6583.94	61.589	37.769	5	
6666.80	[Ni II]	8F	6667.44	0.024	0.014	21	
6678.15	He I	46	6678.49	6.475	3.848	6	
6682.2	[Ni III]	2F	6682.23	0.008	0.005	:	
6710.97	[Fe II]		6711.03	0.005	0.003	:	
6716.47	[S II]	2F	6716.96	3.303	1.938	6	
6721.39	O II	4	6721.71	0.011	0.006	:	
6730.85	[S II]	2F	6731.36	6.023	3.518	6	
6734.00	C II	21	6734.42	0.010	0.006	:	
6739.8	[Fe IV]		6740.23	0.009	0.005	:	
6744.39	N II		6744.42	0.006	0.003	:	
6747.5	[Cr IV]		6747.97	0.007	0.004	34	g
6755.85	He I	1/20	6756.28	0.006	0.003	32	
6755.9	[Fe IV]						
6759.14	[Cr II]		6759.40	0.004	0.002	:	
6760.78	MnII		6760.98	0.004	0.002	:	g
6769.59	N I	58	6769.97	0.009	0.005	29	
6785.81	O II		6786.05	0.009	0.005	27	
6787.04	Fe II		6787.41	0.003	0.001	:	g
6791.48	[Ni II]	8F	6791.97	0.012	0.007	22	
6797.00	[Ni III]		6797.12	0.005	0.003	:	
	?		6809.88	0.007	0.004	34	
6809.99	N II	54	6810.46	0.004	0.003	:	
6813.57	[Ni II]	8F	6814.23	0.008	0.005	23	
6818.42	Si II		6818.75	0.003	0.002	:	
6821.16	[Mn III]		6821.68	0.003	0.002	:	g
6855.88	He I	1/12	6856.34	0.016	0.009	18	
6933.91	He I		6934.29	0.025	0.014	14	
6989.47	He I		6989.89	0.024	0.013	12	
7001.92	O I	21	7002.80	0.161	0.086	8	
7002.23	O I	21					
7047.13	Fe II		7047.31	0.010	0.006	25	g
7062.26	He I	1/11	7062.65	0.037	0.019	10	
7065.28	He I	10	7065.58	14.162	7.398	7	
7096.99	S II		7097.22	0.011	0.006	24	g

TABLA A.6: Continuación.

λ_0 (Å)	Íón	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
7097.12	Si I						
7110.90	[Cl IV]		7111.12	0.005	0.002		:
7113.42	Si II	7.19	7113.66	0.004	0.002		:
7115.63	C II	20	7115.92	0.006	0.003		:
7135.78	[Ar III]	1F	7136.13	31.779	16.197		7
7151.08	O II	99.01	7151.39	0.006	0.003		:
7155.14	[Fe II]	14F	7155.82	0.085	0.043		9
7160.13	He I	1/10	7160.89	0.055	0.028		10
7231.34	C II	3	7231.62	0.148	0.073		9
7236.42	C II	3	7236.82	0.494	0.243		8
7243.99	[Ni I]	2F	7244.30	0.041	0.020		12
7254.15	O I	20	7255.06	0.216	0.106		8
7254.45	O I	20					
7254.53	O I	20					
7281.35	He I	45	7281.74	1.231	0.597		8
7298.05	He I	1/9	7298.37	0.077	0.037		10
7318.39	[O II]	2F	7320.45	11.363	5.432		8
7319.99	[O II]	2F					
7329.66	[O II]	2F	7330.78	8.721	4.154		8
7330.73	[O II]	2F					
7377.83	[Ni II]	2F	7378.54	0.152	0.071		9
7388.16	[Fe II]	14F	7388.82	0.015	0.007		20
7411.61	[Ni II]	2F	7412.34	0.048	0.022		10
7423.64	N I	3	7424.36	0.027	0.012		15
7442.30	N I	3	7443.04	0.067	0.031		10
7452.54	[Fe II]	14F	7453.22	0.033	0.015		13
7459.30	[V II]	4F	7459.64	0.005	0.002		g
7468.31	N I	3	7469.03	0.096	0.044		10
7499.85	He I	1/8	7500.21	0.122	0.055		10
7504.94	O II		7505.33	0.014	0.006		21
7519.49	C II	16.08	7520.09	0.018	0.008		18
7519.86	C II	16.08					
7530.57	C II	16.08	7530.76	0.046	0.020		12
7535.21	[Xe IV]		7535.32	0.008	0.004		36
7745.10	Si I		7745.47	0.008	0.003		g
7751.10	[Ar III]	2F	7751.50	8.949	3.682		10
7771.94	O I	1	7772.55	0.040	0.016		c
7775.39	O I	1	7775.95	0.013	0.006		21
7811.68	He I		7812.05	0.009	0.003		29
7816.13	He I	1/7	7816.52	0.197	0.079		10
7876.03	[P II]		7876.59	0.014	0.005		22
7890.07	Ca I]		7890.50	0.096	0.038		11
7937.13	He I	4/27	7937.61	0.006	0.002		:
7971.62	He I	2/11	7972.09	0.011	0.004		25
	?		7973.58	0.008	0.003		30
7982.40	O I	19	7982.78	0.006	0.002		:
7987.33	O I	19	7987.82	0.011	0.004		32
8000.08	[Cr II]	1F	8000.81	0.029	0.011		16
8015.67	Ca I]		8016.22	0.005	0.002		:
8030.65	Ca I]		8031.25	0.011	0.004		:
8034.9	Si I		8035.30	0.009	0.003		:
8045.62	[Cl IV]	1F	8046.05	0.109	0.041		12
8057	He I	4/18	8057.97	0.012	0.005		24
8084	He I	4/17	8084.73	0.007	0.002		:
8092.53	Ca I]		8092.97	0.007	0.002		:
8094.08	He I	4/10	8094.50	0.014	0.005		22
8116	He I	4/16	8116.81	0.015	0.006		21
8125.31	Ca I]		8126.02	0.014	0.005		22
8155.66	He I		8155.93	0.021	0.008		18
8200.36	N I	2	8201.17	0.027	0.010		16
8203.85	He I	4/14	8204.31	0.026	0.009		17
8210.72	N I	2	8211.72	0.009	0.003		29
8216.34	N I	2	8217.02	0.073	0.026		13
8223.14	N I	2	8223.95	0.149	0.053		12
8245.64	H I	P42	8246.06	0.105	0.037		12
8247.73	H I	P41	8248.16	0.117	0.041		12
8249.20	H I	P40	8250.42	0.125	0.044		12
8252.40	H I	P39	8252.83	0.129	0.046		12
8255.02	H I	P38	8255.27	0.076	0.027		13
8257.85	H I	P37	8258.24	0.137	0.048		12
8260.93	H I	P36	8261.36	0.173	0.061		12
8264.28	H I	P35	8264.76	0.207	0.073		12

TABLA A.6: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
8267.94	H I	P34	8268.37	0.182	0.064	12	
8271.93	H I	P33	8272.35	0.199	0.070	12	
8276.31	H I	P32	8276.85	0.268	0.094	12	
8281.12	H I	P31	8281.63	0.181	0.063	12	
8286.43	H I	P30	8286.71	0.161	0.056	12	
8292.31	H I	P29	8292.70	0.272	0.095	12	
8298.83	H I	P28	8299.17	0.261	0.091	12	
8306.11	H I	P27	8306.54	0.336	0.117	12	
8314.26	H I	P26	8314.66	0.368	0.128	12	
8323.42	H I	P25	8323.86	0.435	0.151	12	
	?		8330.35	0.019	0.007	19	
8333.78	H I	P24	8334.21	0.453	0.157	12	
8342.33	He I	4/12	8342.61	0.068	0.023	13	
8345.55	H I	P23	8345.99	0.511	0.176	12	
8359.00	H I	P22	8359.43	0.601	0.207	12	
8361.67	He I	1/6	8362.14	0.336	0.115	12	
8374.48	H I	P21	8374.91	0.636	0.217	12	
8376	He I	6/20	8376.98	0.021	0.007	18	
8392.4	H I	P20	8392.84	0.713	0.243	12	
8397	He I	6/19	8397.68	0.024	0.008	17	
8413.32	H I	P19	8413.79	0.891	0.302	12	
8422	He I	6/18	8422.41	0.029	0.010	16	
8424	He I	7/18	8424.66	0.015	0.005	22	
8433.94	[Cl III]	3F	8434.09	0.027	0.009	17	
8437.96	H I	P18	8438.39	0.981	0.330	12	
8446.25	O I	4	8447.28	2.626	0.882	12	
8446.36	O I	4					
8446.76	O I	4					
8453.15	Fe I]		8453.85	0.019	0.006	19	g
8453.66	Fe I]						g
8459.50	Ca I]		8459.98	0.005	0.002	:	
8467.25	H I	P17	8467.69	1.123	0.375	12	
8476.98	Ni II		8477.45	0.013	0.004	:	g
8480.90	[Cl III]	3F	8481.28	0.031	0.010	16	
8486.27	He I	6/16	8486.70	0.040	0.013	15	
8488.73	He I	7/16	8489.15	0.015	0.005	22	
8488.77	He I	5/16					
8499.7	[Cl III]	3F	8500.33	0.082	0.027	13	
8502.48	H I	P16	8502.96	1.400	0.463	12	
8518.04	He I	2/8	8518.40	0.030	0.010	19	
8528.99	He I	6/15	8529.44	0.060	0.020	16	
8531.48	He I	7/15	8532.09	0.025	0.008	18	
8665.02	H I	P13	8665.44	2.489	0.789	13	
8680.28	N I	1	8681.04	0.105	0.033	14	
8683.40	N I	1	8684.24	0.091	0.029	14	
8686.15	N I	1	8686.91	0.078	0.025	14	
8703.25	N I	1	8704.13	0.067	0.021	14	
8711.70	N I	1	8712.54	0.069	0.022	14	
8718.83	N I	1	8719.65	0.042	0.013	15	
8727.13	[C I]	3F	8727.90	0.053	0.017	15	
8728.90	[Fe III]	8F	8729.83	0.036	0.011	16	
8728.90	N I	21					
8733.43	He I	6/12	8733.87	0.107	0.033	14	
8736.04	He I	7/12	8736.48	0.036	0.011	16	
8739.97	He I	5/12	8740.51	0.011	0.003	27	
8750.47	H I	P12	8750.93	3.175	0.985	13	
8776.77	He I	4/9	8777.39	0.260	0.080	13	c
8816.82	He I	10/12	8817.08	0.017	0.005	21	
8820.00	Fe II]		8820.38	0.007	0.002	:	g
8829.40	[S III]	3F	8830.21	0.042	0.013	16	
8831.87	[Cr II]	18F	8832.21	0.017	0.005	:	
8838.2	[Fe III]		8838.75	0.009	0.003	29	
8845.38	He I	6/11	8845.82	0.153	0.046	14	
8848.05	He I	7/11	8848.80	0.108	0.033	14	
8854.11	He I	5/11	8854.51	0.027	0.008	18	
8862.79	H I	P11	8863.24	4.133	1.245	13	
8892.22	Ne I		8892.72	0.035	0.011	16	
8914.77	He I	2/7	8915.18	0.064	0.019	15	
8930.97	He I	10/11	8931.16	0.017	0.005	22	
8996.99	He I	6/10	8997.42	0.199	0.058	14	
9014.91	H I	P10	9015.24	3.320	0.963	14	
9015.77	N II		9016.42	0.077	0.022	15	g

TABLA A.6: Continuación.

λ_0 (Å)	Íon	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
9052.16	Ca I]		9052.85	0.018	0.005	:	
9063.29	He I	4/8	9063.78	0.179	0.052	14	
	?		9067.72	0.031	0.009	17	
9068.90	[S III]	1F	9069.42	105.114	30.218	14	
9095.09	Ca I]		9095.94	0.073	0.021	15	
9123.60	[Cl II]	1F	9124.42	0.062	0.018	15	
9204.17	O II		9204.98	0.044	0.013	16	
9210.28	He I	6/9	9210.79	0.289	0.081	14	
9213.20	He I	7/9	9213.54	0.044	0.012	17	d
9218.47	Fe I]		9219.10	0.032	0.009	18	
9229.01	H I	P9	9229.49	7.093	1.989	14	
9463.57	He I	1/5	9464.04	0.336	0.091	15	
9516.57	He I	4/7	9517.18	0.110	0.030	15	
9526.16	He I	6/8	9526.66	0.192	0.051	15	
9530.60	[S III]	1F	9531.48	271.299	72.548	15	
9535.41	O II		9536.05	0.071	0.019	16	
9545.97	H I	P8	9546.51	9.377	2.502	15	
9702.44	Cl I		9702.66	0.102	0.027	16	g
9824.13	[C I]	1F	9825.03	0.061	0.016	16	
9834.7	O II		9835.46	0.043	0.011	17	
9850.24	[C I]	1F	9851.10	0.269	0.071	15	
9903.46	C II	17.02	9904.00	0.205	0.052	16	
9962.63	O II	105.06	9963.05	0.022	0.005	:	
10005.4	S II		10005.98	0.047	0.012	17	
10008.6	Ne I		10009.21	0.032	0.008	19	
10027.7	He I	6/7	10028.23	0.784	0.194	16	
10031.2	He I	7/7	10031.65	0.252	0.062	16	
10049.4	H I	P7	10049.91	20.915	5.175	16	
10138.4	He I	10/7	10138.89	0.112	0.027	16	
10286.7	[S II]	3F	10287.46	1.190	0.288	16	
10310.7	He I	4/6	10311.82	0.538	0.130	16	
10320.5	[S II]	3F	10321.24	1.459	0.353	16	
10336.4	[S II]	3F	10337.17	1.057	0.255	16	
10344.7	N I		10345.23	0.271	0.065	16	
10344.8	N I						

^a $F(H\beta)=1.600 \times 10^{-11}$ ergs cm⁻² s⁻¹.

^b $I(H\beta)=9.207 \times 10^{-11}$ ergs cm⁻² s⁻¹.

^c Afectada por líneas de emisión telúricas .

^d Afectada por bandas de absorción atmosférica.

^e Afectada por transferencia de carga en la CCD.

^f Solapada con una línea desconocida.

^g Identificación dudosa.

TABLA A.7: Cocientes de líneas observados [$F(H\beta)=100$] corregidos de enrojecimiento e identificaciones.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
NGC 3603							
3686.83	H I	H19	3686.87	0.280	1.195	:	
3691.56	H I	H18	3691.73	0.309	1.311	:	37
3697.15	H I	H17	3697.36	0.329	1.382	:	35
3703.86	H I	H16	3704.04	0.360	1.485	:	32
3705.04	He I	25	3705.22	0.140	0.576	:	
3711.97	H I	H15	3712.24	0.346	1.411	:	33
3721.83	[S III]	2F	3722.00	0.774	3.119	:	17
3721.94	H I	H14					
3726.03	[OII]	1F	3726.26	10.070	40.360	:	5
3728.82	[OII]	1F	3728.95	6.256	24.990	:	5
3734.37	H I	H13	3734.56	0.715	2.835	:	18
3750.15	H I	H12	3750.43	1.017	3.951	:	14
3770.63	H I	H11	3770.84	1.158	4.385	:	12
3797.90	H I	H10	3798.09	1.517	5.553	:	10
3819.61	He I	20	3819.83	0.379	1.352	:	31
3835.39	H I	H9	3835.58	2.344	8.205	:	7
3868.75	[Ne III]	1F	3868.95	10.895	36.682	:	4
3888.65	He I	2	3889.18	4.627	15.221	:	4
3889.05	H I	H8					
3964.73	He I	5	3964.97	0.298	0.899	:	11
3967.46	[Ne III]	1F	3967.65	3.445	10.363	:	4
3970.07	H I	H7	3970.28	5.560	16.672	:	4
4009.22	He I	55	4009.45	0.098	0.281	:	25
4023.98	He I	54	4023.55	0.023	0.065	:	
4026.08	N II	40	4026.43	0.889	2.489	:	6
4026.21	He I	18					
4068.60	[S II]	1F	4068.84	0.342	0.906	:	10
4076.35	[S II]	1F	4076.63	0.115	0.303	:	22
4097.25	O II	20	4097.34	0.033	0.085	:	
4097.26	O II	48b					
4101.74	H I	H6	4101.95	10.261	26.083	:	3
4120.84	He I	16	4121.04	0.130	0.323	:	20
4143.76	He I	53	4144.02	0.155	0.374	:	18
4153.30	O II	19	4153.42	0.045	0.107	:	
4267.15	C II	6	4267.38	0.150	0.325	:	18
4317.14	O II	2	4317.35	0.037	0.076	:	
4325.75	O II	2	4326.21	0.030	0.061	:	
4340.47	H I	H5	4340.70	25.687	51.824	:	3
4345.55	O II	65c	4345.73	0.060	0.121	:	
4345.56	O II	2					
4349.43	O II	2	4349.50	0.074	0.148	:	
4363.21	[O III]	2F	4363.44	1.264	2.483	:	5
4368.25	O I	5	4368.37	0.060	0.116	:	
4387.93	He I	51	4388.18	0.353	0.671	:	10
4437.55	He I	50	4437.88	0.049	0.087	:	e
4471.48	He I	14	4471.75	3.129	5.274	:	3
4562.60	Mg I]	1	4562.27	0.028	0.041	:	g
4571.10	Mg I]	1	4571.24	0.032	0.047	:	
4630.54	N II	5	4630.77	0.029	0.040	:	
4638.86	O II	1	4639.04	0.043	0.057	:	
4640.64	N III	2	4640.73	0.066	0.088	:	33
4641.81	O II	1	4642.08	0.098	0.131	:	25
4649.13	O II	1	4649.42	0.130	0.172	:	20
4650.84	O II	1	4651.06	0.066	0.086	:	34
4658.10	[Fe III]	3F	4658.42	0.216	0.264	:	14
4661.63	O II	1	4661.84	0.085	0.111	:	28
4676.24	O II	1	4676.42	0.032	0.040	:	
4696.36	O II	1	4696.61	0.030	0.037	:	g
4701.62	[Fe III]	3F	4701.90	0.071	0.083	:	31
4711.37	[Ar IV]	1F	4711.46	0.204	0.249	:	14
	[Ar IV]	comp. roja	4712.04	0.045	0.054	:	
4713.14	He I	12	4713.46	0.573	0.697	:	7
4733.91	[Fe III]	3F	4734.15	0.040	0.048	:	
4740.16	[Ar IV]	1F	4740.32	0.173	0.203	:	16
	[Ar IV]	comp. roja	4740.88	0.040	0.047	:	
4754.83	[Fe III]	3F	4755.06	0.050	0.055	:	
4861.33	H I	H4	4861.60	100.000	100.000	:	3
4881.00	[Fe III]	2F	4881.35	0.115	0.113	:	22

TABLA A.7: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
4921.93	He I	48	4922.21	1.382	1.278		4
4924.50	[Fe III]	2F	4924.76	0.076	0.070		30
4924.50	O II	28					
4931.32	[O III]	1F	4931.45	0.045	0.040		:
4958.91	[O III]	1F	4959.20	204.749	180.464		3
4985.90	[Fe III]	2F	4985.75	0.164	0.139		37
4987.20	[Fe III]	2F	4987.85	0.280	0.238		25
5006.84	[O III]	1F	5007.15	641.906	533.117		3
5015.68	He I	4	5015.99	2.663	2.188		5
5045.10	N II	4	5045.36	0.797	0.633		12
5047.74	He I	47	5048.32	1.868	1.479		6
5055.98	Si II	5	5056.38	0.294	0.230		24
5056.31	Si II	5					
5197.90	[N I]	1F	5198.06	0.439	0.294		18
5200.26	[N I]	1F	5200.16	0.210	0.140		30
5270.30	[Fe III]	1F	5270.81	0.218	0.151		30
5517.71	[Cl III]	1F	5518.01	1.090	0.512		9
5537.88	[Cl III]	1F	5538.19	1.425	0.655		8
5666.64	N II	3	5666.91	0.109	0.043		:
5754.64	[N II]	3F	5754.98	1.141	0.404		9
5875.64	He I	11	5876.03	46.671	14.418		4
5929.57	[Mn II]		5929.93	0.348	0.102		21
6300.30	[O I]	1F	6300.48	8.132	1.729		5
6312.10	[S III]	3F	6312.49	8.784	1.849		5
6363.78	[O I]	1F	6363.95	2.720	0.549		6
6548.03	[N II]	1F	6548.52	35.669	6.227		5
6562.82	H I	H3	6563.22	1639.4	283.100		5
6578.05	C II	2	6578.43	1.464	0.250		9
6583.41	[N II]	1F	6583.90	114.401	19.455		5
6678.15	He I	46	6678.59	24.226	3.850		5
6716.47	[S II]	2F	6716.87	9.100	1.409		5
6730.85	[S II]	2F	6731.29	15.109	2.317		5
6989.47	He I	1/12	6989.93	0.133	0.017		13
7002.23	O I	21	7002.58	0.169	0.022		11
7062.26	He I	1/11	7062.75	0.132	0.016		13
7065.28	He I	10	7065.72	59.096	7.369		6
7110.90	[Cr IV]	1F	7110.94	0.036	0.004		:
7135.78	[Ar III]	1F	7136.23	154.166	18.457		6
7155.14	[Fe II]	14F	7155.69	0.179	0.021		11
7160.58	He I	1/10	7161.04	0.278	0.033		9
7231.34	C II	3	7231.75	0.761	0.086		7
7236.19	C II	3	7237.01	1.582	0.179		6
7254.15	O I	20	7254.90	0.301	0.034		9
7254.45	O I	20					
7254.53	O I	20					
7281.35	He I	45	7281.82	6.843	0.754		6
7298.05	He I	1/9	7298.53	0.357	0.039		8
7318.39	[O II]	2F	7319.53	10.130	1.093		6
7319.99	[O II]	2F	7320.61	30.523	3.293		6
7329.66	[O II]	2F	7330.17	16.775	1.800		6
7330.73	[O II]	2F	7331.25	16.608	1.781		6
7377.83	[Ni II]	2F	7378.40	0.214	0.022		10
7388.17	[Fe II]	14F	7388.67	0.028	0.003		35
7411.61	[Ni II]	2F	7412.16	0.073	0.007		19
7423.64	N I	3	7424.10	0.038	0.004		29
7442.30	N I	3	7442.81	0.069	0.007		19
7452.54	[Fe II]	14F	7453.02	0.067	0.007		20
7468.31	N I	3	7468.78	0.078	0.008		19
7499.85	He I	1/8	7500.34	0.584	0.057		7
7504.94	O II		7505.36	0.074	0.007		19
7530.54	[Cl IV]	1F	7530.77	0.674	0.065		8
	[Cl IV]	comp. roja	7531.60	0.099	0.010		16
7751.10	[Ar III]	2F	7751.60	53.803	4.658		6
7816.13	He I	1/7	7816.65	1.023	0.086		7
8045.63	[Cl IV]	1F	8045.92	1.042	0.080		7
	[Cl IV]	comp. roja	8046.82	0.394	0.030		9
8057.	He I	4/18	8058.05	0.142	0.011		13
8116.	He I	4/16	8116.98	0.169	0.013		12
8155.66	He I	4/15	8156.10	0.173	0.013		12
8188.01	N I	2	8188.55	0.196	0.014		11
8203.85	He I	4/14	8204.41	0.176	0.013		12
8210.72	N I	2	8211.31	0.065	0.005		20

TABLA A.7: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
8216.28	N I	2	8216.92	0.163	0.012	12	
8223.14	N I	2	8223.66	0.182	0.013	12	
8245.64	H I	P42	8246.19	0.588	0.041	8	
8247.73	H I	P41	8248.29	0.651	0.045	8	
8249.20	H I	P40	8250.52	0.710	0.049	8	
8252.40	H I	P39	8253.00	0.752	0.052	8	
8255.02	H I	P38	8255.58	1.027	0.071	8	
8257.85	H I	P37	8258.39	1.270	0.088	7	
8260.93	H I	P36	8261.48	1.229	0.085	7	
8264.28	H I	P35	8264.89	1.362	0.094	7	f
8265.71	He I	4/13	8266.02	0.243	0.017	10	
8265.71	He I	2/9					
8267.94	H I	P34	8268.50	1.182	0.081	7	
8271.93	H I	P33	8272.54	1.073	0.073	7	
8276.31	H I	P32	8276.94	1.239	0.085	7	
8281.12	H I	P31	8281.67	1.909	0.130	7	c
8286.43	H I	P30	8286.65	1.303	0.089	7	
8292.31	H I	P29	8292.88	1.794	0.122	7	
8298.83	H I	P28	8299.07	2.899	0.196	7	
8306.11	H I	P27	8306.69	2.160	0.145	7	
8314.26	H I	P26	8314.84	2.419	0.162	7	
8323.42	H I	P25	8323.99	2.670	0.177	7	
8333.78	H I	P24	8334.36	2.869	0.189	7	
8342.33	He I	4/12	8343.15	0.994	0.065	8	
8345.55	H I	P23	8346.14	3.204	0.210	7	
8359.00	H I	P22	8359.56	3.855	0.250	7	
8361.67	He I	1/6	8362.29	2.301	0.149	7	
8374.48	H I	P21	8375.03	4.043	0.259	7	
8376.	He I	6/20	8376.47	0.289	0.019	10	
8392.40	H I	P20	8392.97	4.802	0.303	7	
8397.	He I	6/19	8398.27	0.270	0.017	10	
8413.32	H I	P19	8413.88	5.683	0.352	7	
8422.	He I	6/18	8422.45	0.213	0.013	11	
8433.85	[Cl III]	3F	8434.33	0.277	0.017	10	
8437.96	H I	P18	8438.52	6.575	0.400	7	
8444.34	He I	4/11	8445.00	0.483	0.029	9	
8446.25	O I	4	8446.94	3.250	0.196	7	
8446.36	O I	4					
8467.25	H I	P17	8467.82	7.856	0.466	7	
8480.90	[Cl III]	3F	8481.39	0.252	0.015	11	
8486.	He I	6/16	8486.76	0.350	0.020	9	
8488.	He I	7/16	8489.36	0.145	0.008	14	
8500.00	[Cl III]	3F	8500.49	0.480	0.028	9	
8502.48	H I	P16	8503.05	9.437	0.543	7	
8518.04	He I	2/8	8518.68	0.247	0.014	11	
8528.99	He I	6/15	8529.56	0.460	0.026	9	
8531.48	He I	7/15	8532.22	0.271	0.015	10	
8665.02	H I	P13	8665.59	20.675	1.030	8	
8680.28	N I	1	8680.47	0.444	0.022	9	
8683.40	N I	1	8684.02	0.175	0.009	12	
8686.15	N I	1	8686.73	0.088	0.004	17	
8703.25	N I	1	8703.93	0.137	0.007	14	
8711.70	N I	1	8712.38	0.178	0.009	12	
8728.90	[Fe III]	8F	8729.93	0.166	0.008	13	
8728.90	N I	28					
8733.43	He I	6/12	8734.04	0.996	0.047	8	
8736.04	He I	7/12	8736.72	0.349	0.016	10	
8750.47	H I	P12	8751.07	26.668	1.234	8	
8776.77	He I	4/9	8777.33	0.821	0.037	9	
8816.82	He I	10/12	8817.18	0.163	0.007	13	
8829.40	[S III]	3F	8830.38	0.377	0.016	10	
8845.38	He I	6/11	8845.94	1.510	0.065	8	
8848.05	He I	7/11	8848.45	0.453	0.019	10	
8854.11	He I	5/11	8854.79	0.287	0.012	11	
8862.79	H I	P11	8863.39	36.948	1.563	8	
8914.77	He I	2/7	8915.34	0.512	0.021	9	
8930.97	He I	10/11	8931.36	0.185	0.007	12	
8996.99	He I	6/10	8997.58	2.088	0.081	8	
9014.91	H I	P10	9015.51	51.574	1.967	8	
9063.29	He I	4/8	9063.93	1.961	0.073	9	
9068.90	[S III]	1F	9069.68	793.638	29.363	8	d
9123.60	[Cl II]	1F	9124.23	0.272	0.010	11	

TABLA A.7: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
9210.28	He I	6/9	9210.96	2.954	0.103	9	
9213.20	He I	7/9	9213.84	0.883	0.031	9	
9226.62	[Fe II]		9227.05	0.143	0.005	14	
9229.01	H I	P9	9229.64	79.747	2.759	9	
	?		9236.95	0.383	0.013	10	
9463.57	He I	1/5	9464.26	6.084	0.200	9	
9526.16	He I	6/8	9526.80	6.401	0.209	9	
9530.60	[S III]	1F	9531.62	2912.0	95.058	9	
9545.97	H I	P8	9546.68	110.044	3.588	9	
9603.44	He I	2/6	9603.92	0.683	0.022	10	
9702.62	He I	75	9702.88	0.747	0.024	9	
9824.13	[C I]	1F	9824.77	0.537	0.017	10	
9850.24	[C I]	1F	9850.92	2.283	0.074	9	
9903.46	C II	17.02	9903.96	3.416	0.111	9	f
9903.88	C II	17.02					
10027.70	He I	6/7	10028.42	11.220	0.365	9	
10031.20	He I	7/7	10031.86	3.573	0.116	9	
10049.37	H I	P7	10050.09	292.904	9.539	9	
10138.42	He I	10/7	10139.13	1.567	0.051	9	
10311.53	He I	4/6	10312.13	8.657	0.283	9	
10320.49	[S II]	3F	10321.15	15.068	0.492	9	
10336.41	[S II]	3F	10337.10	11.600	0.379	9	
10370.50	[S II]	3F	10371.16	6.658	0.217	9	

^a $F(H\beta)=2.84 \times 10^{-13}$ ergs cm⁻² s⁻¹.

^b $I(H\beta)=6.506 \times 10^{-11}$ ergs cm⁻² s⁻¹.

^c Afectada por líneas de emisión telúricas .

^d Afectada por bandas de absorción atmosférica.

^e Afectada por transferencia de carga en la CCD.

^f Solapada con una línea desconocida.

^g Identificación dudosa.

TABLA A.8: Cocientes de líneas observados $[F(H\beta)=100]$ corregidos de enrojecimiento e identificaciones.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
S 311							
3187.84	He I	3	3188.45	2.383	4.486		6
3587.28	He I	32	3588.08	0.191	0.294		20
3613.64	He I	6	3614.45	0.276	0.422		15
3634.25	He I	28	3635.08	0.355	0.537		12
3656.11	H I	H35	3658.75	0.070	0.105		:
3658.64	H I	H34	3659.39	0.103	0.154		34
3659.42	H I	H33	3660.26	0.135	0.202		27
3660.28	H I	H32	3661.06	0.180	0.269		21
3661.22	H I	H31	3662.10	0.234	0.350		17
3662.26	H I	H30	3663.04	0.177	0.264		22
3663.40	H I	H29	3664.25	0.210	0.314		19
3664.68	H I	H28	3665.45	0.255	0.380		16
3666.10	H I	H27	3666.91	0.256	0.382		16
3667.68	H I	H26	3668.49	0.270	0.402		15
3669.47	H I	H25	3670.26	0.315	0.470		14
3671.48	H I	H24	3672.27	0.375	0.559		12
3673.76	H I	H23	3674.57	0.381	0.567		12
3676.37	H I	H22	3677.17	0.496	0.739		10
3679.36	H I	H21	3680.16	0.486	0.722		10
3682.81	H I	H20	3683.63	0.545	0.808		9
3686.83	H I	H19	3687.63	0.617	0.914		8
3691.56	H I	H18	3692.36	0.777	1.150		7
3697.15	H I	H17	3697.97	0.900	1.329		7
3703.86	H I	H16	3704.67	1.024	1.504		6
3705.04	He I	25	3705.84	0.407	0.597		11
3711.97	H I	H15	3712.79	1.200	1.756		6
3721.83	[S III]	2F	3722.68	2.156	3.145		5
3721.94	H I	H14					
3726.03	[OII]	1F	3726.88	113.36	165.15		4
3728.82	[OII]	1F	3729.63	133.39	194.14		4
3734.37	H I	H13	3735.19	1.812	2.633		5
3750.15	H I	H12	3750.97	2.305	3.330		4
3770.63	H I	H11	3771.47	2.822	4.048		4
3797.90	H I	H10	3798.74	3.721	5.289		4
3819.61	He I	20	3820.47	0.731	1.031		7
3831.66	S II		3832.51	0.026	0.036		29 g
3833.57	He I	62	3834.37	0.117	0.165		10
3835.39	H I	H9	3836.23	5.226	7.338		4
3856.02	Si II	1	3856.97	0.046	0.064		20 e
3856.13	O II	12					
3867.48	He I	20	3868.31	0.084	0.117		12
3868.75	[Ne III]	1F	3869.62	3.708	5.152		4
3871.60	He I	60	3872.67	0.076	0.105		14
3888.65	He I	2	3889.50	5.177	7.149		4
3889.05	H I	H8	3889.91	7.991	11.034		4
3920.68	C II	4	3921.47	0.034	0.046		25
3926.53	He I	58	3927.44	0.098	0.134		11
3964.73	He I	5	3965.61	0.668	0.902		4
3967.46	[Ne III]	1F	3968.34	1.149	1.549		4
3970.07	H I	H7	3970.95	11.680	15.728		4
4008.36	[Fe III]	4F	4009.25	0.029	0.039		28
4009.22	He I	55	4010.14	0.125	0.167		9
4026.21	He I	18	4027.10	1.457	1.927		4
4068.60	[S II]	1F	4069.51	1.710	2.227		4
4076.35	[S II]	1F	4077.25	0.598	0.777		4
4100.62	D I	D6	4101.47	0.025	0.032		30
4101.74	H I	H6	4102.64	19.255	24.792		3
4120.82	He I	16	4121.75	0.126	0.161		9
4143.76	He I	53	4144.68	0.220	0.280		6
4153.30	O II	19	4154.18	0.019	0.024		:
4168.97	He I	52	4169.90	0.035	0.044		24 e
4169.22	O II	19					
4267.15	C II	6	4268.11	0.087	0.108		12
4287.40	[Fe II]	7F	4288.35	0.024	0.029		33
4303.61	O II	66	4304.83	0.030	0.036		27
4303.82	O II	53					
4339.29	D I	D5	4340.26	0.036	0.044		22
4340.47	H I	H5	4341.42	38.644	46.737		3

TABLA A.8: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
4359.34	[Fe II]	7F	4360.32	0.022	0.026	35	
4363.21	[O III]	2F	4364.17	0.468	0.562	4	
4366.89	O II	2	4367.95	0.077	0.092	13	
4368.15	O I	5	4369.22	0.032	0.039	26	
4368.25	O I	5					
4387.93	He I	51	4388.90	0.439	0.522	4	
4437.55	He I	50	4438.52	0.063	0.073	15	
4471.48	He I	14	4472.49	3.521	4.056	3	
4562.60	Mg I]	1	4563.63	0.138	0.153	8	
4571.10	Mg I]	1	4572.13	0.120	0.134	9	
4630.54	N II	5	4631.65	0.019	0.021	39	
4638.86	O II	1	4639.88	0.026	0.028	30	
4641.81	O II	1	4642.85	0.026	0.028	30	
4649.13	O II	1	4650.16	0.023	0.025	33	
4650.84	O II	1	4651.81	0.023	0.025	33	
4654.12	O I	18	4655.05	0.013	0.014	:	
4658.10	[Fe III]	3F	4659.16	0.184	0.197	7	
4661.63	O II	1	4662.60	0.022	0.024	35	
4667.01	[Fe III]	3F	4667.91	0.021	0.022	:	
4701.62	[Fe III]	3F	4702.62	0.050	0.052	18	
4711.37	[Ar IV]	1F	4712.51	0.012	0.012	:	e
4713.14	He I	12	4714.22	0.394	0.415	4	
4754.83	[Fe III]	3F	4755.80	0.041	0.042	21	
4769.60	[Fe III]	3F	4770.58	0.019	0.020	36	
4777.78	[Fe III]	3F	4778.76	0.015	0.016	:	
4814.55	[Fe II]	20F	4815.64	0.018	0.018	:	
4815.51	S II	9	4816.67	0.027	0.027	28	
4860.03	D I	D4	4861.08	0.085	0.085	18	
4861.33	H I	H4	4862.40	100.00	100.00	3	
4881.00	[Fe III]	2F	4882.13	0.059	0.059	16	
4921.93	He I	48	4923.03	1.117	1.093	4	
4924.50	[Fe III]	2F	4925.60	0.020	0.020	38	
4924.50	O II	28					
4930.50	[Fe III]	1F	4931.63	0.017	0.016	:	
4931.32	[O III]	1F	4932.28	0.028	0.027	29	
4958.91	[O III]	1F	4960.02	44.315	42.916	3	
4985.90	[Fe III]	2F	4986.94	0.142	0.136	12	
5006.84	[O III]	1F	5007.96	132.658	126.110	3	
5015.68	He I	4	5016.79	2.328	2.207	3	
5035.79	[Fe II]	4F	5037.02	0.023	0.022	:	
5041.03	Si II	5	5042.25	0.027	0.025	:	
5047.74	He I	47	5048.92	0.225	0.211	10	
5055.98	Si II	5	5057.12	0.051	0.048	32	
5056.31	Si II	5					
5191.82	[Ar III]	1F	5192.84	0.056	0.050	30	
5197.90	[N I]	1F	5199.12	0.389	0.349	7	
5200.26	[N I]	1F	5201.47	0.330	0.296	8	
5270.30	[Fe III]	1F	5271.70	0.124	0.108	16	
5517.71	[Cl III]	1F	5518.91	0.566	0.461	6	
5537.88	[Cl III]	1F	5539.06	0.437	0.354	7	
5577.34	[O I]	3F	5578.56	0.072	0.057	25	
5754.64	[N II]	3F	5755.89	1.315	0.992	4	
5875.64	He I	11	5876.96	15.602	11.343	4	
5978.83	Si II	4	5980.31	0.076	0.054	24	
6046.44	O I	22	6047.77	0.034	0.024	:	
6300.30	[O I]	1F	6301.75	3.512	2.307	4	
6312.10	[S III]	3F	6313.48	2.057	1.348	4	
6363.78	[O I]	1F	6365.24	1.258	0.815	5	
6371.36	Si II	2	6372.85	0.064	0.041	27	
6548.03	[N II]	1F	6549.54	42.523	26.484	4	
6561.04	D I	D3	6562.43	0.321	0.200	9	
6562.82	H I	H3	6564.26	458.723	284.845	4	
6578.05	C II	2	6579.49	0.196	0.121	12	
6583.41	[N II]	1F	6584.93	131.646	81.408	4	
6678.15	He I	46	6679.64	5.374	3.263	4	
6716.47	[S II]	2F	6717.97	43.847	26.434	4	
6730.85	[S II]	2F	6732.35	39.503	23.752	4	
6933.91	He I	1/13	6935.57	0.017	0.010	:	g
6989.45	He I	1/12	6991.12	0.024	0.014	:	
7002.23	O I	21	7003.53	0.179	0.103	9	c
7065.28	He I	10	7066.81	3.780	2.149	5	
7092.19	C I]		7093.57	0.039	0.022	32	

TABLA A.8: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
7093.97	[Fe II]		7095.54	0.013	0.007	:	g
7105.85	Si I	70	7107.13	0.029	0.016	:	g
7111.47	C I		7113.06	0.034	0.019	37	g
7135.78	[Ar III]	1F	7137.37	17.966	10.102	5	
7155.14	[Fe II]	14F	7156.81	0.029	0.016	:	
7160.58	He I	1/10	7162.20	0.048	0.027	27	
7231.34	C II	3	7232.89	0.070	0.039	19	
7236.19	C II	3	—	—	—	—	c
7281.35	He I	45	7282.98	1.055	0.580	5	
7298.05	He I	1/9	7299.71	0.039	0.021	33	
7318.39	[O II]	2F	7320.69	1.985	1.085	4	
7319.99	[O II]	2F	7321.77	6.024	3.293	5	
7329.66	[O II]	2F	7331.33	3.311	1.807	5	
7330.73	[O II]	2F	7332.41	3.133	1.710	5	
7377.83	[Ni II]	2F	7379.55	0.019	0.010	:	
7423.64	N I	3	7425.40	0.026	0.014	:	
7442.30	N I	3	7444.02	0.050	0.027	26	
7468.31	N I	3	7470.14	0.156	0.083	10	
7499.85	He I	1/8	7501.53	0.066	0.035	20	
7706.74	O I	42	7708.80	0.036	0.019	35	
7751.10	[Ar III]	2F	7752.84	4.854	2.500	5	
7782.10	Ca I]		7784.06	0.073	0.038	18	
7790.60	Ar I		7792.83	0.064	0.033	21	
7801.56	[Cr II]		7803.60	0.051	0.026	25	
7816.13	He I	1/7	7817.90	0.106	0.054	14	
7837.85	[Co I]		7839.58	0.105	0.053	14	
7862.75	Fe II]		7864.55	0.023	0.012	:	g
7875.99	[P II]	¹ D- ¹ S	7877.68	0.066	0.033	20	
7959.70	Co II]		7961.62	0.109	0.055	13	g
8046.80	Si I	73	8048.32	0.048	0.024	27	g
8116	He I	4/16	8116.93	0.008	0.004	:	
8150.57	Si I	20	8152.52	0.077	0.038	19	
8184.85	N I	2	8186.78	0.029	0.014	:	
8188.01	N I	2	8189.93	0.078	0.038	18	
8200.36	N I	2	8202.33	0.017	0.008	:	
8210.72	N I	2	8212.65	0.036	0.017	35	
8216.28	N I	2	8218.25	0.085	0.042	16	
8223.14	N I	2	8225.03	0.095	0.046	15	
8243.70	H I	P43	8245.54	0.068	0.033	20	
8245.64	H I	P42	8247.66	0.094	0.045	15	
8247.73	H I	P41	8249.60	0.090	0.044	16	
8249.97	H I	P40	8251.80	0.081	0.039	17	
8252.40	H I	P39	8254.35	0.130	0.063	12	
8255.02	H I	P38	8256.88	0.104	0.050	14	
8257.85	H I	P37	8259.72	0.104	0.050	14	
8260.93	H I	P36	8262.76	0.112	0.054	13	
8264.28	H I	P35	8266.18	0.159	0.077	10	
8266.40	Ar I		8268.32	0.092	0.045	15	
8267.94	H I	P34	8269.78	0.152	0.074	10	
8271.93	H I	P33	8273.63	0.086	0.041	16	d
8276.31	H I	P32	—	—	—	—	c
8281.12	H I	P31	8282.85	0.270	0.130	8	c
8286.43	H I	P30	—	—	—	—	c
8292.31	H I	P29	8294.22	0.177	0.085	9	
8298.83	H I	P28	8300.72	0.252	0.121	8	
8306.11	H I	P27	8307.94	0.286	0.138	7	
8314.26	H I	P26	8316.18	0.301	0.145	7	
8323.42	H I	P25	8325.28	0.339	0.162	7	
8333.78	H I	P24	8335.63	0.434	0.207	6	
8334.75	Fe II]		8336.68	0.190	0.091	9	g
8345.55	H I	P23	8347.42	0.423	0.202	6	
8359.00	H I	P22	8360.80	0.629	0.299	6	
8374.48	H I	P21	8376.33	0.549	0.260	6	
8387.77	Fe I		8389.62	0.095	0.045	15	g
8392.40	H I	P20	8394.24	0.634	0.299	6	
8395.98	Ca I]		8397.84	0.059	0.028	23	c, g
8413.32	H I	P19	8415.20	0.713	0.336	6	c
8437.96	H I	P18	8439.85	0.818	0.383	6	
8446.25	O I	4	8448.41	0.823	0.384	6	
8446.36	O I	4	—	—	—	—	
8446.76	O I	4	8448.93	0.056	0.026	24	

TABLA A.8: Continuación.

λ_0 (Å)	Ión	Multiplete	λ_{obs} (Å)	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	error (%)	Notas
8451.00	He I	6/17	8453.21	0.043	0.020	30	
8459.32	[Cr II]		8461.26	0.193	0.090	9	
8467.25	H I	P17	8469.15	0.936	0.435	6	
	?		8477.02	0.032	0.015	39	
8486.	He I	6/16	8488.26	0.034	0.016	37	
8502.48	H I	P16	8504.33	3.337	1.538	6	c
8518.04	He I	2/8	8520.05	0.076	0.035	18	
8528.99	He I	6/15	8530.87	0.060	0.027	22	c
8665.02	H I	P13	8666.95	2.136	0.947	6	
8680.28	N I	1	8682.31	0.064	0.028	21	
8683.40	N I	1	8685.38	0.152	0.067	11	
8686.15	N I	1	8688.20	0.044	0.020	29	
8703.25	N I	1	8705.22	0.051	0.022	26	c
8711.70	N I	1	8713.75	0.048	0.021	27	
8718.83	N I	1	8720.90	0.029	0.013	:	
8727.13	[C I]		8729.19	0.470	0.205	7	
8733.43	He I	6/12	8735.41	0.074	0.032	18	
8750.47	H I	P12	8752.44	2.672	1.161	6	
8776.77	He I	4/9	8778.70	0.074	0.032	18	
8845.38	He I	6/11	8847.36	0.100	0.043	15	
8850.62	Fe I]		8852.74	0.142	0.060	11	g
8862.79	H I	P11	8864.76	3.597	1.525	6	
8888.71	Fe I]		8890.93	0.082	0.035	17	g
8893.87	V I]		8895.90	0.203	0.086	9	c,g
8914.77	He I	2/7	8916.58	0.062	0.026	22	
8946.05	Fe II]		8948.25	0.088	0.037	16	g
8996.99	He I	6/10	8998.95	0.146	0.060	12	
9014.91	H I	P10	9016.97	4.278	1.764	6	d
9019.14	Fe I]		9021.38	0.235	0.097	9	g
9019.14	Ca I]						
9029.07	Fe I]		9031.34	0.145	0.060	11	g
9063.29	He I	4/8	9065.18	0.222	0.091	9	
9068.90	[S III]	1F	9070.92	55.891	22.855	6	
9094.83	C I		9096.98	0.139	0.056	12	g
9111.83	Ca I]		9113.95	0.048	0.020	27	g
9113.60	Fe I]		9115.67	0.108	0.044	14	g
9123.60	[Cl II]		9125.72	0.225	0.091	9	
9162.65	Ni II]		9164.72	0.047	0.019	28	g
9210.28	He I	6/9	9212.41	0.189	0.076	10	
9226.62	[Fe II]		9228.58	0.088	0.036	16	g
9229.01	H I	P9	9231.11	6.898	2.770	6	
9463.57	He I	1/5	9465.71	0.286	0.113	8	
9504.54	C I]		9506.97	0.127	0.050	12	g
9526.16	He I	6/8	9528.46	0.362	0.143	8	
9530.60	[S III]	1F	9533.12	156.202	61.749	5	
9545.97	H I	P8	9548.13	7.956	3.144	7	d
9702.62	He I	75	9705.23	0.130	0.051	12	c
9824.13	[C I]	1F	9826.49	0.986	0.389	7	
9850.24	[C I]	1F	9852.56	2.766	1.091	7	
9876.67	Fe I]		9879.00	0.233	0.092	9	g
10027.70	He I	6/7	10029.98	0.595	0.235	7	
10049.37	H I	P7	10051.64	17.935	7.086	7	
10286.70	[S II]	3F	10288.95	1.978	0.782	7	
10320.49	[S II]	3F	10322.75	2.235	0.884	7	
10336.41	[S II]	3F	10338.96	3.066	1.212	7	

^a $F(H\beta)=3.703 \times 10^{-13}$ ergs cm⁻² s⁻¹.

^b $I(H\beta)=1.616 \times 10^{-12}$ ergs cm⁻² s⁻¹.

^c Afectada por líneas de emisión telúricas .

^d Afectada por bandas de absorción atmosférica.

^e Afectada por transferencia de carga en la CCD.

^f Solapada con una línea desconocida.

^g Identificación dudosa.

APÉNDICE B :

Condiciones Físicas y Abundancias Químicas.

En este apéndice se recogen las tablas con las determinaciones de las condiciones físicas, el parámetro t^2 y las abundancias químicas a partir de LEC y LR en nuestra muestra de regiones H II Galácticas.

TABLA B.1 Parámetro t^2 .

Método	M16	M8	M17	M20
O ⁺ (R/C)	—	0.031±0.017	0.109:	0.032±0.020
O ⁺⁺ (R/C)	0.046±0.007	0.045±0.005	0.034±0.005	0.038±0.016
C ⁺⁺ (R/C)	—	0.035±0.005	—	—
Ne ⁺⁺ (R/C)	—	—	—	—
He ⁺	0.017±0.013	0.046±0.009	0.027±0.014	0.017±0.010
Bac/Pac-LEC	0.045±0.014	0.022±0.015	0.035±0.021	0.049±0.019
Adoptado	0.039±0.006	0.040±0.004	0.033±0.005	0.029±0.007
Método	NGC 3576	ORION	NGC 3603	S 311
O ⁺ (R/C)	—	0.063±0.029	—	—
O ⁺⁺ (R/C)	0.038±0.006	0.020±0.002	0.042±0.009	0.040 ± 0.008
C ⁺⁺ (R/C)	—	0.039±0.011	—	—
Ne ⁺⁺ (R/C)	0.036 ^{+0.014} _{-0.024}	0.034±0.014	—	—
He ⁺	0.023±0.019	0.022±0.002	0.032±0.014	0.034 ± 0.010
Bac/Pac-LEC	0.037±0.012	0.016±0.014	0.056±0.023	0.009:
Adoptado	0.038±0.009	0.022±0.002	0.040±0.008	0.038 ± 0.007

TABLA B.2 Condiciones Físicas.

Parámetro	Línea	M16	M8	M17	M20	
n_e (cm ⁻³)	[N I] ($\lambda 5198$)/($\lambda 5200$)	1100 ⁺⁷⁵⁰ ₋₄₀₀	1600 ⁺⁷⁵⁰ ₋₄₇₀	1200 ⁺¹²⁵⁰ ₋₅₀₀	560 ⁺³⁴⁰ ₋₂₂₀	
	[O II] ($\lambda 3726$)/($\lambda 3729$)	1050 \pm 250	1800 \pm 800	480 \pm 150	240 \pm 70	
	[S II] ($\lambda 6716$)/($\lambda 6731$)	1390 \pm 550	1600 \pm 450	500 \pm 220	320 \pm 130	
	[Fe III]	540 ^{+>1000} ₋₅₀₀	2600 \pm 1450	430 ^{+>1000} ₋₄₀₀	560 \pm 390	
	[Cl III] ($\lambda 5518$)/($\lambda 5538$)	1370 \pm 1000	2100 \pm 700	270 ⁺⁶³⁰ ₋₂₇₀	350 ⁺⁷⁸⁰ ₋₃₅₀	
	[Ar IV] ($\lambda 4711$)/($\lambda 4740$)	—	2450:	>800	—	
	n_e (adoptada)	1120 \pm 220	1800 \pm 350	470 \pm 120	270 \pm 60	
	T_e (K)	[O I]	—	—	—	—
		[C I]	—	—	—	—
[N II] ($\lambda 6548$ + $\lambda 6583$)/($\lambda 5755$) ^a		8450 \pm 270	8470 \pm 180	8950 \pm 380	8500 \pm 240	
[S II] ($\lambda 6716$ + $\lambda 6731$)/($\lambda 4069$ + $\lambda 4076$)		7520 \pm 430	7220 \pm 300	7100 \pm 750	6950 \pm 350	
[O II] ($\lambda 3726$ + $\lambda 3729$)/($\lambda 7320$ + $\lambda 7330$) ^a		8260 \pm 400	8700 \pm 350	8750 \pm 550	8275 \pm 400	
T_e (baja)		8350 \pm 200	8500 \pm 150	8870 \pm 300	8400 \pm 200	
[O III] ($\lambda 4959$ + $\lambda 5007$)/($\lambda 4363$)		7650 \pm 250	8090 \pm 140	8020 \pm 170	7800 \pm 300	
[Ar III] ($\lambda 7136$ + $\lambda 7751$)/($\lambda 5192$)		—	7550 \pm 420	8380 \pm 570	8730 \pm 920 ^b	
[S III] ($\lambda 9069$ + $\lambda 9532$)/($\lambda 6312$)		8430 \pm 450	8600 \pm 300 ^c	8110 \pm 400	8300 \pm 400	
T_e (alta)		7850 \pm 220	8150 \pm 120	8050 \pm 150	7980 \pm 250	
T_e (OII+III)		8180 \pm 300	8570 \pm 200	8200 \pm 200	8230 \pm 350	
He II		7300 \pm 350	7500 \pm 200	7450 \pm 200	7650 \pm 300	
Decremento Balmer		5450 \pm 820	7100 \pm 1100	—	6000 \pm 1300	
Decremento Paschen		7200 \pm 1300	7750 \pm 900	6500 \pm 1000	5700 \pm 1300	
Parámetro		Línea	NGC 3576	ORION	NGC 3603	S 311
n_e (cm ⁻³)	[N I] ($\lambda 5198$)/($\lambda 5200$)	—	1700 \pm 600	4000:	590 ⁺²⁶⁰ ₋₂₀₀	
	[O II] ($\lambda 3726$)/($\lambda 3729$)	1900 \pm 400	6300 ⁺²⁸⁰⁰ ₋₁₆₀₀	3000 \pm 1000	260 \pm 110	
	[S II] ($\lambda 6716$)/($\lambda 6731$)	1300 ⁺⁵⁰⁰ ₋₃₀₀	6500 ⁺²⁰⁰⁰ ₋₁₂₀₀	4150 ⁺³³⁵⁰ ₋₁₆₅₀	360 ⁺¹⁴⁰ ₋₁₂₀	
	[Fe III]	3100 \pm 1300	9300 \pm 2700	1330:	390 \pm 220	
	[Cl III] ($\lambda 5518$)/($\lambda 5538$)	3500 ⁺⁹⁰⁰ ₋₇₀₀	9400 ⁺¹²⁰⁰ ₋₇₀₀	5600 ⁺³⁹⁰⁰ ₋₂₄₀₀	550 ⁺⁶⁵⁰ ₋₅₅₀	
	[Ar IV] ($\lambda 4711$)/($\lambda 4740$)	4500 ⁺²⁶⁰⁰ ₋₁₈₀₀	6800 ⁺¹¹⁰⁰ ₋₁₀₀₀	\leq 4000	—	
	n_e (adoptada)	2300 \pm 300	7800 \pm 600	3400 \pm 850	310 \pm 80	
	T_e (K)	[O I]	—	8000:	—	—
		[C I]	—	>10000	—	—
[N II] ($\lambda 6548$ + $\lambda 6583$)/($\lambda 5755$) ^a		8500 \pm 200	10150 \pm 350	11050 \pm 800	9500 \pm 250	
[S II] ($\lambda 6716$ + $\lambda 6731$)/($\lambda 4069$ + $\lambda 4076$)		8400 ⁺³⁵⁰ ₋₆₀₀	9050 \pm 800	11050 ⁺³⁵⁵⁰ ₋₂₀₅₀	7200 ⁺⁷⁵⁰ ₋₆₀₀	
[O II] ($\lambda 3726$ + $\lambda 3729$)/($\lambda 7320$ + $\lambda 7330$) ^a		8050 \pm 450	8700 \pm 500	12350 \pm 1250	9800 \pm 600	
T_e (baja)		8400 \pm 200	9600 \pm 300	11400 \pm 700	9550 \pm 250	
[O III] ($\lambda 4959$ + $\lambda 5007$)/($\lambda 4363$)		8500 \pm 50	8300 \pm 40	9060 \pm 200	9000 \pm 200	
[Ar III] ($\lambda 7136$ + $\lambda 7751$)/($\lambda 5192$)		8600 ⁺⁴⁵⁰ ₋₃₅₀	8300 \pm 400	—	8800 ⁺⁷⁰⁰ ₋₈₅₀	
[S III] ($\lambda 9069$ + $\lambda 9532$)/($\lambda 6312$)		8750 \pm 550	9700 ⁺⁸⁰⁰ ₋₁₂₀₀	8800 \pm 500 ^c	9300 \pm 350 ^c	
T_e (alta)		8500 \pm 50	8320 \pm 40	9030 \pm 200	9050 \pm 200	
T_e (OII+III)		—	8430 \pm 130	9600 \pm 200	9600 \pm 450	
He II		6800 \pm 400	7950 \pm 200	8480 \pm 200	8750 \pm 500	
Decremento Balmer		6650 \pm 750	7900 \pm 600	—	9500 \pm 900	
Decremento Paschen		6700 \pm 900	8100 \pm 1400	6900 \pm 1100	8700 \pm 1100	

^a Se ha tenido en cuenta la contribución por recombinación a las líneas aurales (ver texto)

^b La línea [Ar III] $\lambda 7751$ está solapada con una línea de cielo.

^c Líneas de [S III] $\lambda 9069$ o $\lambda 9530$ afectadas ligeramente por bandas de absorción atmosférica.

TABLA B.3 Abundancia de He⁺.

Línea	He ⁺ /H ⁺ ^a			
	M16	M8	M17	M20
3819.61	827±50	673±54	950±95	731±44
3888.65	—	—	—	695±21
3964.73	797±32	733±59	897±45	749±30
4026.21	834±25	699±56	955±38	756±22
4387.93	777±31	679±20	918±55	678±41
4471.09	758±23	662±20	904±27	690±21
4713.14	794±32	617±19	952±57	674±40
4921.93	757±23	670±20	896±27	723±22
5875.64	761±23	639±19	880±26	672±19
6678.15	751±30	666±20	924±37	702±28
7065.28	781±39	673±20	905±45	703±28
7281.35	831±41	666±20	884±44	787±39
Adoptada ^b	781±12	662±9	910±14	711±10
τ_{3889}	2.99±0.85	8.28±0.60	7.80±0.78	2.09±0.49
Parámetro χ^2	8.3	8.5	3.6	15.1

Línea	He ⁺ /H ⁺ ^a			
	NGC 3576	ORION	NGC 3603	S 311
3819.61	875±70	911±27	1014±314	775±54
3888.65	901±54	860±26	—	759±30
3964.73	876±53	868±26	820±90	825±33
4026.21	887±53	914±27	1043±63	818±33
4387.93	881±53	861±17	1067±107	837±34
4471.09	1044±42	852±9	998±30	792±24
4713.14	1019±41	884±9	1001±70	821±33
4921.93	853±34	886±9	926±37	800±32
5875.64	730±29	907±27	921±37	780±31
6678.15	841±101	912±55	911±46	793±32
7065.28	923±111	626±44	956±57	770±38
7281.35	940±132	738±59	957±57	835±42
Adoptada ^b	902±18	874±6	961±17	795±9
τ_{3889}	~12.4	~16.7	12.12±1.00	2.52±0.44
Parámetro χ^2	~24	~45	9.6	8.2

^a En unidades de 10^{-4} . Los errores corresponden a las incertidumbres en las intensidades de las líneas.

^b Incluye todas las incertidumbres relacionadas con las intensidades de las líneas, n_e , τ_{3889} and t^2 .

TABLA B.4 Abundancias iónicas de metales pesados a partir de LECs.

12 + log(X ⁺ⁱ /H ⁺)								
Ión	M16		M8		M17		M20	
	t ² = 0.000	t ² = 0.039	t ² = 0.000	t ² = 0.040	t ² = 0.000	t ² = 0.033	t ² = 0.000	t ² = 0.029
N ⁰	6.15±0.06	6.33±0.07	5.81±0.05	5.99±0.06	5.57±0.07	5.70±0.07	5.90±0.07	6.03±0.08
N ⁺	7.71±0.05	7.88±0.06	7.50±0.03	7.67±0.04	6.82±0.10	6.94±0.10	7.55±0.04	7.67±0.05
O ⁰	7.23±0.05	7.40±0.06	6.40±0.03	6.57±0.04	6.87±0.07	7.00±0.07	6.60±0.05	6.72±0.06
O ⁺	8.47±0.08	8.66±0.09	8.39±0.06	8.58±0.07	7.84±0.09	7.98±0.09	8.46±0.07	8.59±0.08
O ⁺⁺	7.85±0.07	8.18±0.10	7.86±0.03	8.18±0.07	8.41±0.04	8.67±0.06	7.67±0.08	7.90±0.10
Ne ⁺⁺	7.01±0.07	7.38±0.10	6.95±0.05	7.30±0.07	7.64±0.04	7.93±0.07	6.55±0.09	6.80±0.11
S ⁺	6.32±0.05	6.49±0.06	5.93±0.04	6.10±0.07	5.44±0.05	5.56±0.06	6.17±0.05	6.29±0.06
S ⁺⁺	6.84±0.06	7.22±0.10	6.89±0.03	7.25±0.07	6.90±0.04	7.19±0.06	6.79±0.06	7.09±0.10
Cl ⁺	4.77±0.05	4.91±0.07	4.53±0.04	4.66±0.06	3.95 ^{+0.09} _{-0.12}	4.06 ^{+0.09} _{-0.12}	4.75±0.05	4.85±0.07
Cl ⁺⁺	5.04±0.06	5.36±0.08	5.02±0.04	5.32±0.06	5.04±0.04	5.29±0.06	4.99±0.07	5.21±0.08
Cl ³⁺	—	—	—	—	3.15:	3.35:	—	—
Ar ⁺⁺	6.25±0.05	6.53±0.08	6.21±0.03	6.48±0.05	6.35±0.04	6.57±0.06	6.17±0.06	6.36±0.08
Ar ³⁺	3.89±0.22	4.23±0.23	3.69±0.09	4.01±0.10	4.15 ^{+0.12} _{-0.18}	4.42 ^{+0.13} _{-0.18}	4.01±0.18	4.24±0.19
Fe ⁺	4.62:	4.78:	4.61:	4.77:	4.05:	4.17:	4.51:	4.62:
Fe ⁺⁺	5.07±0.04	5.41±0.08	5.58±0.04	5.91±0.06	5.24±0.06	5.51±0.08	5.23±0.10	5.47±0.12
Fe ³⁺	—	—	—	—	—	—	—	—

12 + log(X ⁺ⁱ /H ⁺)								
Ión	NGC 3576		ORION		NGC 3603		S 311	
	t ² = 0.000	t ² = 0.038	t ² = 0.000	t ² = 0.022	t ² = 0.000	t ² = 0.040	t ² = 0.000	t ² = 0.038
N ⁰	—	—	5.69±0.06	5.76±0.06	5.55±0.11	5.65±0.11	5.74 ± 0.06	5.88 ± 0.07
N ⁺	7.09±0.06	7.25±0.07	6.97±0.09	7.03±0.09	6.45±0.07	6.55±0.07	7.25 ± 0.05	7.38 ± 0.06
O ⁰	6.35±0.04	6.51±0.06	6.22±0.05	6.28±0.05	6.32±0.09	6.42±0.09	6.74 ± 0.06	6.87 ± 0.06
O ⁺	8.21±0.07	8.38±0.08	7.93±0.15	8.00±0.15	7.42±0.11	7.52±0.11	8.26 ± 0.07	8.40 ± 0.08
O ⁺⁺	8.35±0.03	8.63±0.08	8.42±0.01	8.58±0.03	8.42±0.05	8.68±0.08	7.81 ± 0.04	8.05 ± 0.06
Ne ⁺⁺	7.61±0.09	7.91±0.12	7.67±0.07	7.84±0.07	7.72±0.05	8.00±0.08	6.81 ± 0.05	7.07 ± 0.07
S ⁺	5.75±0.08	5.91±0.09	5.44±0.06	5.50±0.06	5.08±0.10	5.17±0.10	6.03 ± 0.05	6.15 ± 0.06
S ⁺⁺	6.86±0.10	7.17±0.10	6.95±0.04	7.12±0.05	6.83±0.04	7.11±0.09	6.68 ± 0.07	6.95 ± 0.09
Cl ⁺	4.13±0.08	4.26±0.08	3.80±0.11	3.85±0.11	3.46±0.07	3.54±0.07	4.56 ± 0.05	4.67 ± 0.05
Cl ⁺⁺	4.95±0.06	5.21 ^{+0.10} _{-0.08}	5.13±0.02	5.28±0.02	5.07±0.05	5.31±0.08	4.85 ± 0.05	5.08 ± 0.05
Cl ³⁺	3.21±0.07	3.42±0.09	3.66±0.12	3.78±0.12	3.86±0.04	4.06±0.07	—	—
Ar ⁺⁺	6.34±0.05	6.57±0.08	6.37±0.05	6.50±0.05	6.35±0.04	6.56±0.07	6.08 ± 0.04	6.28 ± 0.06
Ar ³⁺	4.20±0.07	4.48±0.10	4.59±0.03	4.75±0.04	4.85±0.06	5.11±0.08	3.42 ^{+0.18} _{-0.30}	3.66 ^{+0.18} _{-0.30}
Fe ⁺	4.61:	4.76:	4.54:	4.60:	4.04:	4.13:	4.25:	4.37:
Fe ⁺⁺	5.57±0.05	5.85±0.09	5.43±0.06	5.59±0.06	5.24±0.06	5.50±0.09	5.05 ± 0.06	5.30 ± 0.08
Fe ³⁺	5.71 ^{+0.17} _{-0.29}	5.95 ^{+0.17} _{-0.29}	5.65 ^{+0.19} _{-0.30}	5.78 ^{+0.19} _{-0.30}	—	—	—	—

TABLA B.5 Abundancias totales

12 + log(X/H)								
	M16		M8		M17		M20	
	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.039$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.040$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.033$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.029$
He	11.01±0.02	10.97±0.02	10.87±0.01	10.85±0.01	10.97±0.01	10.97±0.01	10.95±0.06	10.92±0.06
C ^a	8.85±0.10	8.85±0.10	8.61/8.69±0.09	8.69/8.69±0.09	8.77±0.04	8.77±0.04	8.66±0.11	8.66±0.11
N	7.84±0.06	8.07±0.12	7.72±0.03	7.96±0.06	7.62±0.12	7.87±0.13	7.67±0.05	7.83±0.07
O	8.56±0.07	8.78±0.07	8.51±0.05	8.73±0.05	8.51±0.04	8.75±0.05	8.53±0.06	8.67±0.07
O ^b	8.70±0.06	8.70±0.06	8.71±0.05	8.71±0.05	8.89±0.04	8.89±0.04	8.71±0.09	8.71±0.09
O ^c	8.81±0.07	8.81±0.07	8.71±0.04	8.71±0.04	8.76±0.04	8.76±0.04	8.69±0.10	8.69±0.10
Ne ^d	7.86±0.15	8.08±0.17	7.81±0.12	8.03±0.13	7.74±0.07	8.01±0.09	7.83±0.16	7.97±0.18
S	6.96±0.05	7.29±0.08	6.94±0.03	7.28±0.06	7.01±0.04	7.33±0.06	6.88±0.05	7.12±0.09
Cl ^e	5.23±0.04	5.49±0.07	5.14±0.04	5.41±0.06	5.08±0.04	5.32±0.06	5.19±0.05	5.37±0.06
Ar	6.70±0.06	6.84±0.08	6.52±0.05	6.69±0.06	6.39±0.06	6.59±0.07	6.65±0.07	6.70±0.09
Fe ^f	5.17±0.11	5.53±0.13	5.69±0.09	6.04±0.10	5.87±0.13	6.22±0.15	5.31±0.13	5.56±0.15
Fe ^g	5.20±0.06	5.51±0.07	5.62±0.04	5.94±0.06	5.27±0.06	5.52±0.08	5.31±0.09	5.52±0.10

12 + log(X/H)								
	NGC 3576		ORION		NGC 3603		S 311	
	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.038$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.022$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.040$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.038$
He	10.97±0.03	10.96±0.04	10.95±0.004	10.95±0.004	10.99±0.01	10.99±0.01	10.99±0.02	10.97±0.02
C ^a	8.61±0.08	8.61±0.08	8.43±0.04	8.43±0.04	8.51±0.07	8.51±0.07	8.37±0.10	8.37±0.10
N	7.57±0.06	7.81±0.07	7.73±0.09	7.87±0.09	7.62±0.13	7.89±0.14	7.43±0.06	7.61±0.07
O	8.59±0.03	8.82±0.07	8.54±0.03	8.68±0.04	8.46±0.05	8.71±0.07	8.39±0.05	8.56±0.06
O ^b	8.74±0.06	8.74±0.06	8.71±0.03	8.71±0.03	—	—	—	—
O ^c	8.82±0.06	8.82±0.06	8.67±0.03	8.67±0.03	8.72±0.05	8.72±0.05	8.57±0.05	8.57±0.05
Ne ^d	7.85±0.10	8.11±0.12	7.79±0.07	7.94±0.07	7.76±0.08	8.03±0.11	7.79±0.13	7.98±0.14
S	6.92±0.10	7.23±0.10	7.04±0.04	7.23±0.04	7.04±0.05	7.36±0.08	6.77±0.06	7.02±0.08
Cl ^e	5.02±0.05	5.27±0.07	5.14±0.04	5.29±0.04	5.11±0.05	5.34±0.07	5.03±0.06	5.22±0.07
Ar	6.44±0.06	6.65±0.09	6.50±0.06	6.63±0.06	6.37±0.06	6.58±0.08	6.43±0.06	6.56±0.07
Fe ^f	5.89±0.21	6.23±0.10	5.96±0.16	6.18±0.14	6.14±0.16	6.53±0.19	5.17±0.11	5.44±0.13
Fe ^g	5.97 ^{+0.11} _{-0.15}	6.22±0.12	5.88±0.12	6.02±0.12	5.27±0.06	5.52±0.09	5.11±0.06	5.35±0.08

^a Para M8 y Orión, ICF a partir de medidas de CII] $\lambda 2525$ Å/ICF a partir de los modelos de Garnett et al. (1999)

^b Valores de O⁺/H⁺ y O⁺⁺/H⁺ a partir de LRs de O I y O II

^c Valores de O⁺/H⁺ a partir de LECs de [O II] y $t^2 > 0.00$. Valores de O⁺⁺/H⁺ a partir de LRs de O II

^d ICF de Peimbert y Costero (1969) para M17, NGC 3576 y NGC 3603. ICF de Torres-Peimbert y Peimbert (1977) para M16, M8, M20 y S 311

^e Cl/H=Cl⁺/H⁺ + Cl⁺⁺/H⁺ para M16, M8, M20, y S 311. Cl/H=Cl⁺/H⁺ + Cl⁺⁺/H⁺ + Cl⁺³/H⁺ para M17, NGC 3576, Orión y NGC 3603.

^f ICF a partir de la ecuación (2) de Rodríguez y Rubin (2005)

^g Fe/H=Fe⁺/H⁺ + Fe⁺⁺/H⁺ para M16, M8, M17, M20, NGC 3603 y S 311. Fe/H=Fe⁺/H⁺ + Fe⁺⁺/H⁺ + Fe⁺³/H⁺ para NGC 3576 y Orión.

TABLA B.6 Cociente C^{++}/H^+ a partir de líneas de recombinación^a.

Mult	Trans	λ_0 (Å)	$I(\lambda)/I(H\beta)$ ($\times 10^{-2}$)	C^{++}/H^+ ($\times 10^{-5}$)	
				A	B
M16					
2	$3s^2S-3p^2P^0$	6578.05 ^b	0.310±0.019	365±22	60±4
3	$3p^2P^0-3d^2D$	7231.34	0.096±0.007	1606±117	23±2
		7236.42	0.178±0.012	1656±112	23±2
		Suma		1638±81	23±1
4	$3p^2P^0-4s^2S$	3918.98	0.138±0.018	2840±369	900±117
		3920.68	0.162±0.019	1660±199	525±63
		Suma		2060±175	650±55
6	$3d^2D-4f^2F^0$	4267.26	0.272±0.019	25±2	25±2
17.02	$4f^2F^0-5g^2G$	9903.46	0.037±0.005 ^e	13±2	—
17.04	$4f^2F^0-6g^2G$	6461.95	0.032±0.012	28±10	—
adoptado				25±2	
M8					
2	$3s^2S-3p^2P^0$	6578.05 ^b	0.262±0.008	300±9	50±2
3	$3p^2P^0-3d^2D$	7231.34	0.074±0.004	1241±67	18±1
		7236.42	0.112±0.004	1045±37	15±1
		Suma		1115±32	16±1
4	$3p^2P^0-4s^2S$	3918.98	0.062±0.007	1210±137	385±43
		3920.68	0.133±0.008	1290±78	410±25
		Suma		1260±68	400±22
6	$3d^2D-4f^2F^0$	4267.26	0.222±0.009	20±1	20±1
16.04	$4d^2D-6f^2F^0$	6151.43	0.009±0.003	21±7	—
17.02	$4f^2F^0-5g^2G$	9903.46	0.048±0.003	18±1	—
17.04	$4f^2F^0-6g^2G$	6461.95	0.025±0.004	22±4	—
17.06	$4f^2F^0-7g^2G$	5342.40	0.011±0.004	19±7	—
adoptado				20±1	
M17					
2	$3s^2S-3p^2P^0$	6578.05	0.358±0.018	410±20	69±3
3	$3p^2P^0-3d^2D$	7231.34	0.129±0.009	2162±151	31±2
		7236.42	0.193±0.012	1800±112	26±2
		Suma		1929±90	27±1
4	$3p^2P^0-4s^2S$	3918.98	0.043:	820:	260:
		3920.68	0.086±0.023	826±223	264±71
		Suma		825±200	263±62
6	$3d^2D-4f^2F^0$	4267.26	0.580±0.035	54±3	53±3
16.04	$4d^2D-6f^2F^0$	6151.43	0.018±0.005	41±11	—
17.02	$4f^2F^0-5g^2G$	9903.46 ^c	0.196±0.016	68±3	—
17.04	$4f^2F^0-6g^2G$	6461.95	0.050±0.007	44±6	—
adoptado				48±3	

TABLA B.6 Cociente C^{++}/H^+ a partir de líneas de recombinación^a (continuación).

Mult	Trans	λ_0 (Å)	$I(\lambda)/I(H\beta)$ ($\times 10^{-2}$)	C^{++}/H^+ ($\times 10^{-5}$)	
				A	B
M20					
2	$3s^2S-3p^2P^0$	6578.05 ^b	0.356 \pm 0.021	410 \pm 25	68 \pm 4
3	$3p^2P^0-3d^2D$	7231.34	0.075 \pm 0.007	1256 \pm 117	18 \pm 2
		7236.42	0.126 \pm 0.009	1174 \pm 84	17 \pm 2
		Suma		1203 \pm 81	17 \pm 1
4	$3p^2P^0-4s^2S$	3918.98	0.094 \pm 0.019	1884 \pm 377	595 \pm 119
		3920.68	0.141 \pm 0.020	1420 \pm 199	450 \pm 63
		Suma		1575 \pm 176	500 \pm 56
6	$3d^2D-4f^2F^0$	4267.26	0.170 \pm 0.020	15 \pm 2	15\pm2
17.02	$4f^2F^0-5g^2G$	9903.46	0.066:	24:	—
17.04	$4f^2F^0-6g^2G$	6461.95	0.043 \pm 0.011 ^d	38 \pm 10	—
adoptado				15\pm2	
NGC 3576					
2	$3s^2S-3p^2P^0$	6578.05 ^b	0.224 \pm 0.013	270 \pm 16	46 \pm 3
3	$3p^2P^0-3d^2D$	7231.34	0.093 \pm 0.007	1566 \pm 110	22 \pm 2
		7236.42	0.148 \pm 0.010	1387 \pm 97	20 \pm 1
		7237.17	0.019 \pm 0.002	1598 \pm 160	23 \pm 2
		Suma		1461 \pm 66	21 \pm 1
4	$3p^2P^0-4s^2S$	3918.98	0.055 \pm 0.008	1247 \pm 175	401 \pm 56
		3920.68	0.100 \pm 0.009	1312 \pm 118	422 \pm 38
		Suma		1290 \pm 98	415 \pm 31
6	$3d^2D-4f^2F^0$	4267.26	0.295 \pm 0.012	27 \pm 1	27\pm1
16.04	$4d^2D-6f^2F^0$	6151.43	0.012 \pm 0.004	27\pm8	26 \pm 8
17.02	$4f^2F^0-5g^2G$	9903.46	0.080 \pm 0.009	29\pm3	—
17.04	$4f^2F^0-6g^2G$	6461.95	0.032 \pm 0.005	28\pm4	—
17.06	$4f^2F^0-7g^2G$	5342.40	0.012:	20:	—
adoptado				28\pm4	
ORION					
2	$3s^2S-3p^2P^0$	6578.05	0.29 \pm 0.02	330 \pm 20	56 \pm 3
3	$3p^2P^0-3d^2D$	7231.34	0.073 \pm 0.007	1226 \pm 118	17 \pm 2
		7236.42	0.243 \pm 0.019	2271 \pm 178	32 \pm 3
		Suma		1898 \pm 98	27 \pm 2
4	$3p^2P^0-4s^2S$	3918.98	0.068 \pm 0.007	1273 \pm 131	408 \pm 42
		3920.68	0.143 \pm 0.009	1340 \pm 84	429 \pm 27
		Suma		1318 \pm 71	422 \pm 23
6	$3d^2D-4f^2F^0$	4267.26	0.24 \pm 0.01	22 \pm 1	22\pm1
16.04	$4d^2D-6f^2F^0$	6151.43	0.009 \pm 0.003	20\pm7	20 \pm 7
17.02	$4f^2F^0-5g^2G$	9903.46	0.052 \pm 0.008	19\pm3	—
17.04	$4f^2F^0-6g^2G$	6461.95	0.025 \pm 0.004	21\pm3	—
17.06	$4f^2F^0-7g^2G$	5342.40	0.013 \pm 0.004	23\pm7	—
adoptado				22\pm1	

TABLA B.6 Cociente C^{++}/H^{+} a partir de líneas de recombinación^a (continuación).

Mult	Trans	λ_0 (Å)	$I(\lambda)/I(H\beta)$ ($\times 10^{-2}$)	C^{++}/H^{+} ($\times 10^{-5}$)	
				A	B
NGC 3603					
2	$3s^2S-3p^2P^0$	6578.05 ^b	0.250 \pm 0.023	260 \pm 20	47 \pm 4
3	$3p^2P^0-3d^2D$	7231.34	0.086 \pm 0.006	1452 \pm 101	21 \pm 1
		7236.42	0.179 \pm 0.011	1682 \pm 103	24 \pm 1
	Suma			1600 \pm 72	23 \pm 1
6	$3d^2D-4f^2F^0$	4267.26	0.325 \pm 0.059	31 \pm 6	30\pm5
17.02	$4f^2F^0-5g^2G$	9903.46 ^c	0.111 \pm 0.010	43 \pm 4	—
adoptado				30\pm5	
S 311					
2	$3s^2S-3p^2P^0$	6578.05 ^b	0.121 \pm 0.015	129 \pm 15	23 \pm 3
3	$3p^2P^0-3d^2D$	7231.12	0.038 \pm 0.007	659 \pm 121	9 \pm 2
4	$3p^2P^0-4s^2S$	3920.68	0.046 \pm 0.012	400 \pm 100	130 \pm 30
6	$3d^2D-4f^2F^0$	4267.26	0.108 \pm 0.013	10 \pm 1	10\pm1
adoptado				10\pm1	

^a Coeficientes de recombinación de Davey et al. (2000).

^b Afectada por líneas telúricas.

^c Solapada con una línea desconocida.

^d Afectada por reflexiones internas o por transferencia de carga en la CCD.

^e Afectada por bandas de absorción atmosférica.

TABLA B.7 Cociente O^+/H^+ a partir de líneas de recombinación^a.

Mult	Trans	λ_0 (Å)	$I(\lambda)/I(H\beta)$ ($\times 10^{-2}$)	O^+/H^+ ($\times 10^{-5}$)	
				A	B
M16					
1	$3s^5S^0-3p^5P$	7771.94 ^b	0.026±0.006	34±8/26±6	—
4	$3s^3S^0-3p^3P$	8446.48	0.482±0.034	2717±190/1849±129	546±38/413±29
adoptado				30±7^c	
M8					
1	$3s^5S^0-3p^5P$	7771.94	0.029±0.003	39±4/30±3	—
4	$3s^3S^0-3p^3P$	8446.48	0.433±0.017	2454±96/1657±65	493±9/372±15
adoptado				34±5	
M17					
1	$3s^5S^0-3p^5P$	7771.94 ^b	0.025±0.005	33±7/25±5	—
4	$3s^3S^0-3p^3P$	8446.48	0.156±0.011	890±62/593±42	179±13/134±9
adoptado				29±6^c	
M20					
1	$3s^5S^0-3p^5P$	7771.94	0.036±0.006	47±8/36±6	—
4	$3s^3S^0-3p^3P$	8446.48	0.362±0.018	2052±103/1383±69	412±21/311±16
adoptado				42±7	
NGC 3576					
1	$3s^5S^0-3p^5P$	7771.94 ^b	0.011±0.001	15±1/11±1	—
		7774.17 ^b	0.056±0.004	103±8/80±6	—
4	$3s^3S^0-3p^3P$	8446.48	0.638±0.057	3641±328/2425±218	730±66/548±49
adoptado				13±3^c	
ORION					
1	$3s^5S^0-3p^5P$	7771.94 ^b	0.016:	21:/16:	—
		7775.34	0.006±0.001	16±3/12±2	—
4	$3s^3S^0-3p^3P$	8446.48	0.882±0.0106	5100±600/3300±400	1000±100/760±90
5	$3s^3S^0-4p^3P$	4368.19	0.073±0.007	880±80	180±20
10	$3p^5P-4d^3D^0$	6155.98	0.005:	71:	70:
20	$3p^3P-5s^3S^0$	7254.40	0.106±0.008	7300±600	2300±200
21	$3p^3P-4d^3D^0$	7002.10	0.086±0.007	420±30	390±30
22	$3p^3P-6s^3S^0$	6046.40	0.089±0.006	11500±800	5200±400
23	$3p^3P-5d^3D^0$	5958.39	0.038±0.005	320±40	310±40
24	$3p^3P-7s^3S^0$	5554.83	0.025±0.004	—	3900±700
25	$3p^3P-6d^3D^0$	5512.77	0.024±0.004	340±60	330±60
26	$3p^3P-8s^3S^0$	5298.89	0.028±0.005	—	11000±2000
27	$3p^3P-7d^3D^0$	5274.97	0.011±0.003	—	250±80
adoptado				14±4^c	

TABLA B.7 Cociente O^+/H^+ a partir de líneas de recombinación^a (continuación).

Mult	Trans	λ_0 (Å)	$I(\lambda)/I(H\beta)$ ($\times 10^{-2}$)	O^+/H^+ ($\times 10^{-5}$)	
				A	B
NGC 3603					
1	$3s^5S^0-3p^5P$	7771.94	—	—	—
4	$3s^3S^0-3p^3P$	8446.48	0.196 ± 0.014	$1165 \pm 82 / 728 \pm 51 /$	$2325 \pm 163 / 171 \pm 12$
		adoptado		—	
S 311					
1	$3s^5S^0-3p^5P$	7771.94	—	—	—
4	$3s^3S^0-3p^3P$	8446.48	0.384 ± 0.023	$2230 \pm 134 / 1450 \pm 87$	$4450 \pm 267 / 3320 \pm 199$
		adoptado		—	

^a Donde haya dos valores, los coeficientes de recombinación son de Escalante y Victor (1992)/Pequignot et al. (1991). En el resto, coeficientes de recombinación de Escalante y Victor (1992).

^b Afectada por líneas telúricas.

^c Estimación incierta (ver texto).

TABLA B.8 Cociente O^{++}/H^+ a partir de líneas de recombinación^a.

Mult	Trans	λ_0 (Å)	$I(\lambda)/I(H\beta)$ ($\times 10^{-2}$)	O^{++}/H^+ ($\times 10^{-5}$)		
				A	B	C
M16						
1 ^b	3s ⁴ P-3p ⁴ D ⁰	4638.85	0.040±0.010	37±9/24±6	35±9/23±6	—
		4641.81	0.034±0.010	13±3/15±4	13±3/14±4	—
		4649.14	0.056±0.011	12±2/20±4	11±2/19±4	—
		4650.84	0.050±0.011	49±11/28±6	47±11/27±6	—
		4661.64	0.038±0.010	31±8/20±5	30±8/19±5	—
		4673.73	—	—	—	—
		4676.24	—	—	—	—
		4696.36	—	—	—	—
		Suma	—	21±2	20±2	—
		adoptado	—	—	20±2	—
M8						
1 ^b	3s ⁴ P-3p ⁴ D ⁰	4638.85	0.034±0.005	31±4/21±3	30±4/20±3	—
		4641.81	0.043±0.005	16±2/18±2	16±2/17±2	—
		4649.14	0.041±0.005	9±1/13±2	8±1/13±2	—
		4650.84	0.032±0.005	31±5/19±2	30±5/18±2	—
		4661.64	0.036±0.005	29±4/20±3	28±4/19±2	—
		4673.73	—	—	—	—
		4676.24	0.016±0.004	18±5/19±4	17±5/19±4	—
		4696.36	—	—	—	—
		Suma	—	18±1	17±1	—
		adoptado	—	—	17±1	—
2	3s ⁴ P-3p ⁴ P ⁰	4317.14	0.011±0.004	22±8	16±6	—
		4319.55	0.008:	15:	11:	—
		4345.56 ^b	0.022±0.005	41±9	29±6	—
		4349.43	0.020±0.005	14±3	10±2	—
		4366.89	0.015±0.004	25±7	18±5	—
		Suma	—	19±3	13±1	—
		4069.62	0.064±0.008	25±3/25±3	—	—
		4069.89	—	—	—	—
		4072.15	0.031±0.006	13±2/13±2	—	—
		4075.86	—	—	—	—
Suma	—	20±1/20±1	—	—		
15 ^e	3s ² D-3p ² F ⁰	4590.97	0.005:	29:	29:	—
Suma	—	29:	29:	—		
19 ^d	3p ⁴ P ⁰ -3d ⁴ P	4121.48	0.012±0.005	1002±391/746±291	39±15/42±16	39±15/40±15
		4132.80	0.014±0.005	626±220/474±166	24±8/25±9	24±8/23±8
		4153.30	0.028±0.005	927±176/810±154	35±7/35±7	35±7/33±6
		Suma	—	844±143/678±115	32±5/33±6	32±5/31±5
3d-4f	3d ³ P-4f ³ P	4491.23 ^f	0.011±0.004	—	70±26	—
adoptado	—	—	—	17±1	—	
M17						
1 ^b	3s ⁴ P-3p ⁴ D ⁰	4638.85	0.093±0.018	85±16/49±9	82±16/47±9	—
		4641.81	0.128±0.019	48±7/56±8	47±7/54±8	—
		4649.14	0.123±0.018	26±4/57±9	25±4/55±8	—
		4650.84	0.100±0.018	98±18/48±9	95±17/46±8	—
		4661.64	0.119±0.018	97±15/55±8	94±14/54±8	—
		4673.73	0.022:	116:/57:	112:/55:	—
		4676.24	0.044±0.014	48±15/55±18	46±15/53±17	—
		4696.36	—	—	—	—
		Suma	—	53±4	51±4	—
		adoptado	—	—	—	51±4
2	3s ⁴ P-3p ⁴ P ⁰	4317.14	0.061±0.018	119±36	84±25	—
		4319.55	0.037:	72:	51:	—
		4345.56 ^f	0.088±0.020	163±37	116±27	—
		4349.43	0.066±0.018	49±14	35±10	—
		4366.89	0.030:	48:	34:	—
		Suma	—	68±12	48±9	—
		4069.62	0.190±0.027	75±11/73±10	—	—
		4069.89	—	—	—	—
		4072.15	0.091±0.022	38±9/38±9	—	—
		4075.86	0.087±0.022	25±6/25±6	—	—
Suma	—	44±5/43±5	—	—		
19 ^d	3p ⁴ P ⁰ -3d ⁴ P	4153.30	0.092±0.021	3105±715/2714±625	117±27/118±27	117±27/110±25
		Suma	—	3105±715/2714±625	117±27/118±27	117±27/110±25
		adoptado	—	—	—	48±2

TABLA B.8 Cociente O^{++}/H^+ a partir de líneas de recombinación^a (continuación).

Mult	Trans	λ_0 (Å)	$I(\lambda)/I(H\beta)$ ($\times 10^{-2}$)	O^{++}/H^+ ($\times 10^{-5}$)		
				A	B	C
M20						
1 ^b	$3s^4P-3p^4D^0$	4638.85	—	—	—	—
		4641.81	0.030±0.015	12±6/14±7	11±6/13±7	—
		4649.14	0.036±0.018	8±4/20±10	7±4/19±10	—
		4650.84	0.030±0.015	17±9/8±4	16±8/7±4	—
		4661.64	0.018±0.014	15±12/8±6	14±11/8±6	—
		4673.73	—	—	—	—
		4676.24	—	—	—	—
		4696.36	—	—	—	—
		Suma	—	11±5	10±5	—
		adoptado	—	—	10±5	—
NGC 3603						
1 ^b	$3s^4P-3p^4D^0$	4638.85	0.057:	52:/43:	50:/41:	—
		4641.81	0.131±0.033	49±12/51±13	47±12/49±12	—
		4649.14	0.172±0.034	36±7/42±8	35±7/41±8	—
		4650.84	0.086±0.029	84±28/65±22	81±27/63±21	—
		4661.64	0.111±0.031	90±25/74±21	87±24/72±20	—
		4673.73	—	—	—	—
		4676.24	0.040:	42:/44:	41:/43:	—
		4696.36	0.037 ^c :	381:/325:	368:/304:	—
		Suma	—	53±6	51±6	—
		2	$3s^4P-3p^4P^0$	4349.43	0.148:	32:
adoptado	—	—	51±6	—		
S 311						
1 ^b	$3s^4P-3p^4D^0$	4638.85	0.028±0.008	26±7/14±4	25±7/14±4	—
		4641.81	0.028±0.008	11±3/13±4	10±3/12±4	—
		4649.14	0.025±0.008	5±2/13±4	5±2/12±4	—
		4650.84	0.025±0.008	25±8/11±4	25±8/11±4	—
		4661.64	0.024±0.008	19±6/10±4	18±6/10±4	—
		4673.73	—	—	—	—
		4676.24	—	—	—	—
		4696.36	—	—	—	—
		Suma	—	12±1	12±1	—
		2	$3s^4P-3p^4P^0$	4349.43	0.092±0.012	25±3
19 ^d	$3p^4P^0-3d^4P$	4153.30	0.024:	794:/31:	28:/28:	28:/29:
adoptado	—	—	12±1	—		

^a Menos en el caso de M20, sólo se han considerado líneas con incertidumbres menores al 40 % (ver texto). Salvo que se indique lo contrario, los coeficientes de recombinación son de Storey (1994).

^b No corregida de efectos NLTE / Corregida de efectos NLTE (ver texto).

^c Probablemente es una mala identificación.

^d Valores para acoplamiento LS (Storey 1994, izquierda,) y acoplamiento intermedio (Liu et al. 1995, derecha,).

^e Coeficientes de recombinación electrónica por Nussbaumer y Storey (1984).

^f Solapada con otra línea.

TABLA B.8 Cociente O^{++}/H^+ a partir de líneas de recombinación^a (continuación).

Mult	Trans	λ_0 (Å)	$I(\lambda)/I(H\beta)$ ($\times 10^{-2}$)	A	O^{++}/H^+ ($\times 10^{-5}$) B	C
NGC 3576						
1 ^b	3s ⁴ P–3p ⁴ D ⁰	4638.85	0.074±0.006	73±6/51±4	70±6/49±4	—
		4641.81	0.132±0.008	47±3/53±3	45±3/51±3	—
		4649.14	0.145±0.007	29±1/40±2	28±1/39±2	—
		4650.84	0.069±0.006	70±6/47±4	68±6/45±4	—
		4661.64	0.090±0.006	72±5/55±4	69±5/53±4	—
		4673.73	0.013±0.004	84±23/48±15	81±22/46±14	—
		4676.23	0.040±0.005	43±6/45±6	41±5/44±6	—
		4696.36	0.007:	79:/55:	76:/53:	—
		Suma		46±1	45±1	—
2	3s ⁴ P–3p ⁴ P ⁰	4317.14	0.026±0.005	48±9	35±7	—
		4319.63	0.019±0.004	37±9	26±6	—
		4345.56 ^g	0.057±0.006	103±11	73±8	—
		4349.43	0.067±0.007	48±5	34±3	—
		4366.89	0.040±0.006	63±9	45±6	—
		Suma		49±4	35±2	—
4	3s ² P–3p ² S ⁰	6721.39	0.004:	60:	—	47:
5	3s ² P–3p ² D ⁰	4414.90	0.029±0.006	56±11	—	9±2
		4416.97	0.031±0.003	108±12	—	17±2
		Suma		74±8	—	12±1
10 ^c	3p ⁴ D ⁰ –3d ⁴ F	4069.62	0.139±0.010	54±4/52±4	—	—
		4069.89				
		4072.15	0.085±0.008	35±3/34±3	—	—
		4075.86	0.108±0.009	30±2/30±2	—	—
		4085.11	0.024±0.005	47±10/53±12	—	—
		Suma		39±2/39±2	—	—
15 ^d	3s ² D–3p ² F ⁰	4590.97	0.029±0.005	164±28	—	—
		4595.95	0.010±0.002	190±36	—	—
		4596.18				
		Suma		176±22	—	—
19 ^c	3p ⁴ P ⁰ –3d ⁴ P	4129.32	0.009:	4647:/2219:	175:/135:	175:/126:
		4132.80	0.035±0.006	1560±265/1181±201	59±10/61±10	59±10/57±10
		4153.30	0.043±0.006	1419±199/1240±173	54±8/54±8	54±8/50±7
		4156.54 ^f	0.028±0.005	6744±1281/4005±761	255±48/219±42	255±48/205±39
		Suma		1481±159/1215±131	56±6/57±6	56±6/53±6
20 ^c	3p ⁴ P ⁰ –3d ⁴ D	4110.78	0.015±0.005	195±59/455±137	190±57/60±18	190±57/57±17
		4119.22	0.023±0.005	13±3/26±6	12±3/25±6	12±3/13±3
		Suma		20±4/41±7	19±4/33±7	19±4/19±4
25 ^c	3p ² D ⁰ –3d ² F	4699.21	0.007:	100:/105:	100:/91:	5:/9:
		4705.35	0.008:	77:/69:	77:/67:	4:/4:
		Suma		87:/82:	87:/77:	4:/5:
3d–4f ^e	3d ⁴ F–4fG ² [4] ⁰	4083.90	0.017±0.005	—	52±15	—
	3d ⁴ F–4fG ² [3] ⁰	4087.15	0.026±0.005	—	81±17	—
	3d ⁴ F–4fG ² [5] ⁰	4089.29 ^c	0.044±0.006	—	37±5	—
	3d ² F–4fF ² [3] ⁰	4285.69	0.015±0.002	—	66±7	—
	3d ² P–4fD ² [3] ⁰	4491.23 ^g	0.022±0.005	—	137±30	—
	3d ⁴ D–4fG ² [4] ⁰	4332.71	0.013:	—	116:	—
	3d ⁴ D–4fF ² [4] ⁰	4275.55	0.019±0.005	—	30±7	—
	3d ² D–4fF ² [3] ⁰	4602.13	0.006:	—	28:	—
	3d ² D–4fF ² [4] ⁰	4609.44	0.024±0.005	—	48±9	—
	Average			—	50±4	—
adoptado				42 ± 5		

TABLA B.8 Cociente O^{++}/H^+ a partir de líneas de recombinación^a (continuación).

Mult	Trans	λ_0 (Å)	$I(\lambda)/I(H\beta)$ ($\times 10^{-2}$)	O^{++}/H^+ ($\times 10^{-5}$)		
				A	B	C
ORION						
1 ^b	3s ⁴ P-3p ⁴ D ⁰	4638.86	0.057±0.005	58±5/46±4	56±5/44±4	—
		4641.81	0.102±0.005	37±2/39±2	36±2/38±2	—
		4649.13	0.155±0.005	32±1/36±1	31±1/35±1	—
		4650.84	0.052±0.005	54±5/43±4	52±5/42±4	—
		4661.63	0.068±0.005	56±4/49±4	54±4/47±3	—
		4673.73	0.011±0.003	70±20/49±13	70±20/47±11	—
		4676.24	0.035±0.005	39±5/38±5	37±5/37±5	—
		4696.36	0.004:	45:/37:	44:/35:	—
	Suma			40±1	39±1	—
2	3s ⁴ P-3p ⁴ P ⁰	4317.14	0.044±0.005	90±10	61±7	—
		4319.63	0.025±0.005	49±9	35±6	—
		4349.43	0.065±0.006	48±4	34±3	—
		4366.89	0.048±0.005	78±9	55±6	—
	Suma			60±3	43±2	—
3	3s ⁴ P-3p ⁴ S ⁰	3712.74	0.035:	600:	100:	—
		3749.48	0.115±0.021	600±100	110±20	—
	Suma			620±60	110±10	—
4	3s ² P-3p ² S ⁰	6721.39	0.006:	100:	—	80:
5	3s ² P-3p ² D ⁰	4414.90	0.036±0.006	70±10	—	11±2
		4416.97	0.028±0.004	100±20	—	16±3
	Suma			82±8	—	13±1
6	3s ² P-3p ² P ⁰	3973.24	0.020±0.007	80±30	—	60±20
10 ^c	3p ⁴ D ⁰ -3d ⁴ F	4069.62	0.086±0.007	34±3/34±3	—	—
		4069.89				
		4072.15	0.067±0.006	28±3/28±3	—	—
		4075.86	0.079±0.006	23±2/23±2	—	—
		4078.84	0.011:	20:/28:	—	—
		4085.11	0.013±0.004	29±9/26±8	—	—
		4092.93	0.010:	31:/25:	—	—
	Suma			27±1/27±1	—	—
11	3p ⁴ D ⁰ -3d ⁴ P	3864.12	0.027:	8000:/11000:	— /650:	— /600:
12	3p ⁴ D ⁰ -3d ⁴ D	3882.19	0.021:	34:/63:	33:/61:	— /33:
15 ^d	3s ² D-3p ² F ⁰	4590.97	0.025±0.004	160±30	—	—
		4595.95	0.020±0.004	150±30	—	—
	Suma			150±20	—	—
16 ^d	3s ² D-3p ² D ⁰	4351.27	0.008:	50:	—	—
19 ^c	3p ⁴ P ⁰ -3d ⁴ P	4121.46	0.041±0.005	3400±400/2600±300	130±17/150±20	— /140±20
		4129.32	0.008:	4200/2000::	160:/120:	— /110:
		4132.80	0.033±0.005	1500±200/1200±200	58±9/60±9	— /56±8
		4153.30	0.076±0.006	2500±200/2200±200	96±8/97±8	— /91±7
	Suma			2400±100/1900±100	91±5/94±5	— /88±4
20 ^c	3p ⁴ P ⁰ -3d ⁴ D	4104.99	0.024±0.005	25±5/400±80	25±5/90±20	— /60±10
		4110.79	0.024±0.005	320±60/700±100	310±60/100±20	— /90±20
		4119.22	0.031±0.005	17±3/36±6	17±3/35±6	— /19±3
	Suma			28±2/77±6	27±2/ 46±4	— /28±2
25 ^c	3p ² D ⁰ -3d ² F	4699.22	0.010±0.003	140±50/150±50	7±2/130±40	— /14±4
		4705.35	0.018±0.004	180±40/160±40	9±2/160±30	— /9±2
	Suma			170±20/160±20	8±1/150±20	— /10±1
28 ^e	3p ⁴ S ⁰ -3d ⁴ P	4890.86	0.022±0.004	3300±600	190±40	180±30
33 ^c	3p ² P ⁰ -3d ² D	4943.00	0.010:	250:/220:	170:/220:	— /150:
36 ^c	3p ² F ⁰ -3d ² G	4185.45	0.021±0.004	90±20	—	—
		4189.79	0.025±0.005	80±10	—	—
	Suma			83±8	—	—

TABLA B.8 Cociente O^{++}/H^+ a partir de líneas de recombinación^a (continuación).

Mult	Trans	λ_0 (Å)	$I(\lambda)/I(H\beta)$ ($\times 10^{-2}$)	O^{++}/H^+ ($\times 10^{-5}$)			
				A	B	C	
ORION (continuación)							
3d-4f	$3d^4F-4fG^2[4]^0$	4083.90	0.010±0.004	30±10	—	—	
	$3d^4F-4fG^2[3]^0$	4087.15	0.013±0.004	40±10	—	—	
	$3d^4F-4fG^2[5]^0$	4089.29	0.025±0.005	22±4	—	—	
	$3d^4F-4fG^2[3]^0$	4095.64	0.007:	31:	—	—	
	$3d^4F-4fD^2[3]^0$	4107.09	0.006:	46:	—	—	
	$3d^4F-4fF^2[4]^0$	4062.94	0.006:	42:	—	—	
	$3d^4P-4fD^2[2]^0$	4307.23	0.007:	58:	—	—	
	$3d^4D-4fG^2[4]^0$	4332.69	0.020±0.004	180±40	—	—	
	$3d^4D-4fF^2[4]^0$	4275.55	0.017±0.004	27±6	—	—	
	$3d^2D-4fF^2[4]^0$	4609.44	0.013±0.004	27±7	—	—	
	$3d^2D-4fF^2[3]^0$	4602.11	0.005:	26:	—	—	
		Media			30±3	—	—
	Adoptado				37±1		

^a Sólo se han considerado líneas con incertidumbres menores al 40 % (ver texto)

^b No corregida de efectos NLTE / Corregida de efectos NLTE (ver texto).

^c Valores para acoplamiento LS (Storey 1994, izquierda,) y acoplamiento intermedio (Liu et al. 1995, derecha,).

^d Coeficientes de recombinación electrónica por (Nussbaumer y Storey 1984).

^e Valores para acoplamiento intermedio (Liu et al. 1995).

^f Probablemente solapada (ver texto).

^g Solapada.

^h Afectada por reflexiones internas o transferencia de carga en la CCD.

TABLA B.9 Cociente $\text{Ne}^{++}/\text{H}^+$ a partir de líneas de recombinación.

Mult	Trans	λ_0 (Å)	$I(\lambda)/I(\text{H}\beta)$ ($\times 10^{-2}$)	$\text{Ne}^{++}/\text{H}^+$ ($\times 10^{-5}$) ^a	
				A	B
NGC 3576					
57	$3d^4\text{F}-4f^4\text{G}^0$	4391.99	0.018:	6:	—
		4409.30	0.024:	11:	—
		Suma		8±3	—
		Adoptado		8±3^b	
ORION					
1	$3s^4\text{P}-3p^4\text{P}^0$	3694.22	0.042±0.013	12±4	—
2	$3s^4\text{P}-3p^4\text{D}^0$	3334.87	0.094±0.023	14±3	—
7	$3s^2\text{P}-3p^2\text{P}^0$	3323.75	0.058±0.021	20±7	—
19	$3p^2\text{D}^0-3d^4\text{F}$	3388.46	0.030:	10:	9:
39	$3p^2\text{P}^0-3d^4\text{D}$	3829.77	0.018:	250:	15:
57	$3d^4\text{F}-4f^4\text{G}^0$	4391.94	0.014±0.004	4±1	—
		4409.30	0.009±0.003	4±1	—
		Suma		4±1	—
		Adoptado		9±2	

^a Coeficientes de recombinación efectivos de Kisielius et al. (1998).

^b Asumiendo un error del 50% en la intensidad de las líneas.

TABLA B.10 Cociente N^+/H^+ a partir de líneas permitidas de N I.

Mult	Trans	λ_0 (Å)	$I(\lambda)/I(H\beta)$ ($\times 10^{-2}$)	N^+/H^+ ($\times 10^{-5}$) ^a			
				A	B		
NGC 3576							
1	$3s^4P-3p^4D^0$	8680.28	0.042±0.004	120±10	110±10		
		8683.40	0.028±0.003	150±20	150±20		
		8686.15	0.029±0.003	390±40	380±40		
		8703.25	0.019±0.002	240±20	230±20		
		8711.70	0.023±0.002	240±20	230±20		
		8718.84	0.012±0.001	150±20	150±20		
	Suma			180±10	170±10		
2	$3s^4P-3p^4P^0$	8184.85 ^b	0.018±0.002	280±30	240±20		
		8188.01 ^b	0.036±0.004	570±80	480±70		
		8210.72	0.010±0.001	390±50	330±40		
		8216.28	0.044±0.004	270±20	230±20		
			Suma			340±20	290±20
3	$3s^4P-3p^4S^0$	7423.64	0.014±0.002	1360±150	440±50		
		7442.30	0.028±0.003	1350±120	440±40		
		7468.31	0.042±0.003	1350±110	440±40		
			Suma			1350±100	440±40
ORION							
1	$3s^4P-3p^4D^0$	8680.28	0.033±0.005	95±13	92±13		
		8683.40	0.029±0.004	160±20	150±20		
		8686.15	0.025±0.004	350±50	340±50		
		8703.25	0.021±0.003	270±40	260±40		
		8711.70	0.022±0.003	240±40	230±40		
		8718.83	0.013±0.002	180±30	180±30		
	Suma			170±10	160±10		
2	$3s^4P-3p^4P^0$	8210.72	0.003±0.001	120±40	110±40		
		8216.34	0.026±0.003	160±20	140±20		
		8223.14	0.053±0.006	780±90	670±80		
			Suma			330±20	280±20
3	$3s^4P-3p^4S^0$	7423.64	0.012±0.002	1200±200	390±60		
		7442.30	0.031±0.003	1500±200	490±50		
		7468.31	0.044±0.004	1400±100	460±50		
			Suma			1400±100	460±40

^a Coeficientes de recombinación efectivos de Pequignot et al. (1991).^b Afectada por bandas de absorción atmosférica.

TABLA B.11 Cociente N^{++}/H^+ a partir de líneas permitidas de N II.

Mult	Trans	λ_0 (Å)	$I(\lambda)/I(H\beta)$ ($\times 10^{-2}$)	N^{++}/H^+ ($\times 10^{-5}$) ^a	
				A	B
M8					
3	$3s^3P^0 - 3p^3D$	5666.64	0.027±0.004	16±2	13±2
		5676.02	0.015±0.004	18±5	15±4
		5679.56	0.034±0.004	10±1	8±1
		5686.21	0.009±0.003	17±6	14±5
		5710.70	0.010±0.003	17±5	14±4
	Suma			13±1	11±1
5	$3s^3P^0 - 3p^3P$	4621.39	0.022±0.004	240±50	40±9
		4630.54	0.028±0.005	77±12	20±2
		4643.06	0.018±0.004	140±30	23±5
		Suma		120±10	19±2
19	$3p^3D - 3d^3F^0$	5001.3	0.037±0.009	8±2	8±1
20	$3p^3D - 3d^3D^0$	4803.29	0.014±0.004	12±2	28±8
		4788.13	0.011±0.004	16±4	13±4
		Suma		15±2	15±4
24	$3p^3S - 3d^3P^0$	4994.37	0.020±0.005	700±200	30±10
28	$3p^3P - 3d^3D^0$	5927.82	0.014±0.004	3900±1000	43±12
		5931.78	0.020±0.004	2500±500	30±5
		Suma		2900±400	35±5
NGC 3576					
3	$3s^3P^0 - 3p^3D$	5666.64	0.021±0.005	12±3	10±2
		5676.02	0.014±0.004	18±5	15±4
		5679.56	0.039±0.006	12±2	10±2
		5686.21	0.005:	8:	7:
		5710.70	0.005:	8:	7:
	Suma			13±1	11±1
4	$3s^3P^0 - 3p^3S$	5045.10	0.024±0.007	290±80	40±12
5	$3s^3P^0 - 3p^3P$	4601.48	0.013±0.004	110±30	18±6
		4613.87 ^d	0.010±0.004	190±80	32±13
		4621.39	0.023±0.005	270±60	46±10
		4630.54	0.055±0.006	140±20	24±3
		4643.06	0.027±0.006	210±50	36±8
	Suma			160±20	28±3
19	$3p^3D - 3d^3F^0$	5001.3	0.037±0.009	9±2	9±2
20	$3p^3D - 3d^3D^0$	4803.29	0.019±0.004	1200±300	23±5
		4779.71	0.009±0.003	1600±500	23±7
		4788.13	0.017±0.003	2000±400	38±7
		Suma		1500±300	29±4
24	$3p^3S - 3d^3P^0$	4994.37	0.029±0.008	±	±
28	$3p^3P - 3d^3D^0$	5927.82	0.009±0.003	2600±800	31±10
		5931.78	0.020±0.004	2600±500	30±6
		5940.24	0.006:	2200:	26:
		5941.65	0.015±0.004	1000±300	12±3
		Suma		1700±300	20±3
29	$3p^1S - 5d^1P^0$	5495.70 ^d	0.008:	—	7:
48 ^b		4239.40	0.035±0.012	8±3	8±3

TABLA B.11 Cociente N^{++}/H^+ a partir de líneas permitidas de N II (continuación).

Mult	Trans	λ_0 (Å)	$I(\lambda)/I(H\beta)$ ($\times 10^{-2}$)	N^{++}/H^+ ($\times 10^{-5}$) ^a	
				A	B
ORION					
1 ^b	$2p^3\ ^1D^0-3p^1P$	4895.11	0.015±0.004	36±9	—
3	$3s^3P^0-3p^3D$	5666.64	0.029±0.004	16±2	13±2
		5676.02	0.010:	13:	10:
		5679.56	0.043±0.004	13±1	11±1
		5686.21	0.006:	10:	8:
		5710.70	0.009±0.003	15±5	13±4
	Suma			14±1	11±1
4	$3s^3P^0-3p^3S$	5045.10	0.014±0.003	170±40	23±5
5	$3s^3P^0-3p^3P$	4601.48	0.013±0.004	100±30	17±5
		4613.87 ^d	0.010±0.003	170±60	30±7
		4621.39	0.016±0.004	180±40	32±3
		4630.54	0.048±0.005	110±10	20±2
		4643.06	0.015±0.004	110±20	19±3
	Suma			120±10	21±1
12	$3s^1P^0-3p^1D$	3994.99	0.010:	11:	11:
19	$3p^3D-3d^3F^0$	5001.3	0.030±0.005	7±1	7±1
20	$3p^3D-3d^3D^0$	4803.29	0.019±0.004	12±2	24±4
		4779.71	0.011±0.003	19±6	40±10
		4788.13	0.014±0.004	16±4	31±8
			Suma		15±2
24	$3p^3S-3d^3P^0$	4994.37	0.018±0.006	700±200	30±10
28	$3p^3P-3d^3D^0$	5927.82	0.010:	1800:	35:
		5931.78	0.020±0.004	1600±300	30±6
		5941.65	0.015±0.004	600±200	12±3
		5952.39	0.012:	2800:	55:
			Suma		1200±100
29 ^c	$3p^1S-5d^1P^0$	5495.70	0.005:	—	4:
39 ^c	$3d^3F^0-4f'[3\frac{1}{2}]$	4041.31	0.013:	—	3:

^a Todos los coeficientes de recombinación efectivos son de Kisielius y Storey (2002), excepto los indicados.

^b Coeficientes de recombinación efectivos de Escalante y Victor (1990).

^c Coeficientes de recombinación efectivos de Pequignot et al. (1991).

^d Solapada con otra línea.

APÉNDICE C :
Glosario de términos.

VLT	Very Large Telescope
UVES	Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph
UES	Utrecht Echelle Spectrograph
NOT	Nordic Optical Telescope
WHT	William Herschell Telescope
HST	Hubble Space Telescope
CFHT	Canada–France–Hawaii Telescope
ISO	Infrared Space Observatory
IUE	International Ultraviolet Explorer
SDSS	Sloan Digital Sky Survey
UV	Ultravioleta
IR	Infrarrojo
LEC	Línea de Excitación Colisional
LR	Línea de Recombinación
ADF	Factor de discrepancia de abundancias
EMBI	Estrella de Masa Baja e Intermedia
EM	Estrella Masiva
NP	Nebulosa Planetaria
SN	Supernova
FWHM	Anchura a media altura
LTE	Equilibrio termodinámico local
NLTE	No equilibrio termodinámico local

Lista de Figuras

1.1	Muestra de un espectro de emisión de una nebulosa	2
1.2	Diagrama de Grotrian	6
1.3	Diagramas de niveles	7
1.4	Variación de los cocientes de [O II] y [S II] con respecto a n_e	12
1.5	Esquema de la estructura de ionización de una nebulosa típica	16
2.1	Posiciones de rendija	36
2.2	Ejemplo de echellograma	37
4.1	Ejemplos de emisiones y absorciones telúricas	50
4.2	Ajustes gaussianos con DIPSO	52
4.3	Ajustes gaussianos múltiples con DIPSO	53
4.4	Ajustes de líneas de deuterio con DIPSO	54
4.5	Esquema de medición de la incertidumbre en el continuo asociado a una línea	56
4.6	Ejemplo de interpolación logarítmica para determinar el error (1σ) del cociente de flujos	57
4.7	Comparación de los flujos de líneas de Balmer de H I y líneas de He I medidos en distintos trabajos, y ajuste polinómico al cociente de flujos observado/teórico	60
4.8	Representación de $\log(F)$ vs. $\log(n_e)$ para cuatro de las regiones H II de la muestra	64
4.9	<i>Idem</i> que Fig. 4.8 para las restantes regiones H II de la muestra	65
4.10	Intensidades observadas con respecto a $I(H\beta)$ de las líneas de Balmer de H I de mayor orden frente al número cuántico principal, n , del nivel superior de la transición, para M16, M8, M17 y M20	66
4.11	<i>Idem</i> que la Figura 4.10 para NGC 3576, Nebulosa de Orión, NGC 3603 y S 311	67
4.12	<i>Idem</i> que la Figura 4.10 pero usando las líneas de Paschen	68
4.13	<i>Idem</i> que la Figura 4.12 para NGC 3576, Nebulosa de Orión, NGC 3603 y S 311	69
4.14	Cocientes entre ficheros de sensibilidad usados para calibrar el rango B1 en las observaciones de 2002 y 2003	70

4.15	Secciones de los espectros echelle de M16, M8, M17 y M20 mostrando la discontinuidad de Balmer	73
4.16	<i>Idem</i> que la Figura 4.15 para NGC 3576, Nebulosa de Orión, NGC 3603 y S 311	74
4.17	Secciones de los espectros echelle de M16, M8, M17 y M20 mostrando la discontinuidad de Paschen	75
4.18	<i>Idem</i> que la Figura 4.17 para NGC 3576, Nebulosa de Orión, NGC 3603 y S 311	76
4.19	Diagrama $T_e(\text{He I})$ vs. $T_e(\text{H I})$	79
4.20	Saltos de Balmer y Paschen en distintos tipos espectrales de estrellas	87
4.21	Sección del espectro echelle de M20 mostrando las líneas de absorción de He II	88
4.22	Alas de líneas de H I en M16, S 311, M20 y M8	90
4.23	Comparación de los cocientes D I/H I normalizados al cociente $D\beta/H\beta$ con el modelo estándar de emisión del deuterio propuesto por O'Dell et al. (2001)	92
4.24	Gráfica similar a la Figura 4.22 para M17	92
4.25	Rasgos azules en líneas de $\text{H}\alpha$, [O III] $\lambda 5007$, [Ar III] $\lambda 7135$, [S III] $\lambda 9531$ [O II] $\lambda 3726$, [S II] $\lambda 6716$, y [N II] $\lambda 6548$ en M17	93
4.26	Componentes de velocidad en líneas de [Ar IV] y [Cl IV] en NGC 3603	94
4.27	Componentes de velocidad en líneas de [Ne III], [O III], [Ar III], [S III], [N II], [S II] y $\text{H}\alpha$ en NGC 3603	95
5.1	Correlación entre He^+/H^+ (He I $\lambda 5015.68$ y la finalmente adoptada con la profundidad óptica $\tau(3889)$	98
5.2	Solapamiento de las líneas de He I $\lambda 3888$ + H I 3889.	99
5.3	Comparación entre la abundancia de He^+ obtenida para las distintas líneas, asumiendo o no fluctuaciones de temperatura	101
5.4	Secciones de los espectros echelle de M16, M8, M17 y M20 mostrando la zona del multiplete 1 de O I	107
5.5	<i>Idem</i> que la Figura 5.4 para NGC 3576, Nebulosa de Orión, NGC 3603 y S 311	108
5.6	Secciones de los espectros echelle de M16 y M8 mostrando la zona del multiplete 1 de O II	110
5.7	<i>Idem</i> que la Figura 5.6 para M17 y M20	111
5.8	<i>Idem</i> que la Figura 5.6 para NGC 3576 y la Nebulosa de Orión	112
5.9	<i>Idem</i> que la Figura 5.6 para NGC 3603 y S 311	113
5.10	Secciones de los espectros echelle de M16, M8, M17 Y M20 mostrando la línea de C II $\lambda 4267.23$	117
5.11	<i>Idem</i> que la Figura 5.10 para NGC 3576, Nebulosa de Orión, NGC 3603 y S 311	118
5.12	Secciones de espectros echelle mostrando varias LR puras de C II	119
5.13	Secciones de espectros echelle mostrando algunas de las líneas de Ne II detectadas	120

6.1	Gradientes radiales de las abundancias en la fase gaseosa de O/H, C/H y C/O del disco galáctico determinadas en regiones H II a partir de LR	139
6.2	Gradientes radiales de abundancias de N/H, N/C, y N/O en el disco galáctico determinados a partir de nuestros datos	142
6.3	Gradiente radial de abundancias de elementos α	146
6.4	Gradientes radiales de $T_e(\text{Baja})$, $T_e(\text{Alta})$, $T_e(\text{H I})$ y $T_e(\text{O II+III})$	148
6.5	Comparación entre las temperaturas para cada ión para varias especies comunes en regiones H II	150
6.6	Comparación entre las densidades electrónicas obtenidas a partir de distintos diagnósticos de LEC	152
6.7	Comparación entre las densidades electrónicas $n_e([\text{N I}])$ con las densidades obtenidas con el resto de diagnósticos	153
6.8	Representación del ADF(O^{++}) frente al cociente O/H	154
6.9	Representación del ADF(O^{++}) frente al grado de ionización y el cociente O^{++}/H^+	155
6.10	Representación del ADF(O^{++}) frente a las abundancias totales de O determinadas a partir de LEC y LR	156
6.11	Representación del ADF(O^{++}) frente a la temperatura de alta ionización y al cociente de temperaturas de alta y baja ionización	157
6.12	Representación del ADF(O^{++}) frente a la anchura a media altura (FWHM) de $\text{H}\beta$, $[\text{O III}] \lambda 4959$ y $[\text{N II}] \lambda 6548$	158
6.13	ADF(O^{++}) frente a la diferencia entre $T_e(\text{LEC})$ y $T_e(\text{H I})$	159
6.14	Correlación entre n_e y el ADF para la muestra de regiones H II galácticas y extragalácticas	160
6.15	Representación del ADF (obtenido para diferentes iones) frente a la energía de excitación y frente a la densidad crítica	164
6.16	Cociente de las líneas de O II $\lambda 4089.29/\lambda 4649.14$ como función de la temperatura	168
6.17	Línea de O II $\lambda 4089.19$ en los espectros de 5 regiones H II en las que ha sido observada y en la NP NGC 5307	169
6.18	Calibración del método de Pagel R_{23} usando abundancias determinadas a partir de LR y abundancias determinadas a partir de LEC	170

Lista de Tablas

1.1	Factores de discrepancia de abundancia (ADFs) observados en regiones H II.	29
2.1	Resumen de las observaciones.	40
4.1	Valores del coeficiente de extinción $c(H\beta)$	58
4.2	Cociente observado a teórico de líneas de He I.	68
4.3	Contribuciones por recombinación (en %) a las intensidades de las líneas [O II] $\lambda\lambda 7320+30$ y [N II] $\lambda 5754$	72
4.4	$T_e(\text{He I})$	78
4.5	Valores de las condiciones físicas del plasma disponibles en la literatura ^a	85
4.6	Determinaciones del continuo en S 311 y M20	88
4.7	Características de las líneas de D I observadas en nuestra muestra de regiones H II.	91
5.1	Comparación de los cocientes N^{++}/H^+ a partir de líneas permitidas de N II	122
5.2	ICFs adoptados	125
5.3	Comparación de abundancias en el óptico y en el IR para NGC 3576, NGC 3603, M17, Nebulosa de Orión y 30 Doradus	131
5.4	Composición química de diferentes objetos de la vecindad solar	133
6.1	Distancias galactocéntricas y abundancias de O y C adoptadas	138
6.2	Coeficientes de correlación entre el ADF(O^{++}) y los diferentes parámetros físicos y químicos representados en las figuras 6.8 a 6.11.	155
6.3	Comparación del ADF con el tipo espectral de la/las estrella/s ionizante/s de cada una de las regiones H II de la muestra.	158
6.4	Factores de discrepancia de abundancia (ADFs) observados en nuestra muestra de regiones H II galácticas.	162
6.5	Comparación de abundancias iónicas en el óptico y en el IR para NGC 3576, NGC 3603 y M17	163
6.6	Comparación de los distintos ADFs con la energía de excitación y la densidad crítica de las LEC a partir de las cuales se calculan las abundancias.	165

A.1	Cocientes de líneas observados ($F(H\beta)=100$) corregidos de enrojecimiento e identificaciones. M16	179
A.2	<i>Idem</i> que Tabla A.1 para M8	184
A.3	<i>Idem</i> que Tabla A.1 para M17	190
A.4	<i>Idem</i> que Tabla A.1 para M20	194
A.5	<i>Idem</i> que Tabla A.1 para NGC 3576	198
A.6	<i>Idem</i> que Tabla A.1 para la Nebulosa de Orión	205
A.7	<i>Idem</i> que Tabla A.1 para NGC 3603	214
A.8	<i>Idem</i> que Tabla A.1 para S 311	218
B.1	Parámetro t^2	223
B.2	Condiciones Físicas.	224
B.3	Abundancia de He^+	225
B.4	Abundancias iónicas de metales pesados a partir de LECs.	226
B.5	Abundancias totales	227
B.6	Cociente C^{++}/H^+ a partir de líneas de recombinación	228
B.6	229
B.6	230
B.7	Cociente O^+/H^+ a partir de líneas de recombinación	231
B.7	232
B.8	Cociente O^{++}/H^+ a partir de líneas de recombinación	233
B.8	234
B.8	235
B.8	236
B.8	237
B.9	Cociente Ne^{++}/H^+ a partir de líneas de recombinación	238
B.10	Cociente N^+/H^+ a partir de líneas permitidas de N I.	239
B.11	Cociente N^{++}/H^+ a partir de líneas permitidas de N II.	240
B.11	241

Bibliografía

- Abel, N. P., Brogan, C. L., Ferland, G. J., et al. 2004, ApJ, 609, 247
- Afflerbach, A., Churchwell, E., Acord, J. M., et al. 1996, ApJS, 106, 423
- Afflerbach, A., Churchwell, E., y Werner, M. W. 1997, ApJ, 478, 190
- Akerman, C. J., Carigi, L., Nissen, P. E., Pettini, M., y Asplund, M. 2004, A&A, 414, 931
- Albert, C. E., Schwartz, P. R., Bowers, P. F., y Rickard, L. J. 1986, AJ, 92, 75
- Allende Prieto, C. nd Barklem, P. S., Lambert, D. L., y Cunha, K. 2004, A&A, 420, 183
- Aller, L. H., ed. 1984, Physics of Thermal Gaseous Nebulae (edited by L.H. Aller; Astrophysics Space Science Library vol. 112)
- Aller, L. H. y Menzel, D. H. 1945, ApJ, 102, 239
- Alloin, D., Collin-Souffrin, S., Joly, M., y Vigroux, L. 1979, A&A, 78, 200
- Antia, H. M. y Basu, S. 2005, ApJ, 620, L129
- Antia, H. M. y Basu, S. 2006, ApJ, 644, 1292
- Asplund, M., Grevesse, N., y Sauval, A. J. 2005, in ASP Conf. Ser. 336: Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis, ed. T. G. Barnes, III y F. N. Bash, 25
- Auer, L. H. y Mihalas, D. 1972, ApJS, 24, 193
- Azcárate, I. N., Cersosimo, J. C., y Colomb, F. R. 1985, Rev. Mexicana Astron. Astrofis., 10, 179
- Bahcall, J. N., Basu, S., Pinsonneault, M., y Serenelli, A. M. 2005a, ApJ, 618, 1049
- Bahcall, J. N., Basu, S., y Serenelli, A. M. 2005b, ApJ, 631, 1281
- Bahcall, J. N., Serenelli, A. M., y Basu, S. 2005c, ApJ, 621, L85
- Baldwin, J. A., Ferland, G. J., Martin, P. G., et al. 1991, ApJ, 374, 580
- Baldwin, J. A., Verner, E. M., Verner, D. A., et al. 2000, ApJS, 129, 229

- Balick, B., Boeshaar, G. O., y Gull, T. R. 1980, *ApJ*, 242, 584
- Bally, J., O'Dell, C. R., y McCaughrean, M. J. 2000, *AJ*, 119, 2919
- Barlow, M. J. y Méndez, R. H., eds. 2006, *Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond* (San Francisco: ASP)
- Bautista, M. A. y Pradhan, A. K. 1996, *A&AS*, 115, 551
- Bautista, M. A. y Pradhan, A. K. 1998, *ApJ*, 492, 650
- Bell, K. L., Hibbert, A., y Stafford, R. P. 1995, *Phys. Scr.*, 52, 251
- Benjamin, R. A., Skillman, E. D., y Smits, D. P. 1999, *ApJ*, 514, 307
- Benjamin, R. A., Skillman, E. D., y Smits, D. P. 2002, *ApJ*, 569, 288
- Binette, L., Ferruit, P., Steffen, W., y Raga, A. C. 2003, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 39, 55
- Bohlin, R. C. y Lindler, D. 1992, *STScI Newsletter*, 9, 19
- Bohuski, T. J. 1973a, *ApJ*, 183, 851
- Bohuski, T. J. 1973b, *ApJ*, 184, 93
- Boreiko, R. T. y Betz, A. L. 1997, *ApJS*, 111, 409
- Brandl, B., Brandner, W., Eisenhauer, F., et al. 1999, *A&A*, 352, L69
- Bresolin, F. 2006, in *The Metal-Rich Universe* (Cambridge Univ. Press), ed. G. Israelian y G. Meynet, in press, astro-ph/0608410
- Bresolin, F., Garnett, D. R., y Kennicutt, Jr., R. C. 2004, *ApJ*, 615, 228
- Bresolin, F., Schaerer, D., González Delgado, R. M., y Stasińska, G. 2005, *A&A*, 441, 981
- Brown, R. L. y Mathews, W. G. 1970, *ApJ*, 160, 939
- Burbidge, G. R., Gould, R. J., y Pottasch, S. R. 1963, *ApJ*, 138, 945
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., y Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Carigi, L. 2000, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 36, 171
- Carigi, L. 2003, *MNRAS*, 339, 825
- Carigi, L., Colín, P., y Peimbert, M. 2006, *ApJ*, 644, 924
- Carigi, L., Peimbert, M., Esteban, C., y García-Rojas, J. 2005, *ApJ*, 623, 213
- Caswell, J. L. y Haynes, R. F. 1987, *A&A*, 171, 261
- Chiappini, C., Romano, D., y Matteucci, F. 2003, *MNRAS*, 339, 63
- Chini, R. y Wargau, W. F. 1990, *A&A*, 227, 213

- Churchwell, E., Smith, L. F., Mathis, J., Mezger, P. G., y Huchtmeier, W. 1978, *A&A*, 70, 719
- Churchwell, E. y Walmsley, C. M. 1975, *A&A*, 38, 451
- Churchwell, E., Wood, D. O. S., Felli, M., y Massi, M. 1987, *ApJ*, 321, 516
- Clayton, C. A. 1986, *MNRAS*, 219, 895
- Clayton, C. A. 1990, *MNRAS*, 246, 712
- Clayton, G. C. y Cardelli, J. A. 1988, *AJ*, 96, 695
- Copetti, M. V. F., Mallmann, J. A. H., Schmidt, A. A., y Castañeda, H. O. 2000, *A&A*, 357, 621
- Copetti, M. V. F. y Writzl, B. C. 2002, *A&A*, 382, 282
- Costero, R. y Peimbert, M. 1970, *Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya*, 5, 229
- Cunha, K., Hubeny, I., y Lanz, T. 2006, *ApJ*, 647, L143
- Cunha, K. y Lambert, D. L. 1994, *ApJ*, 426, 170
- Daflon, S. y Cunha, K. 2004, *ApJ*, 617, 1115
- Davey, A. R., Storey, P. J., y Kisielius, R. 2000, *A&AS*, 142, 85
- de Robertis, M. M., Dufour, R. J., y Hunt, R. W. 1987, *J. R. Astron. Soc. Can.*, 81, 195
- Deharveng, L., Peña, M., Caplan, J., y Costero, R. 2000, *MNRAS*, 311, 329
- Denicoló, G., Terlevich, R., y Terlevich, E. 2002, *MNRAS*, 330, 69
- Dias, W. S., Alessi, B. S., Moitinho, A., y Lépine, J. R. D. 2002, *A&A*, 389, 871
- Díaz, A. I. y Pérez-Montero, E. 2000, *MNRAS*, 312, 130
- D'Odorico, S., Cristiani, S., Dekker, H., et al. 2000, in *Proc. SPIE Vol. 4005, Discoveries and Research Prospects from 8- to 10-Meter-Class Telescopes*, ed. J. Bergeron, 121
- Doi, T., O'Dell, C. R., y Hartigan, P. 2004, *AJ*, 127, 3456
- Dopita, M. A. 1974, *A&A*, 32, 121
- Dopita, M. A. y Evans, I. N. 1986, *ApJ*, 307, 431
- Drake, J. J. y Testa, P. 2005, *Nature*, 436, 525
- Dutra, C. M., Bica, E., Soares, J., y Barbuy, B. 2003, *A&A*, 400, 533
- Edmunds, M. G. y Pagel, B. E. J. 1984, *MNRAS*, 211, 507
- Eisenhauer, F., Quirrenbach, A., Zinnecker, H., y Genzel, R. 1998, *ApJ*, 498, 278

- Ercolano, B., Barlow, M. J., Storey, P. J., y Liu, X.-W. 2003, *MNRAS*, 340, 1136
- Escalante, V. y Morisset, C. 2005, *MNRAS*, 361, 813
- Escalante, V. y Victor, G. A. 1990, *ApJS*, 73, 513
- Escalante, V. y Victor, G. A. 1992, *Planet. Space Sci.*, 40, 1705
- Esteban, C. 2002, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis. Conf. Ser.*, 12, 56
- Esteban, C., Peimbert, M., García-Rojas, J., et al. 2004, *MNRAS*, 355, 229
- Esteban, C., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., y Escalante, V. 1998, *MNRAS*, 295, 401
- Esteban, C., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., y García-Rojas, J. 1999a, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 35, 65
- Esteban, C., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., García-Rojas, J., y Rodríguez, M. 1999b, *ApJS*, 120, 113
- Esteban, C., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., y Rodríguez, M. 2002, *ApJ*, 581, 241
- Feinstein, A. y Vazquez, R. A. 1989, *A&AS*, 77, 321
- Feklistova, T., Golovatyj, V. V., Kholtygin, A. F., y Sapar, A. 1994, *Baltic Astronomy*, 3, 292
- Feldman, U. y Laming, J. M. 2000, *Phys. Scr.*, 61, 222
- Ferland, G. J. 2001, *PASP*, 113, 41
- Figuerêdo, E., Blum, R. D., Damini, A., y Conti, P. S. 2002, *AJ*, 124, 2739
- Froese Fisher, C. y Rubin, R. H. 1998, *J. Phys. B*, 31, 1651
- Galavís, M. E., Mendoza, C., y Zeippen, C. J. 1995, *A&AS*, 111, 347
- Garay, G. y Rodríguez, L. F. 1983, *ApJ*, 266, 263
- García-Rojas, J. 1998, Master's thesis, Universidad de La Laguna
- García-Rojas, J., Esteban, C., Peimbert, A., et al. 2005, *MNRAS*, 362, 301
- García-Rojas, J., Esteban, C., Peimbert, A., et al. 2007, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 43, 3
- García-Rojas, J., Esteban, C., Peimbert, M., et al. 2006, *MNRAS*, 368, 253
- García-Rojas, J., Esteban, C., Peimbert, M., et al. 2004, *ApJS*, 153, 501
- Garnett, D. R. 1992, *AJ*, 103, 1330
- Garnett, D. R. y Dinerstein, H. L. 2001, *ApJ*, 558, 145
- Garnett, D. R., Kennicutt, R. C., y Bresolin, F. 2004, *ApJ*, 607, L21
- Garnett, D. R., Shields, G. A., Peimbert, M., et al. 1999, *ApJ*, 513, 168

- Garstang, R. H. 1958, MNRAS, 118, 572
- Giammanco, C. y Beckman, J. E. 2005, A&A, 437, L11
- Girardi, L., Bica, E., Pastoriza, M. G., y Winge, C. 1997, ApJ, 486, 847
- González, G. 2006, MNRAS, 360, L90
- González-Delgado, R. M., Pérez, E., Tenorio-Tagle, G., et al. 1994, ApJ, 437, 239
- Goss, W. M. y Radhakrishnan, V. 1969, Astrophys. Lett., 4, 199
- Grandi, S. A. 1975a, ApJ, 199, L43
- Grandi, S. A. 1975b, ApJ, 196, 465
- Grandi, S. A. 1976, ApJ, 206, 658
- Grevesse, N. y Anders, E. 1989, in AIP Conf. Proc. 183: Cosmic Abundances of Matter, ed. C. J. Waddington, 1
- Grevesse, N. y Sauval, A. J. 1998, Space Science Reviews, 85, 161
- Gruenwald, R. y Viegas, S. M. 1995, A&A, 303, 535
- Gum, C. S. 1955, MmRAS, 67, 155
- Gummersbach, C. A., Kaufer, A., Schaefer, D. R., Szeifert, T., y Wolf, B. 1998, A&A, 338, 881
- Guseva, N. G., Izotov, Y. I., y Thuan, T. X. 2006, ApJ, 644, 890
- Hébrard, G., Péquignot, D., Vidal-Madjar, A., Walsh, J. R., y Ferlet, R. 2000a, A&A, 354, L79
- Hébrard, G., Péquignot, D., Walsh, J. R., Vidal-Madjar, A., y Ferlet, R. 2000b, A&A, 364, L31
- Hägele, G. F., Pérez-Montero, E., Díaz, A. I., Terlevich, E., y Terlevich, R. 2006, MNRAS, 372, 293
- Hamuy, M., Suntzeff, N. B., Heathcote, S. R., et al. 1994, PASP, 106, 566
- Hamuy, M., Walker, A. R., Suntzeff, N. B., et al. 1992, PASP, 104, 533
- Hanson, M. M. y Conti, P. S. 1995, ApJ, 448, L45
- Hanson, M. M., Howarth, I. D., y Conti, P. S. 1997, ApJ, 489, 698
- Harrington, J. P., Lutz, J. H., Seaton, M. J., y Stickland, D. J. 1980, MNRAS, 191, 13
- Hawley, S. A. 1978, ApJ, 224, 417
- Hecht, J., Helfer, H. L., Wolf, J., Pipher, J. L., y Donn, B. 1982, ApJ, 263, L39
- Heiles, C. 1998, ApJ, 498, 689

- Henry, R. B. C., Edmunds, M. G., y Köppen, J. 2000, *ApJ*, 541, 660
- Henry, R. B. C., Kwitter, K. B., y Balick, B. 2004, *AJ*, 127, 2284
- Herrero, A. 2003, in *ASP Conf. Ser. 304, CNO in the universe*, ed. C. Charbonnel, D. Schaerer, y G. Meynet, 10
- Hester, J. J., Scowen, P. A., Sankrit, R., y et al. 1996, *AJ*, 111, 2349
- Howarth, I. D. y Murray, J. 1990, *SERC Starlink User Note No. 50*
- Huggins, P. J. y Cox, P. 2004, in *ASP Conf. Ser. 313: Asymmetrical Planetary Nebulae III: Winds, Structure and the Thunderbird*, ed. M. Meixner, J. H. Kastner, B. Balick, y N. Soker, 209
- Huggins, P. J. y Frank, A. 2006, in *IAU Symp. 234, Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond (San Francisco: ASP)*, ed. M. J. Barlow y R. H. Méndez, 271–276
- Humphreys, R. M. 1978, *ApJS*, 38, 309
- Israelian, G., Ecuivillon, A., Rebolo, R., et al. 2004, *A&A*, 421, 649
- Izotov, Y. I., Chaffee, F. H., Foltz, C. B., et al. 1999, *ApJ*, 527, 757
- Izotov, Y. I. y Thuan, T. X. 1999, *ApJ*, 511, 639
- Jenkins, E. B. 1987, in *ASSL Vol. 134: Interstellar Processes*, ed. D. J. Hollenbach y H. A. Thronson, 533
- Jensen, E. B., Strom, K. M., y Strom, S. E. 1976, *ApJ*, 209, 748
- Kaler, J. B. 1972, *ApJ*, 173, 601
- Kaler, J. B. 1986, *ApJ*, 308, 337
- Kaufer, A., D’Odorico, S., y Kaper, L. 2002, *UV-Visual Echelle Spectrograph (UVES) User Manual. Issue 1.5*
- Keenan, F. P., Aller, L. H., Bell, K. L., et al. 1996, *MNRAS*, 281, 1073
- Kennicutt, R. C. 1979, *ApJ*, 228, 394
- Kennicutt, R. C. 1984, *ApJ*, 287, 116
- Kennicutt, R. C., Bresolin, F., French, H., y Martin, P. 2000, *ApJ*, 537, 589
- Kennicutt, R. C., Bresolin, F., y Garnett, D. R. 2003, *ApJ*, 591, 801
- Kewley, L. J. y Dopita, M. A. 2002, *ApJS*, 142, 35
- Kilian, J. 1994, *A&A*, 282, 867
- Kingdon, J. y Ferland, G. J. 1995a, *ApJ*, 442, 714
- Kingdon, J. B. y Ferland, G. J. 1995b, *ApJ*, 450, 691
- Kisielius, R. y Storey, P. J. 2002, *A&A*, 387, 1135

- Kisielius, R., Storey, P. J., Davey, A. R., y Neale, L. T. 1998, *A&AS*, 133, 257
- Kobulnicky, H. A. y Kewley, L. J. 2004, *ApJ*, 617, 240
- Krishna Swamy, K. S. y O'Dell, C. R. 1967, *ApJ*, 147, 529
- Kwok, S., Dopita, M., y Sutherland, R., eds. 2003, *Planetary Nebulae: Their Evolution and Role in the Universe* (San Francisco: ASP)
- Lacy, J. H., Beck, S. C., y Geballe, T. R. 1982, *ApJ*, 255, 510
- Lada, C. J. 1976, *ApJS*, 32, 603
- Lada, C. J., Gottlieb, C. A., Gottlieb, E. W., y Gull, T. R. 1976, *ApJ*, 203, 159
- Laques, P. y Vidal, J. L. 1979, *A&A*, 73, 97
- Lineweaver, C. H., Fenner, Y., y Gibson, B. K. 2004, *Science*, 303, 59
- Liu, X.-W. 1998, *MNRAS*, 295, 699
- Liu, X.-W. 2002, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis. Conf. Ser.*, 12, 70
- Liu, X.-W. 2003, in *IAU Symp. 209, Planetary Nebulae: Their Evolution and Role in the Universe* (San Francisco: ASP), ed. S. Kwok, M. Dopita, y R. Sutherland, 339
- Liu, X.-W. 2006, in *IAU Symp. 234, Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond* (San Francisco: ASP), ed. M. J. Barlow y R. H. Méndez, 219
- Liu, X.-W., Barlow, M. J., Danziger, I. J., y Storey, P. J. 1999, in *Chemical Evolution from Zero to High Redshift*, ed. J. R. Walsh y M. R. Rosa, 39
- Liu, X.-W., Barlow, M. J., Zhang, Y., Bastin, R. J., y Storey, P. J. 2006, *MNRAS*, 368, 1959
- Liu, X.-W. y Danziger, J. 1993, *MNRAS*, 263, 256
- Liu, X.-W., Luo, S.-G., Barlow, M. J., Danziger, I. J., y Storey, P. J. 2001, *MNRAS*, 327, 141
- Liu, X.-W., Storey, P. J., Barlow, M. J., y Clegg, R. E. S. 1995, *MNRAS*, 272, 369
- Liu, X.-W., Storey, P. J., Barlow, M. J., et al. 2000, *MNRAS*, 312, 585
- Liu, Y., Liu, X.-W., Barlow, M. J., y Luo, S.-G. 2004a, *MNRAS*, 353, 1251
- Liu, Y., Liu, X.-W., Luo, S.-G., y Barlow, M. J. 2004b, *MNRAS*, 353, 1231
- López-Sánchez, A. R. 2006, PhD thesis, Universidad de La Laguna
- López-Sánchez, A. R., Esteban, C., García-Rojas, J., Peimbert, M., y Rodríguez, M. 2007, *ApJ*, 656, 168
- Lucy, L. B. 1995, *A&A*, 294, 555
- Luo, S.-G., Liu, X.-W., y Barlow, M. J. 2001, *MNRAS*, 326, 1049
- Luridiana, V., Cerviño, M., y Binette, L. 2001, *A&A*, 379, 1017

- Luridiana, V., Peimbert, A., Peimbert, M., y Cerviño, M. 2003, *ApJ*, 592, 846
- Lynds, B. T. y Oneil, E. J. 1982, *ApJ*, 263, 130
- Lynds, B. T. y O'Neil, E. J. 1985, *ApJ*, 294, 578
- Maciejewski, W., Mathis, J. S., y Edgar, R. J. 1996, *ApJ*, 462, 347
- Maciel, W. J. y Faúndez-Abans, M. 1985, *A&A*, 149, 365
- Maeder, A. 1992, *A&A*, 264, 105
- Maíz-Apellániz, J. 1999, PhD thesis, Universidad Complutense de Madrid
- Martín-Hernández, N. L., Peeters, E., Morisset, C., et al. 2002, *A&A*, 381, 606
- Martín-Hernández, N. L., van der Hulst, J. M., y Tielens, A. G. G. M. 2003, *A&A*, 407, 957
- Martins, F., Schaerer, D., y Hillier, D. J. 2005, *A&A*, 382, 999
- Mathis, J. S. 1976, *ApJ*, 207, 442
- Mathis, J. S. y Liu, X.-W. 1999, *ApJ*, 521, 212
- Mathis, J. S. y Rosa, M. R. 1991, *A&A*, 245, 625
- Mathis, J. S., Torres-Peimbert, S., y Peimbert, M. 1998, *ApJ*, 495, 328
- McCaughrean, M. J. y Andersen, M. 2002, *A&A*, 389, 513
- McGaugh, S. S. 1991, *ApJ*, 380, 140
- McLaughlin, B. M. y Bell, K. L. 1993, *ApJ*, 408, 753
- Meaburn, J. 1988, *MNRAS*, 233, 791
- Melnick, J., Tapia, M., y Terlevich, R. 1989, *A&A*, 213, 89
- Mendoza, C. 1982, *J. Phys. B*, 15, 867
- Mendoza, C. 1983, in *IAU Symp. 103, Planetary Nebulae*, ed. D. R. Flower, 143
- Moore, C. E. 1945, A multiplet table of astrophysical interest. (Princeton Univ. Obs., 20.)
- Moore, C. E. 1993, *Tables of Spectra of Hydrogen, Carbon, Nitrogen and Oxygen Atoms and Ions*. (CRC Press, Boca Raton, FL.)
- Morisset, C., Stasińska, G., y Peña, M. 2005, *MNRAS*, 360, 499
- Nürnbergger, D. E. A., Bronfman, L., Yorke, H. W., y Zinnecker, H. 2002, *A&A*, 394, 253
- Nieva, M. F. y Przybilla, N. 2006, *ApJ*, 639, L39
- Nussbaumer, H. y Storey, P. J. 1984, *A&AS*, 56, 293
- O'Dell, C. R. 2001, *PASP*, 113, 29

-
- O'Dell, C. R., Balick, B., Hajian, A. R., Henney, W. J., y Burkert, A. 2002, *AJ*, 123, 3329
- O'Dell, C. R., Ferland, G. J., y Henney, W. J. 2001, *ApJ*, 556, 203
- O'Dell, C. R., Hubbard, W. B., y Peimbert, M. 1966, *ApJ*, 143, 743
- O'Dell, C. R., Peimbert, M., y Peimbert, A. 2003, *AJ*, 125, 2590
- O'Dell, C. R. y Wen, Z. 1994, *ApJ*, 436, 194
- O'Dell, C. R. y Wong, K. 1996, *AJ*, 111, 846
- Osterbrock, D. E. y Ferland, G. J. 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei* (2nd. ed. Sausalito, CA: University Science Books)
- Osterbrock, D. E., Fulbright, J. P., y Bida, T. A. 1997, *PASP*, 109, 614
- Osterbrock, D. E., Fulbright, J. P., Martel, A. R., et al. 1996, *PASP*, 108, 277
- Osterbrock, D. E., Tran, H. D., y Veilleux, S. 1992, *ApJ*, 389, 305
- Péquignot, D., Liu, X.-W., Barlow, M. J., Storey, P. J., y Morisset, C. 2003, in *IAU Symp. 209, Planetary Nebulae: Their Evolution and Role in the Universe* (San Francisco: ASP), ed. S. Kwok, M. Dopita, y R. Sutherland, 347
- Pagel, B. E. J., Edmunds, M. G., Blackwell, D. E., Chun, M. S., y Smith, G. 1979, *MNRAS*, 189, 95
- Palla, F. y Stahler, S. W. 1999, *ApJ*, 525, 772
- Peimbert, M. 1995, in *The Analysis of Emission Lines*, ed. R. Williams y M. Livio, 165
- Peimbert, A. 2003, *ApJ*, 584, 735
- Peimbert, A. y Peimbert, M. 2005, in *The Ninth Texas-Mexico Conference on Astrophysics. Rev. Mexicana Astron. Astrofis. Conf. Ser.*, ed. D. Torres-Peimbert y G. MacAlpine, Vol. 23, 9
- Peimbert, A., Peimbert, M., y Luridiana, V. 2002, *ApJ*, 565, 668
- Peimbert, A., Peimbert, M., y Ruiz, M. T. 2005, *ApJ*, 634, 1056
- Peimbert, M. 1967, *ApJ*, 150, 825
- Peimbert, M. y Costero, R. 1969, *Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya*, 5, 3
- Peimbert, M. y Peimbert, A. 2006, in *IAU Symp. 234, Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond* (San Francisco: ASP), ed. M. J. Barlow y R. H. Méndez, 227
- Peimbert, M., Peimbert, A., Esteban, C., et al. 2007, in *First light science with the GTC. Rev. Mexicana Astron. Astrofis. Conf. Ser.*, ed. R. Guzmán, C. Packham, y J. M. Rodríguez-Espinosa, Vol. 45, 72–79

- Peimbert, M., Peimbert, A., y Ruiz, M. T. 2000, ApJ, 541, 688
- Peimbert, M., Peimbert, A., Ruiz, M. T., y Esteban, C. 2004, ApJS, 150, 431
- Peimbert, M., Sarmiento, A., y Fierro, J. 1991, PASP, 103, 815
- Peimbert, M., Storey, P. J., y Torres-Peimbert, S. 1993a, ApJ, 414, 626
- Peimbert, M. y Torres-Peimbert, S. 1977, MNRAS, 179, 217
- Peimbert, M. y Torres-Peimbert, S. 1999, ApJ, 525, 1143
- Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., y Dufour, R. J. 1993b, ApJ, 418, 760
- Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., y Luridiana, V. 1995, Rev. Mexicana Astron. Astrofis., 31, 131
- Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., y Rayo, J. F. 1978, ApJ, 220, 516
- Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., y Ruiz, M. T. 1992, Rev. Mexicana Astron. Astrofis., 24, 155
- Pequignot, D. y Baluteau, J.-P. 1988, A&A, 206, 298
- Pequignot, D., Petitjean, P., y Boisson, C. 1991, A&A, 251, 680
- Perinotto, M., Morbidelli, L., y Scatarzi, A. 2004, MNRAS, 349, 793
- Pettini, M. y Pagel, B. E. J. 2004, MNRAS, 348, L59
- Pilyugin, L. S. 2000, A&A, 362, 325
- Pilyugin, L. S. 2001, A&A, 369, 594
- Pilyugin, L. S. 2005, A&A, 436, L1
- Pilyugin, L. S., Ferrini, F., y Shkvarun, R. V. 2003, A&A, 401, 557
- Pilyugin, L. S. y Thuan, T. X. 2005, ApJ, 631, 231
- Portinari, L., Chiosi, C., y Bressan, A. 1998, A&A, 334, 505
- Pradhan, A. K. 1976, MNRAS, 177, 31
- Pradhan, A. K., Montenegro, M., Nahar, S. N., y Eissner, W. 2006, MNRAS, 366, L6
- Puls, J., Urbaneja, M. A., Venero, R., et al. 2005, A&A, 435, 669
- Quinet, P. 1996, A&AS, 116, 573
- Reames, D. V. 1999, Space Sci. Rev., 90, 413
- Reid, M. J. 1993, ARA&A, 31, 345
- Reifenstein, E. C., Wilson, T. L., Burke, B. F., Mezger, P. G., y Altenhoff, W. J. 1970, A&A, 4, 357
- Robertson-Tessi, M. y Garnett, D. R. 2005, ApJS, 157, 371

- Robledo-Rella, V. 2002, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis. Conf. Ser.*, 12, 31
- Rodgers, A. W., Campbell, C. T., y Whiteoak, J. B. 1960, *MNRAS*, 121, 103
- Rodríguez, M. 1996, *A&A*, 313, L5
- Rodríguez, M. 1998, PhD thesis, Universidad de La Laguna
- Rodríguez, M. 1999a, *A&A*, 348, 222
- Rodríguez, M. 1999b, *A&A*, 351, 1075
- Rodríguez, M. 2002, *A&A*, 389, 556
- Rodríguez, M. 2003, *ApJ*, 590, 296
- Rodríguez, M. y Rubin, R. H. 2005, *ApJ*, 626, 900
- Rola, C. y Stasińska, G. 1994, *A&A*, 282, 199
- Rolleston, W. R. J., Smartt, S. J., Dufton, P. L., y Ryans, R. S. I. 2000, *A&A*, 363, 537
- Rosado, M., Esteban, C., Lefloch, B., Cernicharo, J., y García López, R. J. 1999, *AJ*, 118, 2962
- Rubin, R. H. 1969, *ApJ*, 155, 841
- Rubin, R. H. 1986, *ApJ*, 309, 334
- Rubin, R. H., Bhatt, N. J., Dufour, R. J., et al. 2002, *MNRAS*, 334, 777
- Rubin, R. H., Dufour, R. J., Ferland, G. J., et al. 1997, *ApJ*, 474, L131
- Rubin, R. H., Martin, P. G., Dufour, R. J., et al. 2003, *MNRAS*, 340, 362
- Rubin, R. H., Simpson, J. P., Haas, M. R., y Erickson, E. F. 1991, *ApJ*, 374, 564
- Rudolph, A. L., Fich, M., Bell, G. R., et al. 2006, *ApJS*, 162, 346
- Ruiz, M. T., Peimbert, A., Peimbert, M., y Esteban, C. 2003, *ApJ*, 595, 247
- Russeil, D. 2003, *A&A*, 397, 133
- Sánchez, L. J. y Peimbert, M. 1991, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 22, 285
- Santolaya-Rey, A. E., Puls, J., y Herrero, A. 1997, *A&A*, 323, 488
- Savage, B. D. y Mathis, J. S. 1979, *ARA&A*, 17, 73
- Sawey, P. M. J. y Berrington, K. A. 1993, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 55, 81
- Schmelz, J. T., Nasraoui, K., Roames, J. K., Lippner, L. A., y Garst, J. W. 2005, *ApJ*, 634, L197
- Searle, L. 1971, *ApJ*, 168, 327
- Seaton, M. J. 1979, *MNRAS*, 187, 73P

- Sembach, K. R. y Savage, B. D. 1996, *ApJ*, 457, 211
- Sharpee, B., Williams, R., Baldwin, J. A., y van Hoof, P. A. M. 2003, *ApJS*, 149, 157
- Sharpless, S. 1959, *ApJS*, 4, 257
- Shaver, P. A., McGee, R. X., Newton, L. M., Danks, A. C., y Pottasch, S. R. 1983, *MNRAS*, 204, 53
- Shaw, R. A. y Dufour, R. J. 1995, *PASP*, 107, 896
- Simón-Díaz, S., Herrero, A., Esteban, C., y Najarro, F. 2006, *A&A*, 448, 351
- Simpson, J. P., Colgan, S. W. J., Rubin, R. H., Erickson, E. F., y Haas, M. R. 1995, *ApJ*, 444, 721
- Simpson, J. P., Rubin, R. H., Erickson, E. F., y Haas, M. R. 1986, *ApJ*, 311, 895
- Smartt, S. J., Venn, K. A., Dufton, P. L., et al. 2001, *A&A*, 367, 86
- Smits, D. P. 1996, *MNRAS*, 278, 683
- Sofia, U. J. y Meyer, D. M. 2001, *ApJ*, 554, L221
- Stasińska, G., Tenorio-Tagle, G., Rodríguez, M., y Henney, W. J. 2007, *A&A*, 471, 193
- Stasińska, G. 1978, *A&A*, 66, 257
- Stasińska, G. 1980, *A&A*, 84, 320
- Stasińska, G. 1990, *A&AS*, 83, 501
- Stasińska, G. 2005, *A&A*, 434, 507
- Stasińska, G. 2006, *A&A*, 454, L127
- Stasińska, G. y Szczerba, R. 2001, *A&A*, 379, 1024
- Stolte, A., Brandner, W., Brandl, B., Zinnecker, H., y Grebel, E. K. 2004, *AJ*, 128, 765
- Storchi-Bergmann, T., Calzetti, D., y Kinney, A. L. 1994, *ApJ*, 429, 572
- Storey, P. J. 1994, *A&A*, 282, 999
- Storey, P. J. y Hummer, D. G. 1995, *MNRAS*, 272, 41
- Tapia, M., Bohigas, J., Pérez, B., Roth, M., y Ruiz, M. T. 2001, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 37, 39
- Tayal, S. S. y Gupta, G. P. 1999, *ApJ*, 526, 544
- Thompson, R. I., Smith, B. A., y Hester, J. J. 2002, *ApJ*, 570, 749
- Thronson, H. A. y Lada, C. J. 1983, *ApJ*, 269, 175
- Torres-Peimbert, S., Dufour, R. J., Peimbert, M., y Pena, M. 1997, in *IAU Symp. 180: Planetary Nebulae*, ed. H. J. Habing y H. J. G. L. M. Lamers, 281

- Torres-Peimbert, S. y Peimbert, M. 1977, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 2, 181
- Torres-Peimbert, S. y Peimbert, M. 2003, in *IAU Symp. 209, Planetary Nebulae: Their Evolution and Role in the Universe* (San Francisco: ASP), ed. S. Kwok, M. Dopita, y R. Sutherland, 363
- Torres-Peimbert, S., Peimbert, M., y Daltabuit, E. 1980, *ApJ*, 238, 133
- Torres-Peimbert, S., Peimbert, M., y Pena, M. 1990, *A&A*, 233, 540
- Tsamis, Y. G., Barlow, M. J., Liu, X.-W., Danziger, I. J., y Storey, P. J. 2003, *MNRAS*, 338, 687
- Tsamis, Y. G., Barlow, M. J., Liu, X.-W., Storey, P. J., y Danziger, I. J. 2004, *MNRAS*, 353, 953
- Tsamis, Y. G. y Péquignot, D. 2005, *MNRAS*, 364, 687
- Tsamis, Y. G., Walsh, J. R., Péquignot, D., et al. 2006, in *IAU Symp. 234, Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond* (San Francisco: ASP), ed. M. J. Barlow y R. H. Méndez, 239
- Turnshek, D. A., Bohlin, R. C., Williamson, R. L., et al. 1990, *AJ*, 99, 1243
- Verner, E. M., Verner, D. A., Baldwin, J. A., Ferland, G. J., y Martin, P. G. 2000, *ApJ*, 543, 831
- Viegas, S. M. 2002, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis. Conf. Ser.*, 12, 219
- Viegas, S. M. y Clegg, R. E. S. 1994, *MNRAS*, 271, 993
- Vílchez, J. M. 1989, *Ap&SS*, 157, 61
- Vílchez, J. M. y Esteban, C. 1996, *MNRAS*, 280, 720
- Vílchez, J. M. y Pagel, B. E. J. 1988, *MNRAS*, 231, 257
- Walborn, N. R. 1972, *AJ*, 77, 312
- Walborn, N. R. 1973a, *ApJ*, 182, L21
- Walborn, N. R. 1973b, *AJ*, 78, 1067
- Walborn, N. R. 1982, *AJ*, 87, 1300
- Walborn, N. R., Howarth, I. D., Lennon, D. J., et al. 2002, *AJ*, 123, 2754
- Walsh, J. R. y Rosa, M. R. 1999a, in *Chemical Evolution from Zero to High Redshift*, ed. J. R. Walsh y M. R. Rosa, 68
- Walsh, J. R. y Rosa, M. R., eds. 1999b
- Walter, D. K., Dufour, R. J., y Hester, J. J. 1992, *ApJ*, 397, 196
- Wang, W., Liu, X.-W., Zhang, Y., y Barlow, M. J. 2004, *A&A*, 427, 873
- Wen, Z. y O'Dell, C. R. 1995, *ApJ*, 438, 784

- Wesson, R. y Liu, X.-W. 2004, MNRAS, 351, 1026
- Wesson, R., Liu, X.-W., y Barlow, M. J. 2003, MNRAS, 340, 253
- Wesson, R., Liu, X.-W., y Barlow, M. J. 2005, MNRAS, 362, 424
- Wiese, W. L., Fuhr, J. R., y Deters, T. M. 1996, J. Phys. Chem: Ref. Data, Monograph No. 7, Atomic transition probabilities of carbon, nitrogen, and oxygen: a critical data compilation (American Chemical Society, Washington, DC, and the National Institute of Standards and Technology (NIST))
- Wiese, W. L., Smith, M. W., y Glennon, B. M. 1966, Atomic transition probabilities. Vol.: Hydrogen through Neon. A critical data compilation (NSRDS-NBS 4, Washington, D.C.: US Department of Commerce, National Bureau of Standards)
- Wilson, T. L., Pauls, T. A., y Ziurys, L. M. 1979, A&A, 77, L3
- Wink, J. E., Wilson, T. L., y Biegging, J. H. 1983, A&A, 127, 211
- Wyse, A. B. 1942, ApJ, 95, 356
- Young, P. R. 2005, A&A, 444, L45
- Zaritsky, D., Kennicutt, Jr., R. C., y Huchra, J. P. 1994, ApJ, 420, 87
- Zeippen, C. J. 1982, MNRAS, 198, 111
- Zhang, H. 1996, A&AS, 119, 523
- Zhang, H. L. y Pradhan, A. K. 1997, A&AS, 126, 373
- Zhang, Y., Liu, X.-W., Liu, Y., y Rubin, R. H. 2005a, MNRAS, 358, 457
- Zhang, Y., Liu, X.-W., Luo, S.-G., Péquignot, D., y Barlow, M. J. 2005b, A&A, 442, 249
- Zhang, Y., Liu, X.-W., Wesson, R., et al. 2004, MNRAS, 351, 935
- Zhang, Y., Williams, R., Pellegrini, E., et al. 2006, in IAU Symp. 234, Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond (San Francisco: ASP), ed. M. J. Barlow y R. H. Méndez, 549