



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE  
MÉXICO

---

FACULTAD DE CIENCIAS

CONDICIONES FÍSICAS Y  
ABUNDANCIAS QUÍMICAS EN  
HH-202: UN OBJETO HERBIG-HARO  
EN LA NEBULOSA DE ORIÓN

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:  
FÍSICO

PRESENTA:  
JOSÉ NORBERTO ESPÍRITU CONTRERAS



DIRECTOR DE TESIS:  
DR. ANTONIO PEIMBERT TORRES

2015

Ciudad Universitaria, D. F.



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

1.Datos del alumno

Espíritu

Contreras

José Norberto

7775226417

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

409005901

2.Datos del tutor

Doctor

Antonio

Peimbert

Torres

3.Datos del sinodal 1

Doctor

Alejandro Cristian

Raga

Rasmussen

4.Datos del sinodal 2

Doctor

Gerardo

Carmona

Ruiz

5.Datos del sinodal 3

Doctora

Miriam del Carmen

Peña

Cárdenas

6.Datos del sinodal 4

Doctor

Ary

Rodríguez

González

7.Datos del trabajo escrito

Condiciones físicas y abundancias químicas  
en HH 202

un objeto Herbig-Haro en la Nebulosa de

Orión

112 p

2015



# Agradecimientos

A mis padres María Eréndira y José, por el amor que me han otorgado a lo largo de mi vida, por inculcarme valores y por sus enseñanzas llenas de sabiduría.

A mi hermana Zaira, por ser mi ejemplo a seguir.

A mis amigos, que afortunadamente son muchos, tantos que harían falta varias páginas para escribir los nombres de todos. Ustedes saben quienes son; a los que conocí en la UNAM y fuera de ella, desde Tijuana hasta Cancún y más allá de nuestras fronteras. Hombro con hombro he compartido con ustedes los mejores años de mi vida, siempre he contado con su apoyo y me han hecho sentir como en casa sin importar donde me encuentre. Ustedes han sido mis mejores maestros, mis mejores compañeros y mis mejores alumnos. Crecer a su lado ha sido todo un honor. ¡Gracias!

A mi director de tesis, el Dr. Antonio Peimbert Torres, por transmitirme sus conocimientos de astronomía, por su infinita paciencia, por las profundas discusiones que tuvimos, y por el apoyo moral.

A mis sinodales Gerardo Carmona, Alejandro Raga, Miriam Peña, y Ary Rodríguez; por sus enseñanzas y oportunas observaciones que me permitieron realizar un trabajo de mayor calidad.

Al Instituto de Astronomía de la UNAM, por otorgarme espacio y recursos para desarrollar mi trabajo.

Al personal del Observatorio Astronómico Nacional en Tonantzintla y en San Pedro Mártir, por permitirme trabajar a su lado y adquirir invaluable experiencia.

A Bárbara Pichardo, por permitirme colaborar con el Instituto de Astronomía desde la licenciatura, por su gran apoyo y por presentarme a Antonio.

Al profesor José Peña por darme la oportunidad de dar clases a su lado y de transmitir mis humildes conocimientos a nuevas generaciones.

Al Taller de Física de la Facultad de Ciencias, por darme la oportunidad de construir y compartir ciencia con un enfoque diferente e innovador. Esos años no fueron en vano. Algún día regresaremos.

A mis alumnos, porque gracias a ustedes he obtenido muchos conocimientos sobre ciencia y educación que no se encuentran en libros.

A Humberto Arce y Hortensia González por sus enseñanzas y apoyo en momentos difíciles.

A Gloria Delgado-Inglada, por las interesantes discusiones y por su ayuda en calcular las abundancias de hierro.

A la Facultad de Ciencias y a la UNAM en general, porque de no haber estudiado aquí, no sería la persona que soy hoy en día.

# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. El Medio Interestelar . . . . .	1
1.2. Regiones H II . . . . .	4
1.3. La Nebulosa de Orión. . . . .	7
1.4. Objetos Herbig-Haro . . . . .	9
1.5. HH 202. . . . .	11
1.6. Motivación y objetivo. . . . .	12
<b>2. Modelo teórico de regiones H II</b>	<b>15</b>
2.1. Equilibrio de fotoionización . . . . .	15
2.1.1. Fotoionización y recombinación del hidrógeno. . . . .	16
2.1.2. Fotoionización de una nebulosa de hidrógeno puro . . . . .	18
2.1.3. Fotoionización de una nebulosa que contiene hidrógeno y helio . . . . .	21
2.1.4. Fotoionización de los elementos pesados . . . . .	24
2.2. Equilibrio térmico . . . . .	26
2.2.1. Ganancia de energía por fotoionización . . . . .	26
2.2.2. Pérdida de energía por recombinación . . . . .	27
2.2.3. Energía perdida por radiación libre-libre . . . . .	28
2.2.4. Pérdida de energía por radiación de líneas colisionalmente excitadas . . . . .	28

2.3.	Cálculo del espectro emitido . . . . .	31
2.3.1.	Radiación continua en el visible . . . . .	31
2.3.2.	Líneas de recombinación . . . . .	32
2.3.3.	Efectos radiativos en H y He . . . . .	34
2.4.	Determinación de la temperatura electrónica por medio de cocientes de líneas de emisión . . . . .	36
2.5.	Obtención de densidades electrónicas por medio de líneas de emisión . . . . .	39
2.6.	Abundancias iónicas en una nebulosa . . . . .	40
2.6.1.	Abundancias totales de elementos en una nebulosa . . . . .	41
2.7.	Polvo Interestelar . . . . .	42
2.7.1.	Formación y destrucción . . . . .	43
<b>3.</b>	<b>Observaciones</b>	<b>45</b>
3.1.	Reducción de datos . . . . .	47
3.2.	Correcciones a la intensidad de las líneas . . . . .	48
<b>4.</b>	<b>Resultados</b>	<b>53</b>
4.1.	HH 202 como una región fotoionizada . . . . .	62
4.2.	Determinación de la temperatura y densidad electrónicas . . . . .	62
4.3.	Composición química . . . . .	65
4.3.1.	Abundancias iónicas por medio de líneas de excitación colisional . . . . .	66
4.3.2.	Abundancia de $O^{++}$ por medio de líneas de recombinación . . . . .	67
4.3.3.	Abundancias totales de elementos pesados . . . . .	70
4.4.	Discusión . . . . .	72
4.4.1.	Destrucción de los granos de polvo . . . . .	75
<b>5.</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>77</b>



<b>A. Espectros</b>	<b>81</b>
A.1. Espectros $\lambda\lambda$ 3300 - 6210 Å(azul) . . . . .	81
A.2. Espectros $\lambda\lambda$ 5010-7690 Å(rojo) . . . . .	90
<b>Bibliografía</b>	<b>98</b>



# Resumen

Las nubes de gas en el medio interestelar son un excelente laboratorio para estudiar las abundancias de elementos químicos en la galaxia y la evolución química de la misma.

En este texto se presenta una introducción al Medio Interestelar para entender las propiedades del material (gas y polvo) que lo componen. Se exponen las diferentes fases del medio interestelar así como las condiciones físicas presentes en cada una.

Dentro de los varios tipos de nebulosas en el MI profundizaremos en las regiones H II; estas son nubes de gas, principalmente hidrógeno fotoionizado por estrellas de tipo O y B, las cuales emiten fuertemente en el ultravioleta al presentar temperaturas de  $\sim 40\,000$  K. Se estudia el equilibrio de fotoionización-recombinación de los elementos presentes en la nebulosa, tomando como ejemplo una nebulosa de hidrógeno puro. Se analiza el equilibrio térmico establecido en el gas, el cual gana energía por medio de los fotones provenientes de la estrella ionizante, y pierde energía por recombinaciones, por emisión de líneas de excitación colisional y por radiación libre-libre. Estos procesos nos permiten definir una temperatura, que está dada por la velocidad de los electrones libres en el gas. Finalmente, se estudia desde un punto de vista teórico el espectro electromagnético de emisión, en el cual se encuentra que la intensidad de las líneas de emisión depende de las abundancias de elementos, de la densidad, la temperatura y el grado de ionización local. Todas estas herramientas teóricas forman la base para el estudio de las regiones H II en la galaxia.

La Nebulosa de Orión es la región H II más cercana a la Tierra y la más brillante en el cielo nocturno; por ello ha sido una de las zonas del medio interestelar más estudiadas por los astrónomos. El centro de la nebulosa está compuesto principalmente por hidrógeno (H), helio (He) y elementos pesados. Todos estos elementos son fotoionizados por acción de las estrellas del cúmulo conocido como el Trapecio. En lo que respecta a los elementos

pesados, estos son mucho menos abundantes que el hidrógeno, con un átomo de elementos pesados por cada 1000 de hidrógeno, de estos el más abundante es el oxígeno, contabilizando aproximadamente el 50% de los átomos de elementos pesados, esto hace posible su estudio y la determinación de abundancias de todos sus iones. Sin embargo, una fracción importante del oxígeno se encuentra atrapada en granos de polvo en forma de moléculas como óxido de hierro (FeO), óxido de silicio (SiO), y óxido de magnesio (MgO).

Los granos de polvo han sido estudiados a profundidad en nubes moleculares, que son considerablemente más frías que las regiones H II al presentar temperaturas de 10 - 100 K; de manera que sus granos de polvo tienen una composición química radicalmente distinta. Son pocos los trabajos que estudian la composición química del polvo en regiones H II.

El objeto Herbig-Haro 202 es de particular interés al ser una región de gas chocado en una región H II. Sólo existe un trabajo previo de determinación de abundancias químicas sobre este objeto, realizado por Mesa-Delgado et al. (2009), quien estudió una pequeña región de HH 202 por medio de una técnica conocida como espectroscopía de échelle. Mi trabajo está basado en datos obtenidos con el espectrógrafo FORS 1 del Very Large Telescope (VLT) ubicado en el Observatorio de Cerro Paranal (Chile). He analizado espectros de rendija larga de dicho objeto y de las zonas de gas ionizado adyacentes a él. A partir de estos espectros he identificado 169 líneas de emisión de distintos iones, identificando efectivamente la destrucción de los granos de polvo por acción del choque con el gas, notando un incremento en la abundancia de hierro de un factor de 10 así como un incremento de un 30-40% en la abundancia de oxígeno. Asimismo, comparando cocientes de líneas de excitación colisional, fui capaz de determinar la temperatura y la densidad electrónicas de esta zona de la Nebulosa de Orión.

# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. El Medio Interestelar

El medio interestelar (ISM) comprende la materia que se encuentra entre las estrellas. Este espacio no está completamente vacío sino que está ocupado por materia en distintas fases, que incluyen gas, rayos cósmicos, y partículas sólidas como el polvo interestelar.

La primera confirmación de la existencia del medio interestelar provino de los trabajos de Robert Trumpler en 1930, quien estudió la distribución de los cúmulos abiertos de estrellas en la galaxia. En un inicio Trumpler asumió que el espacio entre las estrellas era completamente transparente; el resultado de ello implicaba que el tamaño angular de los cúmulos era inversamente proporcional a su distancia respecto a la Tierra; esto resulta poco plausible, pues implicaría que la Tierra se encuentra en una zona preferencial de la galaxia. Trumpler concluyó que la luz de los objetos astronómicos se ve oscurecida por un material que existe entre ellos, un fenómeno conocido como extinción interestelar. En la actualidad sabemos que la extinción se debe a granos de polvo: partículas sólidas que interactúan con la luz por medio de procesos de absorción y dispersión. La extinción es selectiva, esto es, su impacto sobre la luz depende de la longitud de onda, debido al tamaño de las partículas de polvo. La cantidad de extinción varía dependiendo de la zona del cielo que se observe, por citar un ejemplo, en el espectro visible, la extinción en la dirección del centro galáctico es del orden de 30 magnitudes estelares, es por esta razón que esta zona del cielo no puede estudiarse en el visible.

El estudio del gas interestelar despuntó gracias al desarrollo de la espectroscopía y de su aplicación en astronomía. Esta técnica consiste en separar la luz de las estrellas en las longitudes de onda que la componen, haciéndola pasar a través de un prisma o una rejilla de difracción. A finales del siglo XIX y comienzos del siglo XX, la espectroscopía permitió estudiar a detalle la radiación emitida o absorbida por los iones y átomos que se encuentran en las atmósferas estelares. El primer indicio sobre la existencia de gas interestelar surgió de los trabajos de Hartmann en 1904, quien al observar el espectro de la estrella binaria  $\delta$  Orionis reportó la existencia de una línea de Ca II estacionaria, es decir, que no estaba afectada por el corrimiento Doppler inherente al movimiento orbital de las binarias; Hartmann concluyó posteriormente que el origen de esta provenía de materia interestelar ajena a la estrella. Finalmente, en la década de 1930 Victor Ambartsumian introdujo la teoría sobre nebulosas gaseosas, que dio pie al estudio de estos objetos con una base sólida fundamentada en procesos físicos conocidos y bien estudiados en la Tierra.

El medio interestelar comprende aproximadamente el 10 % de la masa de la Galaxia y está formado principalmente por gas difuso. No obstante su masa, los procesos que ocurren en él tienen repercusiones sobre la formación de planetas y estrellas; y su estudio nos permite conocer la composición química de la galaxia e inclusive restringir modelos cosmológicos. La composición química típica del MI –por número de átomos– es 90 % hidrógeno (H); 10 % helio (He); y 0.1 % el resto de los elementos (comúnmente llamados 'elementos pesados'), de los cuales el oxígeno (O) representa aproximadamente la mitad de esta fracción. Asimismo, el hidrógeno representa el 70 % de la masa del MI, el helio el 28 % y el resto de los elementos el 2 %.

Estudiando las distintas fases del medio interestelar se han descubierto alrededor de 30 elementos. Con algunas excepciones, todos los elementos del hidrógeno al zinc (con número atómico 30) se han detectado en el medio interestelar. A partir de estudios observacionales, se ha encontrado que los elementos pesados en el medio interestelar son significativamente menos abundantes que en el Sol y en las estrellas de población I. Esta diferencia en abundancia recibe el nombre de *disminución* o *agotamiento* interestelar <sup>1</sup>. La disminución de elementos varía considerablemente en distintas direcciones de la galaxia. Se piensa que dichos elementos se depositan en granos de polvo, donde no producen radiación detectable.

---

<sup>1</sup>En inglés *elemental depletion*.

Las condiciones físicas del gas interestelar pueden variar de manera considerable, por lo que tradicionalmente se hace distinción entre sus fases, siendo estas a grandes rasgos:

**Gas atómico (regiones H I).** Gas compuesto principalmente por hidrógeno neutro atómico (denotado H I), con la presencia de algunos iones de baja excitación – como carbono y calcio una vez ionizado–. La temperatura típica en estas regiones es  $T \approx 50 - 150$  K. Su densidad es de aproximadamente  $1-100 \text{ cm}^{-3}$  en nubes, con una masa de 50 - 500 masas solares. Se observan por medio de la línea de 21 cm de hidrógeno neutro.

**Nubes moleculares.** Están compuestas principalmente por hidrógeno molecular ( $\text{H}_2$ ), con trazas de otras moléculas (e.g. CO,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ). Su temperatura típica se encuentra en el rango de 10-30 K, a la vez que presentan densidades de  $10^3 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , por lo que a gran escala representan las regiones extendidas más frías y densas de la galaxia; se presentan concentraciones de  $\sim 1000$  masas solares. Estas nubes se estudian a partir de la observación de emisión de ondas de radio y microondas producidas por las transiciones rotacionales de las moléculas que las constituyen. Es en las nubes moleculares donde se forman las estrellas.

**Gas internube.** Está compuesto por hidrógeno atómico caliente que puede estar parcialmente ionizado, con temperaturas entre 5000 - 6000 K. Presenta densidades de  $0.1 - 1 \text{ cm}^{-3}$ .

**Regiones ionizadas colisionalmente.** Son regiones en las que el hidrógeno es ionizado por ondas de choque, como es el caso de explosiones de supernova, que llevan el gas a temperaturas de  $10^5$  o  $10^6$  K. Se estudian a partir de la emisión de rayos X blandos (0.1 - 2 keV).

**Regiones fotoionizadas.** Estas son nubes en las que el hidrógeno es ionizado por acción de una fuente que emite fotones con energía suficiente para arrancar los electrones de sus átomos. Un caso particular de las regiones fotoionizadas son las regiones H II, en las que el gas es ionizado por estrellas jóvenes que emiten fotones ultravioleta. Las regiones H II son centrales para el desarrollo de esta tesis al ser la Nebulosa de Orión la región H II más conocida y estudiada. Por ello, abordaremos más sobre sus propiedades.

## 1.2. Regiones H II

Si una estrella joven es suficientemente caliente, con temperatura superficial mayor a 15 000 K, como es el caso en estrellas de tipo espectral O o B, sus fotones ultravioleta pueden ionizar el medio circundante, formando una región H II. Las estrellas O y B evolucionan rápidamente y rara vez pueden alejarse de la nube de gas que las forma; en promedio, una estrella masiva de tipo O no suele permanecer en dicho estado más de cinco o seis millones de años, antes de cambiar su tipo espectral. Esto propicia la existencia de regiones H II.<sup>2</sup>

Las regiones H II reciben su nombre por el gas caliente que rodea a la estrella, principalmente constituido por hidrógeno, el cual se encuentra totalmente ionizado. No obstante, es destacable la presencia de helio y elementos pesados, como se ve reflejado en sus espectros de emisión. Estas regiones se observan con formas y estructuras muy diversas, pues la distribución de las estrellas ionizantes y el gas es irregular. Las regiones H II son zonas de formación estelar reciente, asociadas a nubes moleculares, que son capaces de originar miles de estrellas en un periodo de millones de años. Tras completar su evolución, las estrellas ionizantes terminan su vida en explosiones de supernova que, junto con los vientos estelares de las estrellas más masivas dispersan los gases de la región H II, dejando atrás un cúmulo de estrellas atadas gravitacionalmente.

Las regiones H II pueden reconocerse inmediatamente en imágenes de galaxias en el visible como nubes difusas de gran brillo. Al realizar búsquedas o mapeos de regiones H II típicamente las observaciones se llevan a cabo utilizando filtros angostos, capaces de discriminar la radiación proveniente de líneas de emisión nebulares, como la transición del nivel  $n = 3$  al nivel  $n = 2$  de hidrógeno neutro, conocida como H $\alpha$ ; también se utilizan filtros para

---

<sup>2</sup>La notación espectroscópica convencional utilizada en trabajos astronómicos de estrellas y medio interestelar llama a los fotones emitidos por los átomos neutros como fotones de la primera familia (e.g. O I, N I, C I; representan fotones emitidos por oxígeno, nitrógeno, y carbono neutros respectivamente) mientras que los que han sido ionizados una vez –es decir, han perdido un electrón– pertenecen a la segunda familia (e.g. O II, N II y C II); y así sucesivamente siendo la numeración de la familia superior en uno al grado de ionización del átomo emisor. Formalmente se hace una distinción entre fotones y iones, así por ejemplo, He II representa un fotón producido por el ion He<sup>+</sup>. En las regiones H II se observan también fotones emitidos por transiciones prohibidas por las reglas de selección de dipolo eléctrico, de las cuales hablaremos más adelante. Para indicar su naturaleza, estas se denotan con corchetes, e.g. [O III] representa una emisión prohibida del ión O<sup>++</sup>.



detectar radiación proveniente de elementos pesados, como la línea de emisión con longitud de onda  $6583 \text{ \AA}$  de  $[\text{N II}]$ . Las regiones H II se observan típicamente en todas las galaxias espirales e irregulares cercanas, concentrándose principalmente en los brazos espirales. Por otro lado, las galaxias elípticas y lenticulares regularmente no contienen regiones H II.

En nuestra Galaxia, las regiones H II también se observan concentradas en los brazos espirales en el plano galáctico. Al discernirlas del medio circundante, debe determinarse su distancia. Esta puede calcularse si se identifica con claridad la estrella o grupo de estrellas responsables de la fotoionización: tras clasificar sus espectros es posible obtener esta determinación comparando con calibraciones hechas para estrellas cercanas. Empero, esto no siempre es posible, debido a factores como la extinción interestelar o la incertidumbre que introducen otras estrellas en el campo.

Dadas las condiciones en las que se encuentra la materia interestelar, resulta evidente la necesidad de realizar observaciones en todas las regiones del espectro electromagnético a fin de obtener una imagen completa de los procesos físicos que ocurren en el medio interestelar. Gran parte del trabajo observacional realizado en regiones H II ocurre en el infrarrojo y en el radio, donde es posible observar a través de las masivas nubes de gas que dieron origen a las estrellas ionizantes. Estas observaciones han contribuido a mapear la distribución de regiones H II en nuestra Galaxia. Asimismo, al observar en estas longitudes de onda, es posible penetrar más a fondo en las regiones H II, pues la radiación no se ve afectada por el polvo interestelar. De esta manera se han revelado estructuras como discos protoplanetarios y estrellas en reciente formación, lo que ha contribuido al desarrollo de teorías de formación estelar.

En las regiones H II encontramos densidades típicas de  $\sim 10^2 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$ , aunque solo las menos densas –con  $n_e \sim 10^2 - 10^4$ – son observables en el óptico y con temperaturas en el rango de  $5000 - 15\,000 \text{ K}$ . Como ya hemos mencionado, el gas en su interior se encuentra ionizado casi en su totalidad. Estos factores se conjuntan para generar procesos de sumo interés desde el punto de vista de la física. Los electrones libres y los iones pueden recombinarse para formar átomos, emitiendo radiación en el proceso. Un espectro típico de una región H II presenta líneas prominentes de recombinación, siendo el perfecto ejemplo la serie de Balmer del hidrógeno neutro, que comprende todas las transiciones al nivel 2 de este átomo. Bajo estas condiciones físicas, la materia presenta comportamientos que no se observan en

los laboratorios de la Tierra, pues las densidades consideradas son inferiores en muchos órdenes de magnitud a la densidad de la atmósfera terrestre. En los espectros de regiones H II destacan las *líneas de excitación colisional*, producidas por colisiones con electrones que excitan a un electrón apenas por encima del estado base; en la Tierra estas líneas de emisión no se observan pues las colisiones con otras partículas desexcitan al electrón casi instantáneamente; en el medio interestelar esto no ocurre dada la baja densidad, y el electrón termina por decaer al estado base mediante la emisión espontánea de radiación. Estas líneas resultan ser prohibidas por las reglas de transición de dipolo eléctrico con tiempos de decaimiento que van de segundos a horas; por ello comúnmente se hace referencia a ella simplemente con el nombre de *líneas prohibidas*. Ejemplos de ellas incluyen las líneas de [O III]  $\lambda\lambda$  4959 y 5007.

Una estrella no puede ionizar una cantidad infinita de gas; y en efecto, típicamente las regiones H II observadas poseen dimensiones de 1 parsec, o 3.26 años luz, aproximadamente. El volumen de gas que la estrella puede ionizar está limitado al volumen en el cual la tasa de recombinaciones es igual a la tasa con la cual la estrella produce fotones ionizantes. En el modelo más simple de una región H II, en que consideramos una sola estrella rodeada por una nube homogénea de hidrógeno puro, puede demostrarse que el hidrógeno totalmente ionizado se distribuye esféricamente alrededor de la estrella, delimitado por una región de transición entre el gas ionizado y el gas neutro, que es bastante delgada comparada con el radio de la región ionizada. A esta estructura se le conoce como *esfera de Strömgren (1939)*.

En el proceso de fotoionización, los fotones con una energía que sobrepase el potencial de ionización del hidrógeno son absorbidos, liberando electrones de los átomos. El exceso de energía de cada fotón absorbido con respecto al potencial de ionización aparece como energía cinética de un electrón liberado. Así, la energía suministrada al gas en forma de radiación proveniente de la estrella se traduce en energía cinética de los electrones. Se obtiene entonces un gas de partículas cuya interacción está dominada por colisiones electrón-electrón y ion-electrón, que distribuyen la energía de manera equitativa dando como resultado un estado de equilibrio térmico. Como consecuencia, en una región H II buscamos medir la *temperatura electrónica*  $T_e$  así como la *densidad electrónica*  $n_e$ , pues estas determinan los procesos físicos que ocurren en el gas. La temperatura en un punto de la nebulosa se mantiene fija por el equilibrio entre el calentamiento por fotoionización y el enfriamiento por emisión de radiación —en este último proceso, los elementos pesados juegan un papel importante, como veremos

en el capítulo 2–.

Como ya se mencionó, los espectros de regiones H II muestran líneas de emisión de hidrógeno, helio y elementos pesados. La intensidad de cada línea de emisión observada es una función de la densidad electrónica, la temperatura electrónica y la abundancia del ión. Conociendo las primeras dos, es posible determinar la composición química del gas estimando las abundancias de los elementos pesados. Esto ha permitido conocer la naturaleza de las regiones H II en el contexto galáctico; se ha observado así que la abundancia de elementos pesados en las nubes de gas es mayor en regiones cercanas al centro en galaxias espirales, decreciendo hacia el exterior; consecuentemente, la temperatura de las regiones H II es mayor en la periferia de estas galaxias. La abundancia de metales pesados en regiones H II también nos permite indagar en la historia de formación estelar en las nubes de gas, pues el medio interestelar es enriquecido por elementos como hierro, oxígeno, y nitrógeno, que se forman en los interiores estelares. Otro ejemplo es que al medir la abundancia de helio en regiones H II de baja evolución química, es posible determinar la abundancia de helio primordial, esto es, el helio que se formó al inicio del universo, estas estimaciones del helio primordial han permitido a los astrónomos y físicos teóricos constreñir modelos cosmológicos.

### 1.3. La Nebulosa de Orión.

La Nebulosa de Orión, también conocida como Messier 42 o NGC 1976, es la región H II más cercana a la Tierra, lo que también la convierte en la más estudiada. Como su nombre lo indica, se ubica en la constelación de Orión, al sur de las tres estrellas que forman el cinturón, es visible a simple vista y se encuentra a una distancia de nosotros de aproximadamente 412 parsecs (pc), o 1344 años luz. En el cielo ocupa una dimensión aparente de  $65 \times 60$  minutos de arco, que corresponde a una extensión de 7.4 pc aproximadamente.

La Nebulosa de Orión forma parte del complejo molecular del mismo nombre, que es una nube con una masa de aproximadamente  $10^5$  masas solares ( $M_{\odot}$ ). Se ha estimado que la formación estelar en Orión tiene una historia de 10 millones de años, y existe clara evidencia de formación estelar en la actualidad en el corazón de la Nebulosa de Orión. En M42 se han identificado más de 700 estrellas en diversas etapas de formación y desarrollo. Por encima de las demás destaca un cúmulo abierto de estrellas conocido como el Trapecio, cuyo brillo

es dominado por cuatro componentes; pero en el cual se han realizado censos identificando hasta 123 estrellas en una región de  $0.2 \times 0.2$  pc. El Trapecio es un cúmulo relativamente joven formado a partir del gas de Orión; las cuatro estrellas más brillantes se encuentran en el rango de 15 - 40  $M_{\odot}$ . Estas estrellas son responsables de la fotoionización del gas circundante que se observa en las imágenes tomadas con telescopios modernos. En particular, la estrella conocida como  $\theta^1$  Orionis C, es la principal fuente de ionización de M42; esta es una estrella de tipo espectral O6, con una temperatura de poco menos de 40 000 K que emite intensamente en el UV.

En la astrofísica moderna, la Nebulosa de Orión ha jugado un importante papel como laboratorio interestelar, su cercanía a la Tierra la ha convertido en el referente principal en lo que se conoce como vecindad solar. Así, Orión es el punto de referencia para el estudio de la composición química de esta zona de la galaxia. Con telescopios de gran diámetro, como el Very Large Telescope, es posible llevar a cabo estudios extremadamente detallados de los procesos físicos que ocurren en Orión, lo cual resulta más complicado en nebulosas más lejanas. En estudios sobre Orión se han reportado temperaturas en el rango de  $\sim 7000 - 10\,000$  K, dependiendo de la zona considerada; en el gas en reposo se han reportado densidades desde  $\sim 1\,500$  hasta  $\sim 10\,000$   $\text{cm}^{-3}$  (Esteban et al., 2004). La composición química de Orión ha sido estudiada intensivamente a lo largo de las décadas, refinando las mediciones obtenidas gracias a nuevas observaciones e instrumentos como el Telescopio Espacial Hubble. Uno de los estudios más completos y detallados sobre la composición química de Orión es el realizado por Esteban et al. (2004).

Orión también ha permitido a los astrónomos estudiar a detalle procesos como la formación de discos protoplanetarios, que son regiones de material compactas y altamente densas que rodean a estrellas de reciente formación. En la zona más cercana al trapecio, los discos protoplanetarios tienen la peculiaridad de encontrarse envueltos en un capullo de material compuesto por polvo y gas. A partir de observaciones de estos objetos, ha sido posible refinar las teorías de formación estelar en los brazos de la galaxia y extenderlas al resto del medio interestelar.

Un aspecto que ha sido poco explorado en lo que respecta a la determinación de abundancias químicas en regiones H II es la cantidad de átomos de ciertos elementos que se depositan en los granos de polvo, algunos estudios sobre este tema se pueden encontrar en los trabajos

de Mesa-Delgado et al. (2009) y Podio et al. (2009). Concretamente, este fenómeno afecta al oxígeno que, por masa, es el tercer elemento más abundante en el universo después del hidrógeno y el helio, el oxígeno se deposita en los granos de polvo en forma de silicatos y compuestos como óxido de hierro (FeO). Muchos estudios se enfocan en la abundancia de oxígeno (O) en la fase gaseosa de las regiones H II, pero al desconocer la fracción de oxígeno depositada en el polvo, no pueden determinar la abundancia total de oxígeno en regiones H II. En muchos objetos resulta imposible cuantificar directamente el oxígeno atrapado en granos de polvo pues la radiación emitida por estos no proporciona suficiente información para determinar sus abundancias químicas. Una vez más, la Nebulosa de Orión brinda el perfecto escenario para buscar respuestas a este problema, ya que en ella existen regiones de gas chocado conocidas como objetos Herbig-Haro (HH), que son capaces de destruir los granos de polvo en gran cantidad. Se ha sugerido previamente que el estudio de estos objetos por medio de espectros de alta resolución permitiría estudiar el oxígeno liberado en este proceso comparándolo con gas estático de la nebulosa (Jones et al., 1994), (McKee et al., 1984). Muchas regiones H II presentan objetos HH en su interior, sin embargo, la observación detallada de este tipo de objetos es bastante difícil debido a que son considerablemente pequeños comparados con el resto de la región H II y se encuentran mezclados con el gas, lo que dificulta su identificación y aislamiento; como problema adicional, las regiones H II más lejanas no pueden observarse con una resolución comparable a Orión. Estudios de abundancias químicas de objetos HH en regiones H II se han llevado a cabo apenas en un puñado de objetos, y sus conclusiones cuantitativas aun no son definitivas, siendo una de las motivaciones del presente trabajo.

## 1.4. Objetos Herbig-Haro

Cuando un elemento de materia adquiere una velocidad mayor a la velocidad del sonido en el medio en que se encuentra se produce un frente de onda de choque. Los objetos Herbig-Haro (HH) son regiones de emisión, en las que el mecanismo que calienta al gas es un choque supersónico proveniente de una estrella en formación. La estrella transfiere momento angular al gas que la rodea y lo expulsa en dirección paralela a su eje de rotación, produciendo un flujo bipolar; este gas finalmente produce un frente de onda de choque que ioniza al medio

circundante (ver Fig. 1.1). La energía cinética del choque se transfiere al gas, que se enfría emitiendo radiación.

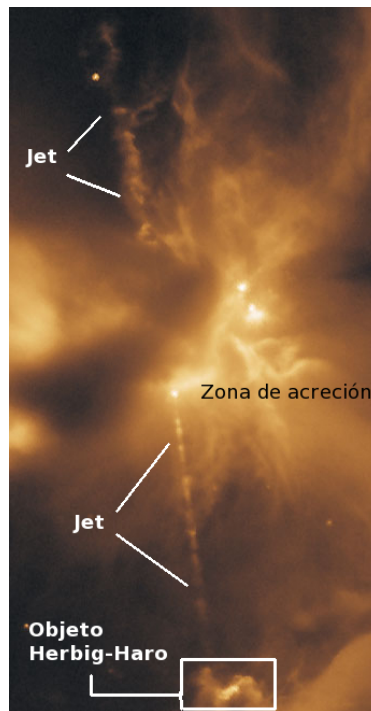


Figura 1.1: Imagen en infrarrojo del objeto Herbig-Haro 24, visto por el Telescopio Espacial Hubble. Se muestran las partes constituyentes del objeto. Crédito: NASA APOD, Hubble Legacy Archive.

Los objetos Herbig-Haro fueron descubiertos y estudiados a detalle por primera vez en la década de 1940, independientemente por George Herbig en EE. UU., y por Guillermo Haro en el Observatorio Astronómico Nacional de Tonantzintla, Puebla. Los primeros objetos HH se observaron en nubes moleculares altamente densas y fueron identificados como nebulosas de emisión inicialmente, pero recibieron una clasificación especial debido a la peculiaridad de sus espectros.

Los espectros de objetos HH muestran ciertas semejanzas con los de regiones H II: se observan líneas de emisión intensas, algunas de ellas de excitación colisional, siendo particularmente prominentes las líneas de elementos de bajo potencial de ionización, como S II, que también son características de choques producidos por supernovas; en ocasiones estas líneas se ven desplazadas por efecto Doppler, lo que permite estimar la velocidad del choque. De la misma manera, se observan líneas de recombinación de hidrógeno, mas puede estimarse que en los objetos HH producidos en nubes moleculares la ionización del hidrógeno no es del

cien por ciento, en contraste con lo que se observa en regiones H II.

Una onda de choque comprime el medio circundante, y como tal la densidad aumenta considerablemente en la zona del choque. De la misma forma, el gas pierde velocidad al chocar con el medio; consecuentemente la energía cinética disipada se gasta en calentar el gas. Se han observado objetos HH con velocidades de hasta  $\sim 300$  km/s. En una región H II la velocidad del sonido típicamente es del orden de 10 a 20 km/s.

## 1.5. HH 202.

El objeto Herbig-Haro 202 es uno de los más brillantes y prominentes, tanto del medio interestelar como de la Nebulosa de Orión; es uno de los pocos objetos HH que se pueden estudiar con gran detalle en una región H II. Este fue descubierto por Cantó et al. (1980). El origen del flujo de gas no es claro, y no se ha identificado la estrella progenitora. HH 202 muestra una forma parabólica ancha con varios nodos, de los cuales aquel denominado HH 202-S es el más brillante.

A la fecha se han realizado muchos estudios centrados en la cinemática del gas; O'Dell y Henney (2008) reportan así una velocidad de choque de aproximadamente 89 km/s. El único trabajo enfocado a determinar la composición química de HH 202-S publicado hasta la fecha fue realizado por Mesa-Delgado et al. (2009), quienes estudiaron dicho objeto mediante una técnica conocida como espectroscopía de échelle, con el instrumento Ultraviolet Visual Echelle Spectrograph (UVES) en el Very Large Telescope de Cerro Paranal, Chile. En el estudio, consideran un espectro extraído de un área de  $1.5 \times 2.5$  arcsec<sup>2</sup> de la región más brillante de HH 202-S. La técnica utilizada les permite identificar más de 300 líneas de emisión; basándose en el corrimiento Doppler de las líneas, separan la zona del choque del gas estático, y comparan la intensidad de las propiedades físicas y químicas del gas en cada fase. En sus resultados reportan densidades electrónicas de hasta  $\sim 17\,000$  cm<sup>-3</sup> en la zona del choque, que contrasta enormemente con la de la zona de gas estático, presentando esta una densidad de  $\sim 2890$  cm<sup>-3</sup>. En lo correspondiente a la temperatura, esta se encuentra en el promedio conocido para esta región de Orión (alrededor de 8000 K), se reportan cambios de alrededor de 200 K entre ambas zonas, determinados con distintos diagnósticos de temperatura. Finalmente, se determina la composición química de la zona analizada, encontrando

una disminución en la abundancia de oxígeno (O) de  $-0.17 \pm 0.06$  dex en el gas estático y de  $-0.11 \pm 0.06$  en el flujo; un comportamiento similar se observa para la abundancia de hierro, en el cual la abundancia aumenta por un factor de 10. A partir de sus resultados, se concluye que el choque está provocando la destrucción de los granos de polvo con una tasa que se ubica en el rango de 30-50 %.

La espectroscopía de echelle permite observar una gran cantidad de líneas de emisión, sin embargo, la calibración de las curvas de sensibilidad en un espectro de echelle es complicada e introduce errores que se ven reflejados en las posteriores determinaciones. Se plantea entonces la necesidad de llevar a cabo el mismo estudio utilizando un espectrógrafo de rendija larga, que permite separar la zona del cielo observada en un mayor número de ventanas, y que propicia una mejor calibración de la sensibilidad, incrementando el cociente de señal a ruido de las líneas de emisión, en detrimento de la cantidad de líneas obtenidas. Se busca reproducir los resultados de Mesa-Delgado et al. (2009) reduciendo las barras de error. En esta tesis nos hemos planteado dicha tarea, realizando espectroscopía de rendija larga de HH 202 con el espectrógrafo FORS 1 del Very Large Telescope ubicado en Cerro Paranal, Chile.

## 1.6. Motivación y objetivo.

Se ha observado al objeto Herbig-Haro 202-S por ser uno de los más brillantes del cielo. Asimismo, el frente de onda de choque presenta una velocidad de  $\sim 89$  km/s, por lo que posee energía suficiente para destruir los granos de polvo interestelar (McKee et al., 1984; Jones et al., 1994; Podio et al., 2009), liberando los átomos que lo componen, en particular nos enfocaremos en el oxígeno y el hierro. La motivación de estudiar este objeto está en el hecho de que, además de sus características particulares, es posible realizar estudios de alta resolución angular por encontrarse en la Nebulosa de Orión: la región H II más estudiada y más cercana a la Tierra. Ello nos permite conocer sus condiciones físicas y su composición química con gran precisión.

Los objetivos concretos de este trabajo son los siguientes.

- Identificar los iones presentes en el gas a partir de sus líneas de emisión observadas y cuantificar el brillo intrínseco de estas corrigiendo por extinción interestelar y otros



factores ajenos a los procesos de recombinación y excitación colisional.

- Determinar las condiciones físicas del gas (temperatura electrónica  $T_e$  y densidad electrónica  $n_e$ ) en la región chocada y compararlas con las del gas estático circundante en la Nebulosa de Orión.
- Calcular y comparar la abundancia de elementos pesados en ambas fases del gas, con el fin de detectar diferencias, principalmente en las abundancias de oxígeno y de hierro.
- A partir de las abundancias de hierro, cuantificar el porcentaje de destrucción de los granos de polvo por acción del choque.
- Estimar la fracción de oxígeno (O) en el polvo que no se encuentra perturbado por el choque.
- Estimar la abundancia total de oxígeno, incluyendo la fase gaseosa y los granos de polvo, en la Nebulosa de Orión.
- Estimar cuál es la corrección necesaria para poder obtener la abundancia de oxígeno de una región H II a partir de determinaciones de abundancia de su fase gaseosa.



# Capítulo 2

## Modelo teórico de regiones H II

### 2.1. Equilibrio de fotoionización

Las regiones H II son el resultado de la fotoionización de una nube de gas difuso por efecto de fotones ultravioleta, emitidos por una fuente de energía: una estrella o un cúmulo de estrellas (aunque como veremos en futuros capítulos, también es posible ionizar al gas por medio de un choque físico). En esta sección, utilizaré la notación y el formalismo de Osterbrock y Ferland (2006).

En la nube de gas se establece un equilibrio de ionización-recombinación en donde la ionización está dominada por los fotones UV y se contrarresta con la recombinación de los electrones con los iones. Dado que el hidrógeno (H) es el elemento más abundante en el universo, es posible llevar a cabo una primera aproximación idealizada de la estructura de una nebulosa si consideramos una nube compuesta de hidrógeno puro rodeando a una estrella ionizante. En este escenario, el equilibrio de ionización en un punto de la nebulosa está dado por

$$n(\text{H}^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(\text{H}^0) d\nu = n(\text{H}^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \phi_{\nu} a_{\nu}(\text{H}^0) d\nu = n(\text{H}^0) \Gamma(\text{H}^0) = n_e n_p \alpha(\text{H}^0, T) \quad [\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}] \quad (2.1)$$

donde  $n(\text{H}^0)$  es la densidad de hidrógeno neutro;  $J_{\nu}$  es la intensidad media de la radiación recibida con frecuencia  $\nu$ ;  $h$  es la constante de Planck;  $\nu_0$  es la frecuencia de umbral para un

fotón a partir de la cual se produce la ionización, siendo  $h\nu_0 = 13.6 \text{ eV}$  para el átomo de hidrógeno; y  $a_\nu(\text{H}^0)$  es la sección transversal <sup>1</sup> del átomo de hidrógeno para que se produzca la ionización. Así, el número de fotones incidentes está dado por  $\phi_\nu = 4\pi J_\nu/h\nu$ . La integral (denotada por  $\Gamma(\text{H}^0)$ ) representa el número de fotoionizaciones por átomo de hidrógeno por unidad de tiempo. El producto de la integral por la densidad de hidrógeno neutro  $n(\text{H}^0)$  queda igualado al número de recombinaciones, dado por el producto de la densidad de protones y electrones,  $n_e$  y  $n_p$  respectivamente, por el coeficiente de recombinación  $\alpha(\text{H}^0, T)$ ; este último término representa el número de recombinaciones de hidrógeno por unidad de volumen por unidad de tiempo cuando la temperatura electrónica es  $T$ .

Partiendo de estas ecuaciones puede demostrarse que el grado de ionización de H en la nebulosa, dadas condiciones físicas típicas de temperatura y densidad correspondientes al medio interestelar, es de aproximadamente el cien por ciento. Esto da pie a una estructura esférica de gas completamente ionizado que envuelve a la estrella, conocida como *esfera de Strömgren*. Sin embargo, dado que una estrella no puede ionizar un volumen infinito de gas, dicha esfera posee un límite bien definido. Si bien existe una zona de transición que separa al gas ionizado del gas neutro, el espesor de esta es de aproximadamente un camino libre medio para un fotón ionizante en una nube de gas neutro, lo que frecuentemente implica que la zona de transición es mucho más delgada que la esfera de gas ionizado.

Las regiones H II sin embargo, a menudo se encuentran ionizadas por más de una estrella del tipo espectral O o B, lo que complica determinar la estructura de la nebulosa en detalle.

### 2.1.1. Fotoionización y recombinación del hidrógeno.

Los niveles energéticos del átomo de hidrógeno están definidos por  $n$  y  $L$ , que representan el número cuántico principal y el momento angular respectivamente. En el presente trabajo recurriremos a la notación espectroscópica para el momento angular, siendo los estados  $S, P, D, F...$  correspondientes a los valores  $L = 0, 1, 2, 3...$  respectivamente. Las transiciones permitidas entre los estados del átomo de hidrógeno obedecen la regla de selección  $\Delta L = \pm 1$ .

---

<sup>1</sup>En inglés, *cross section*

La probabilidad de transición  $A(nL, n'L')$  de estas líneas de emisión es del orden de  $10^4$  a  $10^8 \text{ s}^{-1}$ , por lo que el tiempo de vida medio de los correspondientes estados excitados,

$$\tau_{nL} = \frac{1}{\sum_{n' < n} \sum_{L' = L \pm 1} A_{nLn'L'}} \quad (2.2)$$

es del orden de  $10^{-4}$  a  $10^{-8} \text{ s}$  (la única excepción es el nivel  $2^2S$  cuya vida media es de  $\sim 10^{-1} \text{ s}$ ). De esta forma podemos ver que el tiempo de vida medio para los estados excitados es muy pequeño comparado con el tiempo de vida de un átomo de H antes de ser ionizado, siendo este de  $\tau_{ph} \approx 10^8 \text{ s}$  para el nivel  $1^2S$ . Esto permite que un electrón capturado a un nivel excitado cuente con tiempo suficiente para decaer al estado base antes de que se produzca una ionización. Así pues, podemos asumir que todo el  $H^0$  se encuentra en el estado de menor energía, el  $1^2S$ . Subsecuentemente, las fotoionizaciones de este nivel son balanceadas por las recombinaciones a todos los niveles. Cada recombinación a un nivel excitado es seguida por transiciones descendentes, hasta llegar al estado base. Estas aproximaciones simplifican los cálculos para obtener las condiciones físicas de las regiones H II.

La sección transversal de fotoionización para el nivel  $1^2S$  del  $H^0$  y en general, para cualquier ion hidrogenoide con carga nuclear  $Z$  está dada por la expresión

$$a_\nu(Z) = \frac{A_0}{Z^2} \left(\frac{\nu_1}{\nu}\right)^4 \frac{\exp\{4 - [(4\tan^{-1}\epsilon)/\epsilon]\}}{1 - \exp(-2\pi/\epsilon)} \quad [\text{cm}^2] \text{ para } \nu \geq \nu_1, \quad (2.3)$$

donde

$$A_0 = 6.3 \times 10^{-18} \text{ [cm]}^2$$

es la sección característica para carga  $Z = 1$ ,

$$\epsilon = \sqrt{\frac{\nu}{\nu_1} - 1}$$

es un parámetro de eficiencia y

$$h\nu_1 = Z^2 h\nu_0 = 13.6Z^2 \text{ [eV]}$$

es la energía de umbral, i.e. la energía necesaria para ionizar al átomo (Hummer and Seaton, 1963).

Los electrones libres producto de la fotoionización, sufren a continuación colisiones entre ellos. Las colisiones elásticas dominan en este escenario, pues la sección transversal de recombinación es mucho más pequeña que la sección transversal para colisiones entre electrones. Como consecuencia las energías de los electrones asumen una distribución de Maxwell - Boltzmann. Es así que todos los procesos colisionales ocurren de acuerdo con tasas determinadas por la temperatura local definida por esta distribución. Así, el coeficiente de recombinación a un nivel específico  $n^2L$  del átomo de  $H^0$  a una temperatura  $T$  está dado por:

$$\alpha_{n^2L}(H^0, T) = \int_0^\infty u \sigma_{n^2L}(H^0, u) f(u) du \quad [cm^3 s^{-1}], \quad (2.4)$$

donde

$$f(u) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{m}{2kT} \right)^{3/2} u^2 \exp(-mu^2/kT) \quad (2.5)$$

es la distribución de Maxwell-Boltzmann para los electrones con masa  $m$ , y  $\sigma_{nL}(H^0, u)$  es la sección transversal de ionización del término  $n^2L$  en  $H^0$  para electrones con velocidad  $u$ ; en esta expresión  $k$  representa la constante de Boltzmann.

Con lo anterior, podemos establecer el coeficiente total de recombinación como la suma de las recombinaciones a todos los niveles del átomo de hidrógeno, siendo este:

$$\begin{aligned} \alpha_A &= \sum_{n,L} \alpha_{n^2L}(H^0, T) \quad [cm^3 s^{-1}] \\ &= \sum_n \alpha_n(H^0, T) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Cabe mencionar que este coeficiente se utiliza para moderlar las regiones donde los fotones producidos por las recombinaciones no interactúan con el gas, y es conocido como *caso A*. Cuando se considera la situación en la que los fotones ionizantes emitidos por el gas ionizan a otros átomos se utiliza el coeficiente de recombinación de *caso B*.

### 2.1.2. Fotoionización de una nebulosa de hidrógeno puro

Ahora estudiaremos el caso más simple representativo de una región fotoionizada: una nube de hidrógeno (H) estática y homogénea rodeando a una estrella ionizante, para esto nos basaremos en la sección 2.3 del libro de Osterbrock and Ferland (2006). Solo los fotones

con energías superiores a 13.6 eV son capaces de producir ionizaciones del estado base, la ecuación de equilibrio en cada punto es entonces:

$$n(\text{H}^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu} d\nu = n_p n_e \alpha_A(\text{H}^0, T) \quad [\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}]. \quad (2.7)$$

La ecuación de transporte radiativo para fotones con  $\nu \geq \nu_0$  puede escribirse de la forma:

$$\frac{dI_{\nu}}{ds} = -n(\text{H}^0) a_{\nu} I_{\nu} + j_{\nu}, \quad (2.8)$$

donde  $I_{\nu}$  es la intensidad específica de la radiación y  $j_{\nu}$  representa la emisión debido a los átomos del gas.

Resulta conveniente dividir el campo de radiación en dos partes, la parte estelar, proveniente de la estrella, y la parte difusa, emitida por el gas:

$$I_{\nu} = I_{\nu e} + I_{\nu d}. \quad (2.9)$$

La radiación estelar es absorbida por el medio circundante, por lo que su intensidad disminuye como función de la distancia a la fuente, de acuerdo con la siguiente relación:

$$4\pi J_{\nu e} = \pi F_{\nu e}(r) = \pi F_{\nu e}(R) \frac{R^2 e^{-\tau_{\nu}}}{r^2}, \quad (2.10)$$

donde  $\pi F_{\nu e}(r)$  es el flujo, producido por la estrella, observado a una distancia  $r$ ,  $\pi F_{\nu e}(R)$  es el flujo en la superficie de una estrella de radio  $R$ , y  $\tau_{\nu}$  es la profundidad óptica de fotones con frecuencia  $\nu$  a una distancia  $r$ :

$$\tau_{\nu}(r) = \int_0^r n(\text{H}^0, r') a_{\nu} dr', \quad (2.11)$$

que también puede expresarse en términos de  $\tau_0$ , la profundidad óptica en la frecuencia umbral:

$$\tau_{\nu}(r) = \frac{a_{\nu}}{a_{\nu_0}} \tau_0(r).$$

La ecuación de transporte radiativo para la radiación difusa es:

$$\frac{dI_{\nu d}}{ds} = -n(\text{H}^0) a_{\nu} I_{\nu d} + j_{\nu}. \quad (2.12)$$

No hay que olvidar que las capturas de electrones al estado base del átomo de H generan fotones de un poco más de 13.6 eV. En las regiones H II  $kT \ll \nu_0$ , es decir, la temperatura

del gas, debida a la energía cinética de los electrones, es mucho menor que la energía de necesaria para ionizar a H, por lo que para el campo de radiación difusa la única fuente ionizante son las capturas al estado base. El coeficiente de emisión para esta radiación es:

$$j_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left( \frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} a_\nu \exp[-h(\nu - \nu_0)/kT] n_p n_e \quad (\nu > \nu_0); \quad (2.13)$$

cuyo máximo se encuentra en  $\nu = \nu_0$ . El número total de fotones generados por las recombinaciones al estado base está dado por el coeficiente:

$$4\pi \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{j_\nu}{h\nu} d\nu = n_p n_e \alpha_1(H^0, T) \quad (2.14)$$

y dado que  $\alpha_1 = \alpha_{1S} < \alpha_A$ , la intensidad de la radiación difusa es menor que la de la parte estelar. Para una nebulosa ópticamente delgada, una buena aproximación es hacer  $J_{\nu d} \approx 0$ .

Por otro lado, en una nebulosa ópticamente gruesa, con  $\tau \approx 10^4 - 10^8 \gg 1$ , que es un caso más realista, los fotones ionizantes no pueden escapar, por lo que cada fotón ionizante emitido por el gas es absorbido muy cerca de donde fue creado:

$$4\pi \int \frac{j_\nu}{h\nu} dV = 4\pi \int n(H^0) \frac{a_\nu J_{\nu d}}{h\nu} dV. \quad (2.15)$$

Esta se conoce como aproximación *on the spot*, en la cual la siguiente relación se cumple localmente:

$$J_{\nu d} = \frac{j_\nu}{n(H^0) a_\nu}. \quad (2.16)$$

Esto significa que las recombinaciones al estado base son balanceadas y canceladas por ionizaciones en el mismo punto, lo que nos permite excluirlas de nuestros cálculos. Por ende, al plantear las ecuaciones de equilibrio únicamente incluimos las recombinaciones a niveles con  $n \geq 2$ . A este modelo se le conoce como caso B.

Ahora, con las ecuaciones (2.10) y (2.14), la ecuación (2.7) adquiere la forma:

$$\frac{n(H^0) R^2}{r^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_\nu(R)}{h\nu} a_\nu e^{-\tau} d\nu = n_p n_e \alpha_B(H^0, T) \quad (2.17)$$

donde  $\alpha_B(H^0, T) = \sum_2^{\infty} \alpha_n(H^0, T)$  es el coeficiente de recombinación para caso B.

La ecuación (2.17) nos describe una región de gas casi totalmente ionizado, cuyo radio  $r_1$  puede obtenerse directamente, sustituyendo de (2.11):

$$\frac{d\tau_\nu}{dr} = n(H^0) a_\nu$$



e integrando sobre  $r$ :

$$R^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}(R)}{h\nu} d\nu \int_0^{\infty} d[-e^{-\tau_{\nu}}] = \int_0^{\infty} n_p n_e \alpha_B r^2 dr = R^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}(R)}{h\nu} d\nu.$$

Utilizando el hecho de que la ionización es aproximadamente del cien por ciento dentro de  $r_1$  ( $n_p = n_e \approx n(\text{H})$ ) y nula ( $n_p = n_e \approx 0$ ) afuera del mismo, y suponiendo que la densidad es homogénea a través del medio, obtenemos:

$$4\pi R^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}}{h\nu} d\nu = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} d\nu = Q(\text{H}^0) = \frac{4\pi}{3} r_1^3 n_H^2 \alpha_B \quad (2.18)$$

donde  $Q(\text{H}^0)$  es la tasa a la cual la estrella emite fotones ionizantes. Vemos así que esta última está balanceada por el número total de recombinaciones a los niveles excitados dentro del volumen  $\frac{4\pi}{3} r_1^3$ ; esta es conocida como la esfera de Strömgen.

### 2.1.3. Fotoionización de una nebulosa que contiene hidrógeno y helio

Después del hidrógeno, el helio (He) es el elemento más abundante en el universo, por número, la cantidad de átomos de He en el universo representa aproximadamente el 10%. Por ello, si deseamos construir un modelo más completo de una región H II, es menester incluir el helio en nuestros cálculos. El potencial de ionización de  $\text{He}^0$  es de  $h\nu_2 = 24.6$  eV, mientras que el de  $\text{He}^+$  es de 54.4 eV. En una región H II típica, las estrellas centrales emiten muy pocos fotones con energías mayores a 54.4 eV, por lo que no se produce una segunda ionización de He.

Los fotones con energías superiores a 24.6 eV son capaces de ionizar tanto H como He. De esta manera, la estructura de ionización de una región H II depende considerablemente del tipo espectral de la estrella y de su temperatura. Si una estrella emite muchos fotones con  $13.6 \text{ eV} < h\nu < 24.6 \text{ eV}$  y relativamente pocos con  $h\nu > 24.6 \text{ eV}$  el resultado será una zona central compuesta de  $\text{H}^+$  y  $\text{He}^+$ , rodeada por una región mucho más grande de  $\text{H}^+$  y  $\text{He}^0$ ; por otro lado, si la estrella emite suficientes fotones por encima de 24.6 eV, las zonas de  $\text{H}^+$  y  $\text{He}^+$  tendrán prácticamente la misma extensión, siendo rodeadas por  $\text{H}^0$  y  $\text{He}^0$ . Las estrellas del tipo espectral O, con temperaturas superiores a 40 000 K, emiten una cantidad

considerable de fotones con energías superiores a 24.6 eV <sup>2</sup>.

Como el helio neutro es un sistema de dos electrones, estos pueden adoptar una configuración con espín total  $\mathbf{S} = 0$  (singulete), o bien  $\mathbf{S} = 1$  (triplete); los tripletes están integrados únicamente por estados excitados, mientras que el estado base es un singulete. Las características de su estructura difieren considerablemente entre ambos y esto tiene que tomarse en cuenta al plantear las ecuaciones de equilibrio de fotoionización. Aproximadamente tres cuartos de las recombinaciones a los niveles excitados de He se producen a los tripletes y solo un cuarto a los singuletes.

En las regiones H II, las recombinaciones a los tripletes son seguidas por decaimientos hasta llegar al nivel  $2^3S$ , que es altamente metaestable, pero del cual también se producen transiciones al nivel  $1^1S$  por medio de una línea prohibida cuya vida media es de aproximadamente 13 minutos, este tiempo es suficiente para que en ocasiones el átomo sufra colisiones o interacciones con fotones de líneas resonantes, efectos que deben ser considerados al modelar el espectro de recombinación. En lo que respecta a las recombinaciones a los singuletes, aproximadamente dos tercios culminan en el estado  $2^1P$ , y un tercio en el estado  $2^1S$ . Los átomos en el estado  $2^1P$  normalmente decaen al nivel base (aunque pueden decaer eventualmente a  $2^1S$  emitiendo un fotón de  $\lambda = 2.06 \mu\text{m}$ ); por su parte, los átomos en  $2^1S$  decaen a  $1^1S$  por emisión de dos fotones, cuya energía sumada es de 20.6 eV. De la distribución de fotones en este espectro continuo, la probabilidad de producir un fotón capaz de ionizar a H es de 0.56.

Debemos notar que los decaimientos de los niveles  $2^1P$ ,  $2^3S$  y la mayoría de los decaimientos del nivel  $2^1S$  emiten fotones capaces de ionizar H pero no He, por lo que podemos incluirlas fácilmente en las ecuaciones de equilibrio de fotoionización para el hidrógeno en la aproximación *on the spot*. El número total de recombinaciones a los niveles excitados de He por unidad de volumen por unidad de tiempo es  $n(\text{He}^+)n_e\alpha_B(\text{He}^0, T)$ , de las cuales una fracción  $p$  genera fotones ionizantes que son absorbidos en el mismo lugar, por lo que, en el

---

<sup>2</sup>Las estrellas del tipo O6, O7, O8 y O9 producen fotones capaces de ionizar He, pero no los suficientes para que la zona de  $\text{He}^+$  tenga la misma extensión que la de  $\text{H}^+$  Osterbrock and Ferland (2006, capítulo 2). Las estrellas del tipo O3, O4 y O5 en cambio, sí producen los suficiente para que ambas zonas sean del mismo tamaño;  $\theta^1$  Orionis C es una estrella del tipo O7 - O6 y es la principal responsable de la ionización de la Nebulosa de Orión.

límite de baja densidad:

$$p \approx \frac{3}{4} + \frac{1}{4} \left[ \frac{2}{3} + \frac{1}{3}(0.56) \right] = 0.96.$$

Por último debemos dar cuenta de lo que sucede con los fotones producidos por las recombinaciones al estado base del helio, ya que tanto el hidrógeno como el helio mismo pueden absorberlos. La fracción absorbida por el H es:

$$y = \frac{n(\text{H}^0)a_{\nu_2}(\text{H}^0)}{n(\text{H}^0)a_{\nu_2}(\text{H}^0) + n(\text{He}^0)a_{\nu_2}(\text{He}^0)}, \quad (2.19)$$

y el resto de la radiación,  $1 - y$ , es absorbida por el helio.

Con todo lo anterior, las ecuaciones de equilibrio de ionización son:

$$\begin{aligned} \frac{n(\text{H}^0)R^2}{r^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}(R)}{h\nu} a_{\nu}(\text{H}^0) e^{-\tau} d\nu + yn(\text{He}^+)n_e\alpha_1(\text{He}^0, T) + pn(\text{He}^+)n_e\alpha_B(\text{He}^0, T) \\ = n_p n_e \alpha_B(\text{H}^0, T), \end{aligned} \quad (2.20)$$

y

$$\begin{aligned} \frac{n(\text{He}^0)R^2}{r^2} \int_{\nu_2}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}(R)}{h\nu} a_{\nu}(\text{He}^0) e^{-\tau} d\nu + (1 - y)n(\text{He}^+)n_e\alpha_1(\text{He}^0, T) \\ = n(\text{He}^+)n_e\alpha_A(\text{He}^0, T), \end{aligned} \quad (2.21)$$

con

$$\frac{d\tau_{\nu}}{dr} = n(\text{H}^0)a_{\nu}(\text{H}^0), \quad \text{para } \nu_1 < \nu < \nu_2,$$

y

$$\frac{d\tau_{\nu}}{dr} = n(\text{H}^0)a_{\nu}(\text{H}^0) + n(\text{He}^0)a_{\nu}(\text{He}^0), \quad \text{para } \nu_2 < \nu, \quad (2.22)$$

a su vez

$$n_e = n_p + n(\text{He}^+).$$

El tamaño de la zona de  $\text{He}^+$  puede aproximarse ignorando la absorción por hidrógeno en la zona de  $\text{He}^+$ , lo que corresponde a hacer  $y = 0$  en (2.21) y  $n(\text{H}^0) = 0$  en (2.22), con lo que encontramos:

$$\int_{\nu_2}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} d\nu = Q(\text{He}^0) = \frac{4\pi}{3} r_2^3 n(\text{He}^+) n_e \alpha_B(\text{He}^0), \quad (2.23)$$

donde  $r_2$  es el radio de la zona de  $\text{He}^+$ . Asimismo, dado que  $p \approx 1$ , la absorción por He no reduce considerablemente el número de fotones capaces de ionizar el H, por lo tanto, a buena aproximación:

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} d\nu = Q(\text{H}^0) = \frac{4\pi}{3} r_1^3 n(\text{H}^+) n_e \alpha_B(\text{H}^0). \quad (2.24)$$

### 2.1.4. Fotoionización de los elementos pesados

En el estudio de las regiones fotoionizadas no debe ignorarse la existencia de elementos pesados, más allá del helio. Después del hidrógeno y el helio, los elementos más abundantes para el caso de las regiones fotoionizadas son el oxígeno (O), el carbono (C), el neón (Ne), el nitrógeno (N), el silicio (Si), y el hierro (Fe), con abundancias por número del orden de  $10^{-3}$  a  $10^{-4}$  con respecto al hidrógeno.

Es posible plantear las ecuaciones de equilibrio de ionización para cada uno de los elementos, de la misma forma que lo hicimos con el helio en la sección anterior. En general, para un elemento  $X^{+i}$  y el mismo en su grado de ionización  $i + 1$

$$n(X^{+i}) \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu(X^{+i}) d\nu = n(X^{+i})\Gamma(X^{+i}) = n(X^{+i+1})n_e\alpha_G(X^{+i}, T) \quad (2.25)$$

donde  $\alpha_G(X^{+i}, T)$  es el coeficiente de recombinación del estado base de  $X^{+i+1}$  a todos los niveles de  $X^{+i}$ .

Estas ecuaciones, junto con el número total de iones en todos sus estados de ionización determinan completamente el equilibrio de ionización en cada punto.

Al considerar los elementos antes mencionados, se complican considerablemente los cálculos que determinan la estructura de ionización de la nebulosa. A su vez, debe mencionarse que, hasta ahora, hemos considerado en nuestro modelo que el gas es ionizado principalmente por efecto de la estrella central, y que este permanece estático. HH 202 se encuentra inmerso en la Nebulosa de Orión, y por ello la emisión del gas se debe a la fotoionización, causada principalmente por  $\theta^1$  Orionis C, y en menor medida, por el resto de las estrellas que se encuentran en el centro de la nebulosa; sin embargo, al ser un objeto Herbig-Haro, existe también una contribución debido a una onda de choque. Por ello, un análisis completo de la estructura de ionización de Orión requeriría tomar en cuenta todos estos factores, lo cual ciertamente excede los alcances del presente trabajo. Por lo tanto, basta con saber que la estructura de ionización está dominada por la fotoionización del gas.

Los elementos pesados juegan un papel más relevante en el equilibrio térmico de las nebulosas de emisión. En las secciones siguientes nos dedicaremos a estudiar los mecanismos mediante los cuales los elementos pesados influyen en la temperatura de las regiones

fotoionizadas, así como en otros parámetros físicos del gas.

## 2.2. Equilibrio térmico

Dadas las densidades del medio interestelar es frecuente que no todas las partes alcancen un equilibrio termodinámico; pero, como se vio en la sección anterior, el alcance de las colisiones electrónicas es tal que estas llegan a estar en equilibrio térmico local. Cuando se habla de la temperatura de las regiones fotoionizadas, tenemos que está determinada principalmente por la energía cinética de los electrones, que frecuentemente son la única componente que está en equilibrio térmico. Al asignar una temperatura electrónica a un punto de la nebulosa, debemos tomar en cuenta todos los procesos termodinámicos que en él intervienen; a saber, debemos considerar el balance entre ganancias y pérdidas de energía. Las primeras se deben a fuentes de energía como radiación estelar, rayos cósmicos, rayos X y eventos transitorios como vientos estelares, novas y supernovas; la segunda está dominada por la radiación emitida por el gas.

Por su parte, los granos de polvo también presentan una temperatura, que no está relacionada con la temperatura del gas. El polvo gana energía principalmente por absorción de la radiación estelar, a la vez que las pérdidas de energía se deben a emisiones en el infrarrojo; en el presente trabajo hemos considerado únicamente observaciones en el rango visible del espectro electromagnético, por lo que no estudiaremos el equilibrio térmico de los granos de polvo.

### 2.2.1. Ganancia de energía por fotoionización

Una vez más, consideraremos una nebulosa de puro hidrógeno en nuestro modelo. En un punto cualquiera de la nebulosa, la energía ganada por fotoionización  $G(\text{H})$  es

$$G(\text{H}) = n(\text{H}^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} h(\nu - \nu_0) a_{\nu}(\text{H}^0) d\nu \quad [\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}], \quad (2.26)$$

donde  $h(\nu - \nu_0)$  es la energía cinética ganada por un electrón después de la ionización. Más aun, dado que la nebulosa se encuentra en equilibrio de ionización, podemos eliminar  $n(\text{H}^0)$  sustituyendo la Ecuación (2.7), obteniendo:

$$G(\text{H}) = n_e n_p \alpha_A(\text{H}^0, T) \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} h(\nu - \nu_0) a_{\nu}(\text{H}^0) d\nu}{\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(\text{H}^0) d\nu} = n_e n_p \alpha_A(\text{H}^0, T) \frac{3}{2} kT_i, \quad (2.27)$$

donde  $\frac{3}{2}kT_i$  representa la energía inicial de los fotoelectrones recién creados. De esta ecuación podemos ver que la energía media de un fotoelectrón recién creado depende de la forma del campo de radiación ionizante, mas no de la intensidad absoluta de la radiación. La tasa de creación de fotoelectrones depende de la intensidad del campo de radiación, o bien, de la tasa de recombinación.

### 2.2.2. Pérdida de energía por recombinación

Cuando un electrón se recombina con un ion, se emite un fotón cuya energía corresponde a la energía cinética del electrón antes de la recombinación; este proceso resta energía al gas. La energía cinética perdida por el electrón es:

$$L_R(\text{H}) = n_e n_p kT \beta_A(\text{H}^0, T) \quad [\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}] \quad (2.28)$$

donde  $\beta_A$  es el coeficiente de recombinación promediado sobre la energía cinética.

En una nebulosa de puro hidrógeno sin pérdida de radiación ionizante, y en equilibrio térmico tenemos que

$$G(\text{H}) = L(\text{H}). \quad (2.29)$$

Sin embargo, este modelo nos da una solución para la cual la temperatura  $T$  de la nebulosa es mayor o igual a la temperatura de la estrella central, mientras que la temperatura observada es en realidad 4 ó 5 veces menor que la de la estrella. Claramente nuestro modelo está incompleto. Para solventar este problema, debemos relajar nuestra suposición de que las nebulosas están compuestas únicamente de hidrógeno, como veremos más adelante. No obstante, continuemos estudiando los procesos de pérdida de energía en una nebulosa compuesta solo por H ya que la radiación emitida por este elemento no puede ignorarse por completo.

Podemos generalizar las ecuaciones anteriores fácilmente para incluir a He en la ganancia y pérdida de energía, de la siguiente manera:

$$G = G(\text{H}) + G(\text{He}), \quad (2.30)$$

donde

$$G(\text{He}) = n_e n(\text{He}^+) \alpha_A(\text{He}^0, T) \frac{\int_{\nu_2}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} h(\nu - \nu_2) a_\nu(\text{He}^0) d\nu}{\int_{\nu_2}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu(\text{He}^0) d\nu}, \quad (2.31)$$

y

$$L_R = L_R(\text{H}) + L_R(\text{He}), \quad (2.32)$$

con:

$$L_R(\text{He}) = n_e n(\text{He}^+) kT \beta_A(\text{He}^0, T). \quad (2.33)$$

Algo que debe notarse de estas ecuaciones es que las tasas de calentamiento y enfriamiento por recombinaciones son proporcionales a las densidades de los iones, por lo que, a buena aproximación, podemos omitir las contribuciones de los elementos pesados, al ser estos menos abundantes que H y He.

### 2.2.3. Energía perdida por radiación libre-libre

Otro mecanismo de pérdida de energía, si bien menor, pero importante dado que ocurre en una nebulosa de H puro, es la radiación libre-libre o *bremssstrahlung* (radiación de frenado). Esta se produce cuando un electrón es afectado por el campo eléctrico de un ion cargado positivamente, el cual modifica la trayectoria del electrón que, al acelerarse, emite un espectro de radiación continua. No se produce una recombinación, y sólo se modifica la energía cinética tanto del ion como del electrón.

La tasa de enfriamiento debida a este proceso por iones con carga  $Z$ , integrada sobre todas las frecuencias es, a una buena aproximación:

$$L_{ll}(Z) = 4\pi j_{ll} = \frac{2^5 \pi e^6 Z^2}{3^{1.5} h m c^3} \left( \frac{2\pi kT}{m} \right)^{1/2} g_{ll} n_e n_+ = 1.42 \times 10^{-27} Z^2 T^{1/2} g_{ll} n_e n_+ \quad [\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}]$$

donde  $n_+$  es la densidad de iones por número. El factor  $g_{ll}$  es llamado factor de Gaunt para emisión libre-libre; es una función compleja que depende de la densidad de electrones y de la temperatura, generalmente para condiciones nebulares su valor se ubica en el rango  $1.0 < g_{ll} < 1.5$ .

### 2.2.4. Pérdida de energía por radiación de líneas colisionalmente excitadas

El mecanismo enfriador más importante en regiones H II es la emisión por líneas colisionalmente excitadas. En este proceso es necesario tomar en cuenta la acción del resto de los



elementos, particularmente del oxígeno, el nitrógeno y el neón. Estos suelen presentarse en las regiones H II ionizados una o dos veces. A pesar de su abundancia relativamente baja, estos iones poseen niveles con potenciales de excitación del orden de  $kT$ . Ello implica que una colisión con un electrón, en la que este último cede parte de su energía cinética, es capaz de excitar fácilmente al ión, mismo que al decaer produce un fotón, restando energía total al gas.

Las líneas colisionalmente excitadas son características de las regiones H II, donde su intensidad es comparable a la de las líneas producidas por recombinación de H, y sumadas son varias veces más intensa que todas las líneas de recombinación sumadas. Dadas las características de los niveles energéticos de los átomos, todos los niveles dentro de unos cuantos múltiplos de  $kT$  (unos cuantos eV) del nivel base tienen la misma configuración electrónica que el nivel base por lo que los decaimientos de estos niveles están prohibidos por las reglas de selección de dipolo eléctrico; no obstante, ocurren por medio de transiciones de cuadrupolo eléctrico o dipolo magnético.

Este mecanismo de enfriamiento es bastante más eficiente que las recombinaciones debido a que la sección transversal para excitar a los iones es bastante mayor que la sección transversal de recombinación.

La tasa de excitación colisional por unidad de tiempo, por unidad de volumen, para un solo ion de dos niveles es:

$$n_e n_1 q_{12} = \frac{8.629 \times 10^{-6}}{T^{1/2}} \frac{\Upsilon(1, 2)}{\omega_1} e^{-\chi/kT}, \quad (2.34)$$

donde  $\chi$  es la energía de umbral que separa los dos niveles,  $\omega_1$  es el peso estadístico del nivel 1 y  $\Upsilon(1, 2)$  es la intensidad de la colisión.

Para un ion con un solo nivel excitado, en el límite de muy baja densidad electrónica, cada excitación colisional es seguida por la emisión de un fotón, y la tasa de enfriamiento por unidad de volumen es:

$$L_C = n_e n_1 q_{12} h \nu_{21}. \quad (2.35)$$

Sin embargo, cuando la densidad electrónica es lo suficientemente alta, los iones también comienzan a desexcitarse por medio de colisiones con los propios electrones; esto reduce el valor de la tasa de enfriamiento. Si consideramos la desexcitación por electrones, la tasa de enfriamiento pasa a ser:

$$L_C = n_2 A_{21} h\nu_{21} = n_e n_1 q_{12} h\nu_{21} \left[ \frac{1}{1 + \frac{n_e q_{21}}{A_{21}}} \right]. \quad (2.36)$$

Una vez que se toman en cuenta los procesos de enfriamiento anteriores, encontramos que en cada punto de una nebulosa de baja densidad, la temperatura está dada por el equilibrio entre las tasas de calentamiento y enfriamiento:

$$G = L_R + L_u + L_C. \quad (2.37)$$

## 2.3. Cálculo del espectro emitido

La radiación emitida por cada elemento de volumen en una nebulosa depende de las abundancias de los elementos químicos, el grado de ionización de los átomos, la densidad y la temperatura. Podemos estudiar a detalle estas propiedades del gas mediante el análisis de las líneas de emisión, de las cuales muchas se deben a excitaciones colisionales. En esta sección estudiaremos el formalismo utilizado para calcular las tasas de enfriamiento y eventualmente, el equilibrio térmico, que está relacionado directamente con la intensidad de las líneas de emisión. Muchas de las líneas más importantes para determinar el enfriamiento se encuentran en la región visible del espectro electromagnético, y son centrales para este trabajo.

Por razones históricas, las líneas de emisión nebulares suelen recibir el nombre de *líneas prohibidas*, por ser el producto de transiciones entre niveles atómicos que se encuentran prohibidas por las reglas de selección de dipolo eléctrico. Un término más apropiado es el de *líneas colisionalmente excitadas*, pues tienen su origen en niveles con potenciales de excitación relativamente bajos, que son excitados por medio de colisiones con los electrones.

### 2.3.1. Radiación continua en el visible

En los espectros de las regiones fotoionizadas, la emisión en línea producida por transiciones entre estados atómicos ligados se presenta sobre un fondo de radiación continua, la cual tiene su origen en diversas fuentes. El continuo de H I, emitido en recombinaciones de protones con electrones es el más intenso dada la abundancia del hidrógeno; en zonas donde el helio suele encontrarse dos veces ionizado, como nebulosas planetarias, el continuo de He II también puede llegar a ser significativo, mientras que el continuo de He I es más débil que los anteriores.

Las recombinaciones libre-ligado producen una emisión continua, cuya energía corresponde a la energía cinética del electrón más el potencial de ionización del nivel al cual se produce la recombinación. El coeficiente de emisión continua por recombinación para el hidrógeno,  $j_\nu$ , por lo tanto depende de estos factores, así como de la densidad de protones y electrones, siendo este concretamente:

$$j_\nu = \frac{1}{4\pi} n_p n_e \sum_{n=n_1}^{\infty} \sum_{L=0}^{n-1} u \sigma_{nL}(\text{H}^0, u) f(u) h\nu \frac{du}{d\nu}. \quad (2.38)$$

Los iones positivos (de los cuales los más abundantes se presentan en forma de  $H^+$ ,  $He^+$  o  $He^{++}$ ) son responsables de la emisión continua por bremsstrahlung, estudiada anteriormente. Esta contribución a la emisión en continuo puede agregarse para calcular el coeficiente de emisión total para H. Los cálculos para  $He^{++}$  son idénticos a los de  $H^+$ , sin embargo, no los tomaremos en cuenta pues en regiones H II la cantidad de helio dos veces ionizado es despreciable. Mientras tanto, la contribución de  $He^+$  al continuo representa solo una fracción de la contribución de  $H^+$ ; para obtener el coeficiente de emisión correspondiente es necesario calcular la energía emitida por recombinación a cada nivel, este escenario difiere del de H ya que el  $He^+$  es un sistema con un electrón, lo cual altera su estructura energética.

Otra fuente importante de radiación continua es el decaimiento del nivel  $2^2S$  de  $H^0$ , que se produce por emisión de dos fotones. La probabilidad de transición para este es de  $A_{2^2S,1^2S} = 8.23 \text{ s}^{-1}$ ; la energía de cada fotón individual no está determinada, únicamente la suma lo está, siendo esta  $h\nu' + h\nu'' = h\nu(L\alpha) = 3/4h\nu_0$ . El coeficiente de emisión para este mecanismo depende principalmente de la población del nivel  $n(2^2S)$ , y de la probabilidad de decaimiento. El continuo de dos fotones es particularmente relevante por encima del límite de Balmer, a  $3646 \text{ \AA}$ .

### 2.3.2. Líneas de recombinación

Las líneas de recombinación de H I, He I, y He II son características de las regiones H II. Estas son generadas por medio de capturas de electrones a los niveles excitados de los iones, que a continuación decaen a los niveles inferiores hasta llegar al estado base, emitiendo radiación en el proceso. Al estudiar el espectro de recombinación es conveniente dividir a las nebulosas de emisión de acuerdo a dos escenarios posibles, conocidos en la literatura como *Caso A* y *Caso B*.

Caso A se refiere al límite de muy baja profundidad óptica, en donde se asume que todos los fotones emitidos por el gas escapan de la nebulosa de la misma forma en que son creados, sin ser sometidos a dispersión o absorción de ningún tipo. El coeficiente de emisión para las líneas de recombinación en este caso depende principalmente de las probabilidades de transición entre los niveles atómicos superiores e inferiores y de la población de cada uno de ellos; esta última a su vez está determinada por la temperatura y por el coeficiente de recombinación, que es distinto para cada nivel  $nL$ . La ecuación de equilibrio de población

$n_e$ [cm <sup>-3</sup> ]	$T$					
	5000 K		10000 K		20000 K	
	10 <sup>2</sup>	10 <sup>4</sup>	10 <sup>2</sup>	10 <sup>4</sup>	10 <sup>2</sup>	10 <sup>4</sup>
$j_{H\alpha}/j_{H\beta}$	3.032	3.003	2.859	2.847	2.744	2.74
$j_{H\gamma}/j_{H\beta}$	0.4585	0.4598	0.4685	0.469	0.4755	0.4756
$j_{H\delta}/j_{H\beta}$	0.2516	0.2525	0.2591	0.2601	0.2643	0.2644
$j_{H\epsilon}/j_{H\beta}$	0.1541	0.1548	0.1591	0.1594	0.1626	0.1626
$j_{H\zeta}/j_{H\beta}$	0.1018	0.1023	0.1051	0.1053	0.1073	0.1073
$j_{H\eta}/j_{H\beta}$	0.07097	0.07141	0.07306	0.07335	0.0746	0.7462
$j_{H10}/j_{H\beta}$	0.05157	0.052	0.05304	0.05326	0.05401	0.05405
$j_{H15}/j_{H\beta}$	0.01536	0.01622	0.01562	0.01616	0.01576	0.0161
$j_{H20}/j_{H\beta}$	0.006575	0.00811	0.00662	0.00751	0.006629	0.00714

Tabla 2.1: Líneas de recombinación de H I (Caso B), normalizado a  $H\beta$ .

para el nivel  $nL$  se puede escribir como

$$n_p n_e \alpha_{nL}(T) + \sum_{n' > n}^{\infty} \sum_{L'} n_{n'L'} A_{n'L',nL} = n_{nL} \sum_{n''=1}^{n-1} \sum_{L''} A_{nL,n''L''}. \quad (2.39)$$

Caso A es una buena aproximación para nebulosas ópticamente delgadas ante las líneas de H I, sin embargo dichas nebulosas contienen poco gas y son considerablemente débiles.

La mayoría de las nebulosas de emisión cuentan con abundante gas y por ello exhiben una profundidad óptica igualmente grande, sobre todo para la serie de Lyman. Con estas consideraciones, un modelo más adecuado es el descrito por el Caso B: resulta apropiado asumir que los fotones con transiciones al nivel 1<sup>2</sup>S no consiguen escapar de la nebulosa. En particular, los fotones de la serie de Lyman son dispersados múltiples veces, excitando a los átomos del gas y siendo convertidos a fotones menos energéticos. Asimismo, bajo las condiciones de Caso B, los decaimientos al estado base son omitidos de las ecuaciones de equilibrio. La tabla 2.1, tomada de Brocklehurst (1971) muestra coeficientes de emisión esperados para líneas de emisión en el visible bajo caso B; resulta evidente que la dependencia de la intensidad con respecto a la temperatura y la densidad es bastante débil.

### 2.3.3. Efectos radiativos en H y He

Si bien hemos descrito los casos A y B, para los objetos reales la situación es un panorama intermedio entre ambos.

El gas en regiones H II es ópticamente delgado ante la mayoría de las líneas de recombinación, sin embargo para algunas líneas, como las de la serie de Lyman, la profundidad óptica es considerablemente grande por lo que es preciso estudiar a detalle los procesos de absorción y dispersión que afectan a estas con el fin de calcular la intensidad esperada.

En una nebulosa estática, la probabilidad para que un fotón escape del gas sin ser absorbido o dispersado está dada por  $e^{-\tau_x}$ , donde  $\tau_x$  es la profundidad óptica desde el punto donde es emitido hasta el límite de la nebulosa, a la frecuencia  $x$ , normalizada sobre el ensanchamiento Doppler, i.e.  $x = \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D}$ , donde

$$\Delta\nu_D = \sqrt{\frac{2kT}{m_H c^2}} \nu_0.$$

Los fotones de la serie de Lyman  $L_n$  que no consiguen escapar de la nebulosa son absorbidos por otro átomo de hidrógeno, y cada absorción representa una excitación del nivel  $n^2P$  de H I. Este nivel decae en poco tiempo, dando pie a varios resultados posibles. Si el fotón emitido decae por medio de una transición  $1^2S - n^2P$ , se produce otro fotón de  $L_n$ ; mientras que si decae mediante una transición  $2^2S - n^2P$ , el fotón de  $L_n$  se convierte en  $H_n$  (serie de Balmer), a la vez que se excita el estado  $2^2S$ , que finalmente contribuye al continuo de dos fotones al desexcitarse. Si la emisión se produce en una transición  $3^2S - n^2P$  (o  $3^2D - n^2P$ ), el proceso resultante convierte un fotón de  $L_n$  en  $P_n$  (serie de Paschen), excitando el nivel  $3^2S$  o  $3^2D$ , que culmina en una emisión de  $H\alpha$  y  $L\alpha$ .

Con estas consideraciones, podemos determinar el espectro de  $L_n$  emergente de la nebulosa. Primeramente, dado que cada fotón de  $L_n$  tiene una probabilidad  $\epsilon_n$  de escapar, el número total de fotones de  $L_n$  que escapan de la nebulosa por unidad de tiempo es

$$E_n = \epsilon_n J_n = \epsilon_n \left[ R_n + \sum_{m=n}^{\infty} A_m P_m(L_n) \right], \quad (2.40)$$

donde  $J_n$  es el número total de fotones de  $L_n$  emitidos por unidad de tiempo, resultado de la suma de las recombinaciones  $R_n$ ; a la vez que  $A_m$  representa el número total de

fotones de  $Lm$  absorbidos por unidad de tiempo por la probabilidad  $P_m(Ln)$  de que dicha absorción provoque la emisión de otro fotón de Lyman. Con esto es posible obtener el espectro emergente para fotones de  $Ln$ .

El espectro de Balmer requiere un tratamiento similar. Por una parte consideramos  $S_n$ , el número de fotones  $Hn$  generados en la nebulosa por recombinación y decaimientos subsiguientes. Suponiendo que no hay absorción, el número total,  $K_n$ , de fotones de  $Hn$  emergentes de la nebulosa por unidad de tiempo es el resultado de las emisiones por recombinación y de la conversión de fotones de Lyman en fotones de  $Hn$ :

$$K_n = S_n + \sum_{m=n}^{\infty} A_m P_m(Hn). \quad (2.41)$$

Con este resultado es posible conocer el espectro emergente de Balmer.

La contribución al espectro de Balmer por resonancia de fotones de Lyman se encuentra incluida en diversos códigos como CLOUDY, que permite realizar simulaciones de fotoionización en nubes de gas Ferland et al. (2013).

El caso de He I es similar al de H I para los singuletes, siendo el Caso B una buena aproximación para las líneas del estado base de He I. En cambio, la radiación producida por recombinaciones a los tripletes de He I muestra un cambio considerable debido al hecho de que el nivel  $2^3S$  de  $He^0$ , en el cual culminan la mayoría de las recapturas, posee un tiempo de vida promedio mayor que el del nivel  $2^2S$  de  $H^0$ ; como consecuencia dicho nivel es altamente metaestable. En este escenario hay tres efectos que pueden llegar a ser importantes y deben considerarse antes de calcular el espectro esperado de He I:

- Los niveles excitados de  $H^0$  y  $He^0$  son mucho más energéticos que el nivel base por lo que la excitación colisional puede ser ignorada, pero a pocos eV por encima del nivel  $2^3S$  hay muchos niveles accesibles, esto hace que la excitación colisional desde este nivel llegue a ser importante con una densidad crítica  $n_c \sim 3000 \times (T/10000K)^{1/2}$ . Esto es particularmente importante en la Nebulosa de Orión, al presentar densidades en el rango de 2000 a 10 000  $cm^{-3}$ . Los códigos empleados en determinar la abundancia de He toman en cuenta este efecto.
- Los fotones de transiciones que decaen al nivel  $2^3S$  pueden ser reabsorbidos y en ocasiones llegan a tener una profundidad óptica importante.

- Los fotones capaces de ionizar a  $\text{He}^0$  desde el nivel  $2^3\text{S}$  son más abundantes que los capaces de ionizarlo desde el estado base y en ocasiones llegan a ser una parte importante de la fotoionización de  $\text{He}^0$

Los últimos dos efectos son poco importantes en Orión debido al bajo flujo de fotones de 4 eV en la región del gas ionizado, así como la poca opacidad causada por el gas circundante.

## 2.4. Determinación de la temperatura electrónica por medio de cocientes de líneas de emisión

Al estudiar los espectros de las nubes de gas, resulta complicado trabajar con líneas de emisión independientes ya que la intensidad de una línea observada en la Tierra depende de muchos factores sobre los que el observador no tiene ningún control (distancia, espesor del objeto, etc). Por esta razón, es más eficiente trabajar con cocientes de líneas, observando el comportamiento relativo entre ellas.

Algunos iones emiten líneas que permiten calcular directamente la temperatura local de una nebulosa, siendo los tripletes de líneas de [O III] y de [N II] las más notables. Estas líneas son emitidas por niveles que pueden excitarse colisionalmente, pero que presentan energías de excitación considerablemente diferentes. El ejemplo inmediato que trataremos aquí es [O III], cuyas líneas son particularmente intensas en regiones H II; un diagrama de su estructura energética puede observarse en la Fig. 2.1. La emisión de [O III]  $\lambda 4363$  se produce del nivel superior  $^1S$ , mientras que  $\lambda 4959$  y  $\lambda 5007$  son emitidas desde el nivel intermedio  $^1D$ . Resulta evidente que la tasa de excitación a los niveles  $^1S$  y  $^1D$  depende fuertemente de la temperatura, de manera que la intensidad relativa de las líneas emitidas por estas transiciones es útil para medir  $T$ .

En el límite de baja densidad, cada excitación al nivel  $^1D_2$  resulta en emisión de un fotón ya sea en  $\lambda 5007$  o  $\lambda 4959$ , siendo el primero tres veces más probable que el segundo. Por otro lado, cada excitación al nivel  $^1S$  es seguida por emisión de un fotón con en  $\lambda 4363$  o bien en  $\lambda 2321$ ; esta última no puede observarse desde la superficie terrestre al estar en el ultravioleta, pero podemos calcular su intensidad sin ningún problema ya que ambas líneas



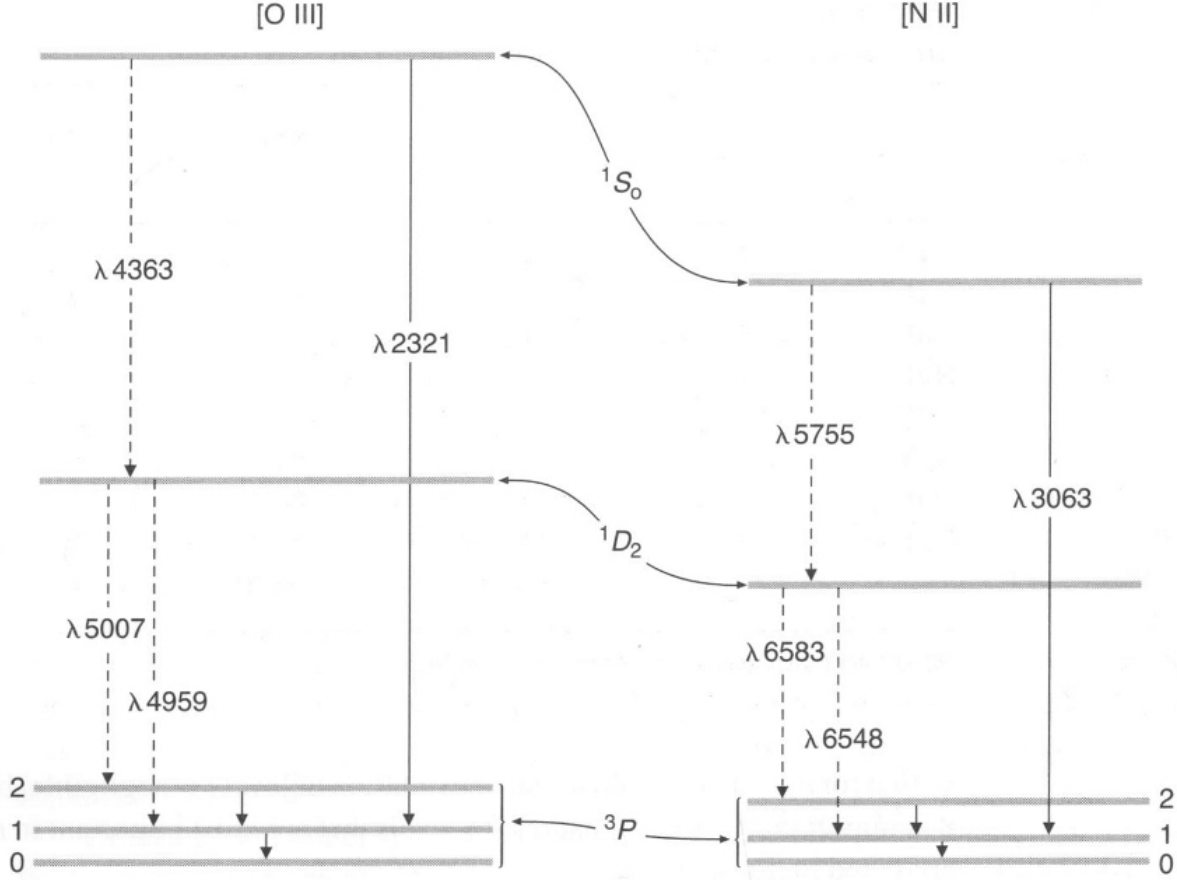


Figura 2.1: Diagrama energético para los niveles inferiores de [O III] y [N II], desde la configuración base  $2p^3$ . El desdoblamiento del nivel  $3P$  está exagerado. Las líneas de emisión en el visible se señalan con líneas punteadas; en líneas sólidas se presenta la emisión en infrarrojo y UV. Sólo se muestran las transiciones más intensas.

son proporcionales entre sí en intensidad. Nótese que cada emisión de  $\lambda 4363$  se encarga de poblar el nivel  $1D$ , pero la contribución por este mecanismo es despreciable comparada con la excitación directa a dicho nivel, por lo que puede ignorarse. Con lo anterior, el cociente de intensidades en el límite de baja densidad está dado simplemente por

$$\frac{j_{\lambda 4659} + j_{\lambda 5007}}{j_{\lambda 4363}} = \frac{\Upsilon(^3P, ^1D)}{\Upsilon(^3P, ^1S)} \left[ \frac{A(^1S, ^1D) + A(^1S, ^3P)}{A(^1S, ^1D)} \right] \frac{\bar{\nu}(^3P, ^1D)}{\nu(^1D, ^1S)} \exp(\Delta E/kT), \quad (2.42)$$

donde

$$\bar{\nu}(^3P, ^1D) = \frac{A(^1D_2, ^3P_2)\nu(\lambda 5007) + A(^1D_2, ^3P_1)\nu(\lambda 4959)}{A(^1D_2, ^3P_2) + A(^1D_2, ^3P_1)}, \quad (2.43)$$

$\Upsilon(X, Y)$  representa la intensidad de la colisión para llevar al ión del nivel  $X$  al  $Y$ , y  $\Delta E$  es la diferencia de energía entre los niveles  $1D_2$  y  $1S_0$ . La ecuación (2.42) representa una

buena aproximación hasta una densidad  $n_e \approx 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ; a densidades mayores es necesario considerar los efectos de la desexcitación colisional.

Insertando valores numéricos tomados de Lennon and Burke (1994) para la intensidad de la colisión, encontramos que

$$\frac{j_{\lambda 4659} + j_{\lambda 5007}}{j_{\lambda 4363}} = \frac{7.9 \exp(3.29 \times 10^4/T)}{1 + 4.5 \times 10^{-4} n_e / T^{1/2}}. \quad (2.44)$$

El comportamiento de esta función puede verse en la figura (2.2), para una densidad de  $n_e = 1 \text{ cm}^{-3}$ . Estas ecuaciones son la base para determinar la temperatura de las nebulosas. Dado que las nubes de gas son ópticamente delgadas ante líneas prohibidas, el cociente de líneas observado corresponde fielmente a la información que se originó en la nube. No es necesario conocer la distancia a la nebulosa, ni la abundancia de  $\text{O}^{++}$  pues estos factores se cancelan al calcular el cociente; basta con asumir una densidad electrónica representativa para obtener una buena estimación de la temperatura. Únicamente es necesario corregir la intensidad de las líneas por efectos de la extinción, como se verá en las siguientes secciones.

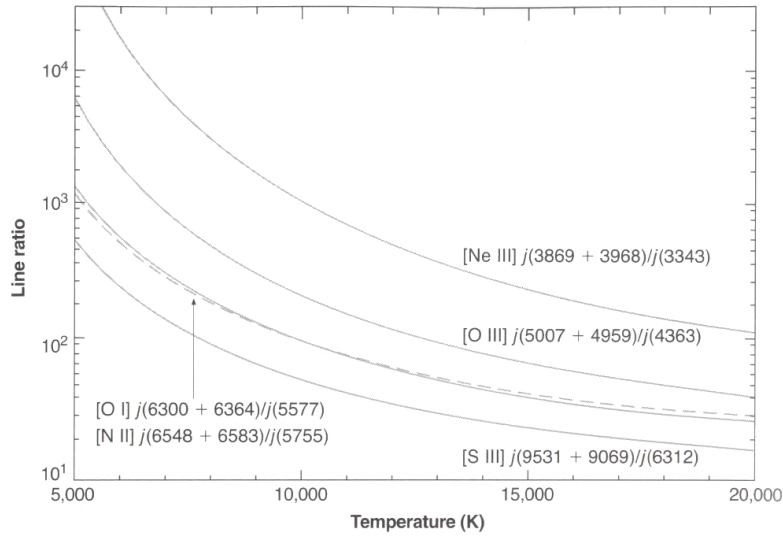


Figura 2.2: Comportamiento de cocientes de líneas sensibles a la temperatura. Los cocientes se muestran en el límite de baja densidad ( $n_e \sim 1 \text{ cm}^{-3}$ ).

Es posible obtener una ecuación similar para otros cociente de líneas que dependen de la temperatura, como  $[\text{N II}] (\lambda 6548 + \lambda 6584)/[\text{N II}](\lambda 5755)$ .

IRAF cuenta con rutinas que permiten calcular la temperatura electrónica a partir de un cociente de líneas dado. Esto se hace a partir de un modelo de átomo de cinco niveles

considerando excitación colisional, desexcitación colisional y desexcitación radiativa entre todos los niveles.

## 2.5. Obtención de densidades electrónicas por medio de líneas de emisión

Al igual que la temperatura, la densidad electrónica promedio en una nebulosa puede medirse localmente comparando la intensidad relativa entre líneas de emisión, observando los efectos de la desexcitación colisional. Para ello se comparan dos líneas excitadas colisionalmente, emitidas por el mismo ion, originadas de niveles atómicos con energía de excitación similar; esto permite que al realizar el cociente se cancele la dependencia con la temperatura, o bien, que la misma sea débil. Es así que si ambos niveles cuentan con probabilidades de transición o tasas de desexcitación colisional distintas, entonces la intensidad relativa de las líneas emitidas por el ion depende principalmente de la densidad electrónica. Las líneas más utilizadas para medir la densidad electrónica de regiones H II son [O II]  $\lambda 3729/\lambda 3726$ , y [S II]  $\lambda 6716/\lambda 6731$ .

En el límite de baja densidad, el cociente de líneas es proporcional a la probabilidad de transición colisional de cada nivel, que a su vez es proporcional al peso estadístico del nivel que las emite [ecuación (2.35)]; por otra parte, en el caso de alta densidad, las colisiones con los electrones propician transiciones entre ambos estados excitados, por lo que las poblaciones de ambos están determinadas por el peso estadístico, y el cociente entre las líneas es proporcional a este peso estadístico multiplicado por el cociente entre las probabilidades de desexcitación radiativas entre las líneas. Este comportamiento puede observarse en la Fig. 2.3 para la determinación de la densidad a través de [O II] y [S II], en donde también se aprecia la transición de baja a alta densidad.

Haciendo un estudio de la dependencia del cociente de una pareja de líneas con la densidad, y después comparando con el cociente observado, es posible determinar la densidad de una nebulosa.

Una vez más, las rutinas de IRAF son las más utilizadas en el cálculo de densidades electrónicas. Utilizan un modelo de átomo de cinco niveles.

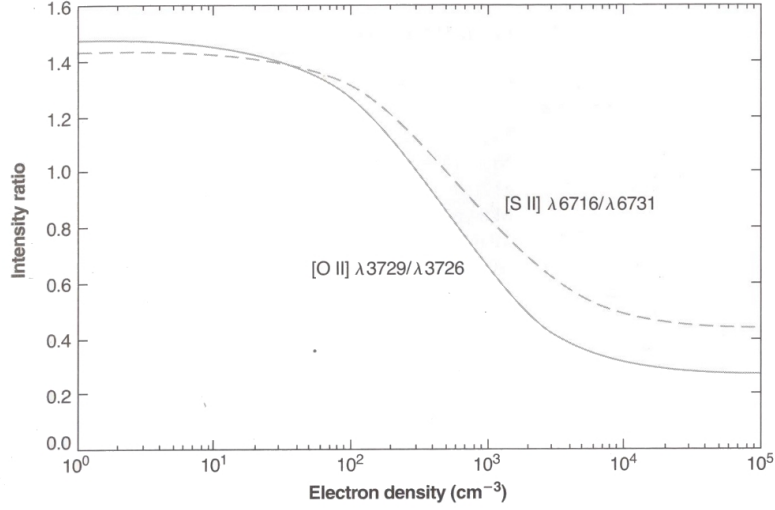


Figura 2.3: Comportamiento del cociente de líneas como función de la densidad electrónica a una temperatura de 10 000 K.

## 2.6. Abundancias iónicas en una nebulosa

La abundancia de iones en una nebulosa puede obtenerse comparando la intensidad de sus líneas de emisión. Existen numerosos métodos para este propósito, pero para efectos de este trabajo, asumiremos que la nebulosa presenta una temperatura y una densidad homogénea, obteniendo estas por los medios descritos en las secciones anteriores.

En una nube de gas, el brillo observado de una línea emitida por un ión está dado por la integral

$$I_l = \int j_l = \int n_i n_e \epsilon_l(T) ds \quad (2.45)$$

a lo largo de línea de visión que atraviesa la nebulosa, donde  $n_i$  y  $n_e$  son la densidad del ión y la densidad electrónica respectivamente, y  $\epsilon_l(T)$  representa la emisividad de una línea a cierta temperatura. Así, por ejemplo, para el caso de H $\beta$  tenemos que

$$I_{H\beta} = \frac{1}{4\pi} \int n_p n_e h\nu_{H\beta} \alpha^{eff}(H^0, T) ds.$$

Para todas las líneas de recombinación se cumple aproximadamente que  $I \propto T^{-1}$ , por lo que un cociente de ellas es prácticamente independiente de la temperatura. Con lo anterior tenemos que si se observan líneas de recombinación de elementos pesados, entonces la obtención de la abundancia de estos es inmediata. Debemos notar que las líneas de recombinación,

que nos permiten inferir la abundancia del ion  $X^{+m}$  se presentan como líneas de  $X^{+m-1}$  excitado; para poder proceder al cálculo de abundancia, sólo se necesita que la temperatura de la estrella sea suficiente para ionizar al elemento X. Con ello tenemos que

$$\frac{I_{X^+}}{I_{H^+}} = \frac{\int n(X^+)n_e ds}{\int n(H^+)n_e ds}. \quad (2.46)$$

Asumiendo que la densidad  $n_e$  es homogénea y que el volumen de la región que ocupa el ion  $X^+$  es similar al de  $H^+$  obtenemos

Sólo se necesita que la temperatura de la estrella sea suficiente para ionizar el elemento X y que conozcamos el tamaño de la región de  $X^+$ . Si asumimos que el tamaño de la región en la que se encuentra el ión es igual a la región H II, tenemos que

$$\frac{I_{X^+}}{I_{H^+}} = \frac{\int n(X^+)n_e ds}{\int n(H^+)n_e ds} = \frac{\int (nX^+) ds}{\int n(H^+) ds} = \frac{n(X^+)}{n(H^+)} \quad (2.47)$$

Por otro lado, si se observan líneas colisionalmente excitadas emitidas por elementos pesados, también es posible obtener abundancias iónicas, tomando en cuenta que el coeficiente de emisión de estas líneas es más sensible a la temperatura:

$$\begin{aligned} I_\nu &= \frac{1}{4\pi} \int n_i n_e h\nu q_{1,2}(T) b ds \\ &= \frac{1}{4\pi} \int n_i n_e h\nu \frac{8.63 \times 10^{-6}}{T^{1/2}} \frac{\Upsilon(1, 2)}{\omega_1} \exp(-\chi/kT) b ds \end{aligned}$$

en el límite de baja densidad, donde  $b$  es la fracción de excitaciones al nivel 2 seguidas por la emisión de un fotón.

Con estas ecuaciones como base, podemos determinar las abundancias químicas de todos los elementos que presenten al menos una línea de emisión.

### 2.6.1. Abundancias totales de elementos en una nebulosa

La abundancia total de un elemento es la suma directa de sus abundancias iónicas, obtenidas ya sea por medio de líneas de recombinación o líneas de excitación colisional.

Aunque existe una gran cantidad de iones que se pueden observar en la región visible del espectro, existen iones que sólo emiten en otras longitudes de onda; por lo que no es posible observar todas las etapas de ionización observando solo en un intervalo de longitudes de

onda. Por ello, al determinar abundancias totales de elementos en una nebulosa es necesario tomar en cuenta los iones no observados, esto se hace introduciendo un factor de corrección por ionización (ICF).<sup>3</sup> Los ICFs se determinan a partir de modelos de fotoionización de los distintos elementos; para ello, las propiedades atómicas de cada elemento deben ser bien conocidas. El rango de aplicabilidad de los ICFs también depende de las condiciones físicas de la nebulosa.

## 2.7. Polvo Interestelar

El medio interestelar presenta granos de polvo además de gas, cuyos efectos sobre la luz que observamos no son para nada descartables. El efecto más obvio e inmediato provocado por el polvo es la extinción interestelar. Esta extinción en la región visible del espectro se debe principalmente a la dispersión y absorción de la luz por los granos de polvo. Esto resulta en la reducción de la cantidad de luz de acuerdo con la ecuación

$$I_\lambda = I_{\lambda 0} e^{-\tau_\lambda}, \quad (2.48)$$

donde  $I_{\lambda 0}$  es el brillo que percibiríamos en ausencia de extinción,  $I_\lambda$  es el brillo medido por un observador en la Tierra, y  $\tau_\lambda$  es la profundidad óptica a la longitud de onda  $\lambda$ .

Se ha calculado la extinción interestelar para numerosas estrellas de tipo espectral idéntico. Para este efecto las estrellas se observan en pares, comparando aquella más enrojecida con una estrella estándar, la cual presenta prácticamente cero extinción.

La extinción interestelar es selectiva, es decir, depende también de la longitud de onda de la luz estudiada, presentando un mayor impacto sobre las longitudes de onda más cortas extinguiendo en mayor proporción la luz azul, esto se conoce en la literatura como *enrojecimiento*<sup>4</sup>.

La dependencia de la extinción interestelar con la longitud de onda ha sido estudiada constantemente para el medio interestelar, los resultados son lo suficientemente similares para expresar a la extinción como una ley de enrojecimiento,

$$\tau_\lambda = C f(\lambda), \quad (2.49)$$

---

<sup>3</sup>En inglés, *ionization correction factor*.

<sup>4</sup>En inglés, *reddening*.

donde el factor constante  $C$  depende de la estrella, pero la función  $f(\lambda)$  es aproximadamente la misma para la mayoría de las estrellas en la Galaxia. Este resultado implica que, en una primera aproximación, las propiedades ópticas del polvo interestelar son similares en todas direcciones.

Al comparar dos líneas con distinta longitud de onda, emitidas por el gas en una región H II encontramos el siguiente efecto en su brillo relativo por efecto de la extinción:

$$\frac{I_{\lambda_1}}{I_{\lambda_2}} = \frac{I_{\lambda_{10}}}{I_{\lambda_{20}}} e^{-(\tau_{\lambda_1} - \tau_{\lambda_2})}. \quad (2.50)$$

Las observaciones deben corregirse por extinción antes de ser discutidas físicamente. Notemos que la corrección depende de la forma de la curva y de la cantidad de extinción.

Para encontrar la cantidad de corrección, es primordial utilizar cocientes de líneas cuyo coeficiente de emisión pueda medirse independientemente. En la práctica lo más común es utilizar cocientes de líneas de recombinación de hidrógeno debido a que son prácticamente independientes de las condiciones físicas de la nebulosa. Una vez determinado el enrojecimiento es posible determinar la extinción para todas las longitudes de onda.

No obstante este modelo, los granos de polvo son bastante heterogéneos, y esto puede verse al comparar a detalle varias curvas de enrojecimiento. De ellas es posible concluir que los granos de polvo contienen grafito u otras partículas ricas en carbono (C), así como óxidos de hierro (Fe), magnesio (Mg) y silicio (Si). La diferencia en las curvas de enrojecimiento, junto con el hecho de que la luz de algunas estrellas se observa polarizada en cierto grado, nos indican que los granos de polvo están presentes en una diversa variedad de formas y tamaños.

### 2.7.1. Formación y destrucción

En la actualidad, se considera que los granos de polvo son creados en las atmósferas estelares, durante las etapas tardías de la evolución estelar. Posteriormente los granos pueden aumentar de tamaño al formarse hielo de agua y amoníaco sobre los mismos, como suele suceder en las nubes moleculares, aunque estos son foto evaporados en las regiones H II. Mediciones infrarrojas muestran que muchas estrellas gigantes y subgigantes frías poseen cáscaras de polvo alrededor de ellas.

Las capas exteriores de las estrellas frías poseen temperaturas menores y densidades mayores a las que se encuentran en regiones H II, como consecuencia predomina la presencia de moléculas. H<sub>2</sub> y CO son las moléculas más comunes debido a la abundancia de H, C y O y su gran energía de disociación. Si la abundancia de oxígeno es mayor que la de carbono en las capas exteriores de la estrella, como sucede en el Sol, entonces casi todo el carbono se deposita en CO, permitiendo al oxígeno formar otras moléculas. Estas moléculas eventualmente forman silicatos. Los grafitos se forman por procesos similares pero en regiones donde la abundancia de carbono es mayor que la de oxígeno.

Los granos de polvo pueden ser destruidos por una variedad de procesos. Las partículas de polvo en una nebulosa se encuentran inmersas en un ambiente hostil que contiene gas altamente ionizado y fotones de alta energía. Se ha discutido que la pulverización<sup>5</sup>, en la cual las colisiones con iones erosionan los átomos de la superficie de los granos, puede ser importante a altas temperaturas, pero resulta ineficiente en regiones H II. Los fotones de alta energía pueden ser absorbidos liberando fotoelectrones; el exceso de carga puede eventualmente destruir el grano de polvo. Finalmente, si la temperatura es lo suficientemente alta (50-100 K para el hielo, y > 1000 K para grafitos y silicatos), las capas externas pueden evaporarse y el grano es destruido por sublimación. Diversas observaciones muestran que elementos como aluminio (Al) y calcio (Ca), que se encuentran principalmente en granos de polvo, están ausentes en la fase gaseosa en las nebulosas de emisión; esto sugiere que estos procesos no destruyen una fracción significativa del polvo (Osterbrock and Ferland, 2006).

Los granos de polvo son destruidos por ondas de choque. Una variedad de procesos, incluyendo pulverización y colisiones entre granos, ocurren cerca del frente de onda de choque, fragmentando los granos de mayor tamaño. Es posible que este proceso establezca la distribución de tamaños observada en los granos. Este mecanismo de destrucción del polvo ha sido poco estudiado en regiones H II, y los resultados cuantitativos (e.g. porcentaje de destrucción) no son definitivos; por lo que cuantificar el grado de destrucción de los granos de polvo en la Nebulosa de Orión es uno de los objetivos de esta tesis.

---

<sup>5</sup>En inglés, *sputtering*.



# Capítulo 3

## Observaciones

Las observaciones del objeto Herbig-Haro 202-S se llevaron a cabo el 11 de septiembre de 2003 con el Very Large Telescope (VLT) de 8.2 metros de diámetro del Observatorio Europeo Austral (ESO, por sus siglas en inglés), ubicado en Cerro Paranal, Chile. Se utilizó el instrumento conocido como Focal Reducer and low dispersion Spectrograph (FORS 1), este es un espectrógrafo de rendija larga con un campo de visión de 6.8 minutos de arco. Se utilizaron tres configuraciones en el espectrógrafo: la primera (que abarca la región del espectro que llamaremos 'azul') involucró el grisma 600 B, cubriendo el espectro electromagnético entre 3500 y 600 Å, con una resolución efectiva  $\lambda/\Delta\lambda = 780$  y una dispersión de 0.75 Å/pixel; la segunda correspondió a la 'región roja', que comprende 5300 -7500 Å, utilizando el grisma 600 R con el filtro GG435+31, con una resolución efectiva  $\lambda/\Delta\lambda = 1160$  y una dispersión de 0.68 Å/pixel; por último, se utilizó el grisma 300 V con el filtro GG375+30, que abarca 3450-8800 Å, a estos espectros los llamaré de 'baja dispersión' siendo esta de 1.40 Å/pixel, y con  $\lambda/\Delta\lambda = 440$ .

A lo largo de la noche se tomaron exposiciones de alta dispersión para las regiones roja y azul del espectro. Asimismo se obtuvieron espectros de baja dispersión de la región que va de 3450 a 8800 Å con el fin de calibrar la intensidad de las líneas medidas en los otros dos. La rendija se orientó en dirección N-S como se ilustra en la Fig. 3.1. Las observaciones de la región azul consistieron de tres exposiciones de 60 s cada una; para la región roja se hizo lo propio con cinco exposiciones de 30 s; mientras que para baja dispersión se obtuvieron tres exposiciones de 20 s. Con el fin de suprimir fenómenos ajenos al objeto, se incorporaron las

varias mediciones de cada configuración determinando la mediana, pixel a pixel, de las tres o cinco integraciones; esto con el objeto de no considerar valores anormalmente altos como los producidos por un rayo cósmico.

Al utilizar un instrumento como este, cada configuración específica arreglada sobre él debe caracterizarse. En el caso del espectrógrafo, la manera de hacer esto consiste en calibrar con un estándar obtenido de algún objeto cuya distribución espectral de energía sea bien conocida; para este efecto se utilizan ciertas estrellas que han sido estudiadas extensivamente. Las estrellas empleadas para la calibración del flujo fueron LTT 2415, LTT 7389, LTT 7987 y EG 21 (ver Hamuy et al. (1992, 1994)).

Los espectros tienen que corregirse por efectos como el sesgo de lectura, que se refiere a una distribución base para el conteo de electrones; la corrección por corriente oscura, que se percibe como un mayor conteo de electrones de forma arbitraria en los pixeles ocasionada por fuentes externas; y por último una corrección por sensibilidad, la cual esta relacionada a un conteo mayor de electrones para algunas zonas del espectro.

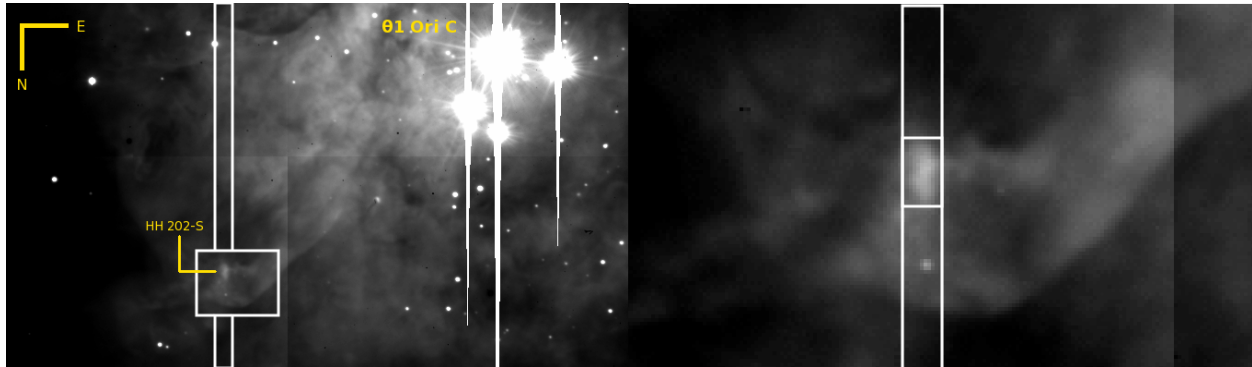


Figura 3.1: Ilustración de HH 202 con respecto a la Nebulosa de Orión, el rectángulo blanco muestra la posición de la rendija (izq.). La imagen de la derecha representa una ampliación de la zona del choque.

HH 202-S se localiza  $46''$  al Norte y  $60''.4$  al Oeste de  $\theta^1$  Ori C<sup>1</sup>, que es la estrella más brillante del Trapecio de Orión; esto corresponde a una diferencia de ángulo horario de 4.01 segundos.

Las observaciones se segmentaron en 77 ventanas o espectros, correspondientes a distintas secciones del campo de visión. Dentro de cada una de estas ventanas se sumaron las cuentas

<sup>1</sup>Las coordenadas de  $\theta^1$  Orionis C para el año 2000 eran  $\delta = -05^{\circ}23'22''.8486$   $\alpha = 05^h35'16''.46375$ . Tomado de la base de datos SIMBAD.

en todos los pixeles que corresponden a una misma longitud de onda; esto mejora el cociente de señal a ruido y de la imagen bidimensional se obtiene un espectro unidimensional para cada ventana, el cual es más fácil de estudiar. Estos espectros presentan el flujo de energía observado en la Tierra, por unidad de área, por unidad de tiempo, como función de la longitud de onda.

Tras estudiar preliminarmente algunas líneas en las 77 ventanas, se eligieron 8 espectros representativos de la región nebular y del frente de onda de choque para el trabajo de esta tesis. Estos se presentan en la Tabla 3.1.

Ventana original	Nuevo nombre	Distancia a HH 202-S ( $\delta$ )	Tam.(pixeles)	Tam. angular (")
13	1	57".1 N	50	10
18	2	16".1 N	20	4
25	3	10".2 N	3	0.6
34	4	4".8 N	3	0.6
42	5	0	3	0.6
50	6	4".8 S	3	0.6
57	7	26".5 S	50	10
65	8	99".5 S	50	10

Tabla 3.1: Ventanas analizadas en dirección N-S. Los espectros numerados originalmente 34, 42 y 50 corresponden a HH 202 y por ello su tamaño angular es menor; los restantes corresponden a gas no chocado de la Nebulosa de Orión.

### 3.1. Reducción de datos

Una vez que se eligieron las ventanas sobre las que se desarrollaría el trabajo, los espectros fueron analizados con la rutina SPLOT de IRAF. Esta nos permite desplegar el flujo observado contra la longitud de onda para cada espectro.

La intensidad de las líneas de emisión se midió ajustando primeramente el continuo de forma manual, prestando detalle a suprimir cualquier posible contribución por parte del ruido o de líneas ajenas. Una vez ajustado el continuo, se calculó automáticamente el flujo observado de cada línea integrando el área debajo de la curva entre dos puntos limitantes.

En algunos casos, sobre todo cuando observamos dos líneas muy intensas separadas por

unos cuantos angstroms, estas se muestran como una sola línea. Al encontrarnos con esto resulta necesario separar ambas líneas tomando como referencia la longitud de onda esperada, y ajustando un perfil gaussiano a cada una; esto también se llevó a cabo con SPLOT.

El procedimiento descrito anteriormente fue aplicado en cada una de las ocho ventanas seleccionadas, para las regiones azul, roja y los correspondientes espectros de baja dispersión. Inevitablemente, algunas señales de ruido fueron identificadas como líneas de emisión debido a su intensidad; estas mediciones no fueron descartadas inmediatamente, pues resultan útiles para determinar el cociente de señal a ruido, que más tarde se empleó para calcular la incertidumbre asociada a la intensidad de las líneas de emisión verdaderas.

Tras medir al flujo para cada línea, se identificaron los iones asociados a cada una; para ello se tomó como referencia la base de datos de espectros atómicos del National Institute of Standards <sup>2</sup> (NIST) y la Lista de Líneas Atómicas, compilada por Peter Van Hoof <sup>3</sup>. Los resultados se incluyen en las Tablas 4.1 y 4.2.

## 3.2. Correcciones a la intensidad de las líneas

Al observar cualquier objeto celeste, la información que recibimos en la Tierra casi nunca representa exactamente aquella que salió del objeto. Dados los distintos ambientes por los que debe de pasar la luz emitida por los objetos astronómicos antes de llegar al detector, hay un conjunto de factores que deben tomarse en cuenta y por los que hay que corregir la información recibida, con el fin de que esta represente con la mayor fidelidad posible a los fenómenos que deseamos investigar. Uno de los principales factores que afecta las observaciones astronómicas es la atmósfera terrestre, en la que se presentan movimientos de masas de aire y en la que el vapor de agua absorbe energía proveniente del espacio; las condiciones atmosféricas pueden variar considerablemente a lo largo de una noche de observación. El efecto del vapor de agua sobre los espectros observados se conoce como corrimiento gris, pues afecta el flujo observado de las líneas de emisión de manera homogénea sobre todas las longitudes de onda. Para corregir por corrimiento gris, se calibraron los flujos medidos en las regiones azul y roja con respecto a los espectros de baja dispersión, ya que

---

<sup>2</sup><http://www.nist.gov/pml/data/atomspec.cfm>

<sup>3</sup><http://www.pa.uky.edu/~peter/atomic/>

estos engloban ambas regiones del espectro.

Al reportar los flujos medidos para las líneas de emisión, en vez de mostrar flujos absolutos, se tiene la convención de hacerlo con respecto a las líneas de hidrógeno, que es el elemento más abundante, en particular a  $H\beta$ . La razón para esto es que  $H\beta$  es una línea de recombinación muy intensa en el visible que se ve poco afectada por la temperatura y la densidad; asimismo, se encuentra en una región intermedia del espectro y su cociente de señal a ruido es bastante grande. En la tabla 3.2 se presentan los flujos absolutos de esta línea, medidos en cada ventana.

Ventana	$F(H\beta)$ [erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> Å <sup>-1</sup> ]	EW( $H\beta$ )
1	$1.88 \times 10^{-12}$	-565.9
2	$1.08 \times 10^{-12}$	-548
3	$2.21 \times 10^{-013}$	-657.2
4	$3.47 \times 10^{-013}$	-799.5
5	$4.89 \times 10^{-013}$	-950.8
6	$2.00 \times 10^{-013}$	-560.2
7	$5.36 \times 10^{-012}$	-666.9
8	$3.67 \times 10^{-012}$	-630.1

Tabla 3.2: Flujos absolutos para la línea  $H\beta$   $\lambda$  4861 en las diferentes ventanas. En la tercera columna se presenta el ancho equivalente. Estos valores se utilizaron para normalizar la intensidad de las demás líneas.

Un efecto que debe incluirse siempre es la interacción de la radiación con el polvo interestelar, que como ya vimos, absorbe y dispersa la radiación proveniente de las estrellas y el gas. En astrofísica este fenómeno recibe el nombre de extinción interestelar. A diferencia del corrimiento gris, la extinción es selectiva, es decir, afecta de manera distinta a la radiación en función de su longitud de onda. Esto se debe al tamaño y la composición de los granos de polvo, que no es uniforme. Al hacer esta corrección, he adoptado la ley de extinción de Cardelli et al. (1989), que se ajusta al comportamiento observado en la dirección de la Nebulosa de Orión. La extinción, como función de la longitud de onda, está dada por la ecuación 3.1.

$$E(\lambda) = 10^{-C(H\beta)[1+f(\lambda)]} \quad (3.1)$$

donde  $f(\lambda)$  es tal que  $f(\lambda_{H\beta}) = 0$ ;  $C(H\beta)$  es la extinción logarítmica en  $H\beta$ , misma que fue ajustada manualmente.

Al analizar los espectros de emisión, no debemos olvidar que el continuo de radiación está dominado por las estrellas responsables de la fotoionización, por encima del continuo de dos fotones, del continuo por bremsstrahlung, y del continuo de recombinación. Los espectros estelares típicamente presentan líneas de absorción de hidrógeno, helio y elementos pesados; como resultado, es común que la absorción presente en los espectros estelares afecte directamente los flujos observados y el ancho de las líneas de recombinación del gas nebuloso, así como su ancho equivalente. Este fenómeno se conoce como absorción subyacente, y debe ser corregido con el fin de eliminar la radiación de continuo estelar, que altera la información proveniente de HH 202.

La extinción interestelar y la absorción subyacente fueron corregidas manualmente de acuerdo con la Ec. 3.2:

$$I(\lambda) = \frac{F(\lambda)}{F(H\beta)} 10^{f(\lambda)C(H\beta)} \left( 1 - \frac{EW_{\text{abs}}(\lambda)}{EW(\lambda)} \right) \left( \frac{1}{1 - \frac{EW_{\text{abs}}(H\beta)}{EW(H\beta)}} \right) \times 100; \quad (3.2)$$

donde  $F(\lambda)$  es el flujo absoluto para cada longitud de onda;  $EW(\lambda)$  es el ancho equivalente observado, de la línea de emisión de longitud de onda  $\lambda$ ; y  $EW_{\text{abs}}(\lambda)$  es el ancho equivalente teórico con respecto al propio de  $H\beta$ . La corrección por absorción subyacente se realizó únicamente para las líneas de hidrógeno de la serie de Balmer, y para las líneas de helio presentadas en la Tabla 3.3, tomada de Peña Guerrero et al. (2012).

Como podemos ver, al hacer estas correcciones, los únicos parámetros desconocidos resultan ser  $C(H\beta)$  y  $EW_{\text{abs}}(H\beta)$ . Estos tienen que ajustarse simultáneamente; el indicador que utilicé para optimizar esta tarea proviene justamente de la intensidad teórica predicha por los modelos expuestos en el capítulo 2. He tomado como referencia el coeficiente de emisión de las líneas de hidrógeno del trabajo de Brocklehurst (1971) considerando una densidad electrónica de  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  y una temperatura de 7000 K. Si bien no se espero obtener los valores de la literatura, sí busco encontrar el ajuste que se aproxime más a ellos.

En astrofísica resulta complicado trabajar con cantidades físicas absolutas, por lo que regularmente se opta por trabajar con valores relativos. Es así que he considerado un grado de libertad adicional: el valor porcentual de  $H\beta$ . En los trabajos sobre abundancias químicas en regiones fotoionizadas, existe la convención de normalizar la intensidad de cada línea con respecto a esta transición del átomo de hidrógeno, asignándole un valor de 100; lo que motiva a hacer esto es la incertidumbre asociada a ella, que por lo regular es bastante

Hidrógeno		Helio	
Línea	$\frac{EW_{\text{abs}}(\lambda)}{EW_{\text{abs}}(H\beta)}$	Línea	$\frac{EW_{\text{abs}}(\lambda)}{EW_{\text{abs}}(H\beta)}$
H $\alpha$	0.90	3820	0.108
H $\beta$	1.00	4009	0.100
H $\gamma$	1.05	4026	0.100
H $\delta$	1.08	4388	0.084
H7	0.99	4471	0.179
H8	0.93	4922	0.107
H9	0.78	5016	0.114
H10	0.67	5048	0.115
H11	0.54	5876	0.138
H12	0.42	6678	0.082
H13	0.35	7281	0.032

Tabla 3.3: Valores de referencia para la absorción subyacente de las líneas de recombinación de hidrógeno y helio. Tomada de Peña Guerrero et al. (2012).

reducida; asimismo, H $\beta$  se encuentra en la región media del espectro visible y de la serie de Balmer en lo que respecta a longitud de onda. Sin embargo, un tratamiento más detallado exige tomar como parámetro de normalización la contribución de todas las líneas de Balmer, otorgando el peso correspondiente a cada una en función de su incertidumbre intrínseca e intensidad; es por ello que el valor de H $\beta$  en mi trabajo no es exactamente 100, sino que se desvía ligeramente, un uno o dos por ciento; esto reduce la incertidumbre asociada al resto de las líneas de emisión y me permite mejorar el ajuste.

Para corregir los espectros por extinción y absorción subyacente, recurrimos a la  $\chi^2$  de esta distribución, dada por

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left( \frac{I(\lambda)_{\text{obs}} - I(\lambda)_{\text{teo}}}{I(\lambda)_{\text{teo}}} \times \frac{1}{\%err(I(\lambda))/100} \right)^2 \quad (3.3)$$

donde  $I(\lambda)_{\text{obs}}$  es la intensidad obtenida tras corregir por extinción y absorción subyacente;  $I(\lambda)_{\text{teo}}$  es la intensidad de referencia, tomada de la literatura; y  $\%err(I(\lambda))$  es la incertidumbre porcentual.

El análisis por medio de la distribución  $\chi^2$  se usa comúnmente para comparar la informa-

ción observada con la información que se espera obtener de acuerdo a un análisis específico. Lo que se pretende averiguar es la calidad del ajuste; si las desviaciones fueron producto del azar o debidas a otros factores. Entre menor sea el valor de la diferencia entre los valores teóricos con respecto a los valores observado, mejor será el ajuste y en consecuencia se podrán elegir los parámetros adecuados.

De esta manera, variando  $C(H\beta)$ ,  $EW_{abs}(H\beta)$  y el valor porcentual de  $H\beta$  se encontraron los parámetros óptimos para los cuales la  $\chi^2$  es mínima, lo que representa el mejor ajuste posible. Los valores finales se presentan en la Tabla 3.4, siendo estos consistentes con el número de grados de libertad considerados.

Ventana	$I(H\beta)$	$C(H\beta)$	$EW_{abs}(H\beta)$	$\chi^2$
1	98.04	0.24	3.7	4.68
2	98.04	0.27	4.2	5.06
3	98.52	0.24	3.9	4.07
4	97.56	0.26	4.4	8.04
5	98.23	0.35	6.6	6.04
6	98.04	0.28	3.7	5.24
7	98.23	0.27	4.3	4.62
8	97.66	0.34	3.9	6.47

Tabla 3.4: Valores empleados para corregir la extinción en  $H\beta$  y la absorción subyacente en la misma línea. También se presenta el valor de  $\chi^2$  final, que es la suma del ajuste sobre todas las líneas de hidrógeno desde  $H\alpha$  hasta  $H13$  y las líneas de helio de la Tabla 3.3.

Basándome en estos resultados, introduje las correcciones correspondientes para obtener la intensidad específica de cada línea de emisión con respecto a  $H\beta$ . Estas se presentan en las Tablas 4.1 y 4.2.



# Capítulo 4

## Resultados

En la Tablas 4.1 y 4.2 se presenta la intensidad de cada línea de emisión con su correspondiente corrección por extinción  $f(\lambda)$ , así como la incertidumbre porcentual asociada.

Tabla 4.1: Identificación de iones; intensidad de las líneas medidas (con respecto a  $H\beta = 100$ ); y corregidas por enrojecimiento  $f(\lambda)$ . Las ventanas 1 a 3 corresponden a la parte nebulosa, siendo la ventana 4 parte del choque.

$\lambda$	Ion	$f(\lambda)$	Ventana 1		Ventana 2		Ventana 3		Ventana 4	
			$I$	%err	$I$	%err	$I$	%err	$I$	%err
3587	He I	0.156	...	...	...	...	...	...	0.175	28
3614	He I	0.156	0.267	17	0.224	18	0.220	25	0.194	27
3634	He I	0.155	0.293	16	0.300	15	0.113	35	0.351	20
3669	H 25	0.155	...	...	...	...	0.491	17	...	...
3671	H 24	0.155	...	...	...	...	0.281	22	...	...
3674	H 23	0.155	...	...	...	...	0.556	16	...	...
3676	H 22	0.155	0.403	14	...	...	0.330	21	...	...
3679	H 21	0.154	0.583	11	0.322	15	0.567	16	...	...
3683	H 20	0.153	0.690	10	0.336	14	0.515	16	0.628	15
3687	H 19	0.153	0.540	12	0.514	12	0.602	15	0.703	14
3692	H 18	0.152	0.806	10	0.716	10	0.656	15	0.777	13
3697	H 17	0.152	0.922	9	0.809	9	0.821	13	0.892	12
3704	H 16	0.151	1.548	7	1.540	7	1.708	9	1.606	9
3712	H 15	0.149	1.336	8	1.290	7	1.285	10	1.433	10
3722	H 14 + [S II]	0.148	...	...	...	...	...	...	...	...
3727+3729	[O II]	0.147	81.854	1	62.353	2	56.315	2	72.673	2
3727 <sup>a</sup>	[O II]	0.147	135.546	1	100.579	1	88.947	2	109.179	2
3729 <sup>a</sup>	[O II]	0.147	52.901	2	36.892	1	31.588	2	34.697	2
3734	H 13	0.146	2.328	6	2.215	6	2.212	9	2.111	9
3750	H 12	0.144	3.053	5	2.975	5	3.077	7	3.008	7
3770	H 11	0.141	3.875	5	3.953	5	3.869	7	3.892	6
3798	H 10	0.137	5.154	4	5.173	4	5.220	6	5.218	5

Tabla 4.1: cont.

$\lambda$	Ion	$f(\lambda)$	Ventana 1		Ventana 2		Ventana 3		Ventana 4	
			$I$	%err	$I$	%err	$I$	%err	$I$	%err
3820	He I	0.134	1.010	9	1.143	8	1.106	12	1.139	11
3836	H 9	0.132	7.232	4	7.234	3	7.090	5	7.039	5
3856	Si II	0.129	0.283	16	0.294	15	0.210	25	0.231	24
3863	Si II	0.128	...	...	0.141	22	...	...	0.133	32
3869	[Ne III]	0.128	9.282	3	12.728	3	12.886	3	11.047	4
3889	H 8 + He I	0.125	17.56	2	17.428	2	17.218	3	16.573	3
3919	C II	0.122	0.108	26	0.140	22	0.128	32	0.180	27
3927	He I	0.121	0.116	25	0.123	23	0.134	32	0.127	33
3970	[Ne III] + H 7	0.115	19.788	2	21.295	2	20.603	3	20.507	3
4009	He I	0.111	0.278	20	0.316	18	0.275	27	0.302	25
4026	He I	0.109	1.975	6	2.176	5	2.171	8	2.116	8
4069	[S II]	0.105	1.090	8	0.964	8	0.844	13	2.369	8
4076	[S II]	0.104	0.385	14	0.357	14	0.274	22	0.913	12
4097	[Fe III] + O II	0.102	...	...	...	...	...	...	...	...
4102	H $\delta$	0.101	26.093	2	26.050	2	26.481	2	26.863	2
4121	He I	0.098	0.161	21	0.141	22	0.220	24	0.210	25
4144	He I	0.097	0.215	18	0.298	15	0.326	20	0.354	19
4169	O II	0.094	...	...	...	...	...	...	0.062	46
4244	[Fe II]	0.084	0.449	12	...	...	...	...	...	...
4249	[Ni II] + [Fe II]	0.083	...	...	0.303	15	...	...	...	...
4267	C II	0.082	0.260	16	0.269	16	0.224	24	0.239	23
4277	[Fe II]	0.081	...	...	0.052	35	...	...	0.042	56
4287	[Fe II]	0.080	0.106	26	0.082	28	...	...	0.065	45
4326	[Ni II]	0.075	...	...	...	...	...	...	0.081	40
4340	H $\gamma$	0.074	46.880	2	46.986	2	46.917	2	46.851	2
4346	O II	0.073	...	...	...	...	...	...	0.032	63
4359	[Fe II]	0.071	...	...	...	...	...	...	...	...
4363	[O III]	0.070	0.852	9	1.034	8	1.007	11	1.028	11
4368	O I	0.069	...	...	...	...	...	...	...	...
4388	He I	0.067	0.505	12	0.602	11	0.597	16	0.563	16
4415	O II	0.063	0.160	21	0.111	24	0.077	41	0.162	28
4438	He I	0.059	0.040	41	0.066	31	0.090	38	0.082	39
4452	[Fe II]	0.057	...	...	...	...	...	...	...	...
4471	He I	0.054	4.310	4	4.651	4	4.669	5	4.980	5
4571	Mg I]	0.039	...	...	...	...	...	...	...	...
4595	[Co IV] ?	0.062	...	...	...	...	...	...	...	...
4607	[Fe III]	0.036	0.049	37	0.038	40	...	...	0.110	33
4630	N II	0.030	...	...	...	...	...	...	0.049	50
4642	O II	0.051	0.089	27	0.123	22	0.118	32	0.111	33
4650	O II	0.029	0.083	28	0.150	20	0.133	30	0.155	28
4658	[Fe III]	0.027	0.797	9	0.710	9	0.716	13	1.571	9
4665	[Fe III]	0.026	...	...	...	...	...	...	...	...
4676	O II	0.024	...	...	...	...	...	...	...	...
4701	[Fe III]	0.021	0.190	18	0.182	18	0.221	24	0.496	16

Tabla 4.1: cont.

$\lambda$	Ion	$f(\lambda)$	Ventana 1		Ventana 2		Ventana 3		Ventana 4	
			$I$	%err	$I$	%err	$I$	%err	$I$	%err
4711+4713	[Ar IV] + He I	0.020	0.496	12	0.545	11	0.563	15	0.587	14
4711 <sup>a</sup>	[Ar IV]	0.020	0.196	18	0.222	17	0.218	24	0.258	22
4713 <sup>a</sup>	He I	0.020	0.308	15	0.330	14	0.283	21	0.313	20
4728	[Fe II]	0.018	...	...	...	...	...	...	...	...
4734	[Fe III]	0.017	0.058	33	0.052	34	0.071	41	0.187	25
4740	[Ar IV]	0.016	...	...	...	...	...	...	...	...
4755	[Fe III]	0.014	0.139	22	0.132	21	0.123	31	0.187	25
4770	[Fe III]	0.012	0.055	34	0.052	34	...	...	0.146	29
4779	[Fe III]	0.010	...	...	0.051	34	...	...	0.116	32
4797	Cl I	0.008	0.078	29	...	...	...	...	...	...
4799	[Fe III] ?	0.007	...	...	0.097	25	...	...	...	...
4800	O I?	0.007	...	...	...	...	...	...	0.069	41
4815	[Fe II]	0.006	0.070	30	0.064	30	...	...	0.055	46
4861	H $\beta$	0.000	100.000	1	100.000	1	100.000	1	100.000	1
4881	[Fe III]	-0.002	0.250	16	0.255	15	0.270	21	0.710	13
4890	[Fe II]	-0.005	...	...	...	...	...	...	...	...
4905	[Fe II]	-0.005	...	...	...	...	...	...	...	...
4922	He I	-0.007	1.193	8	1.325	7	1.287	10	1.210	10
4931	[Fe III]	-0.009	0.049	36	0.071	29	...	...	0.118	31
4959	[O III]	-0.012	82.894	1	98.039	1	107.577	1	95.603	1
4987	[Fe III]	-0.016	0.101	25	0.100	24	...	...	...	...
5007	[O III]	-0.018	238.674	1	313.230	1	315.342	1	287.782	1
5016	He I	-0.020	2.384	5	2.521	5	...	...	2.454	7
5041	Si II	-0.023	0.111	24	0.109	23	0.110	33	0.126	30
5048	He I	-0.024	0.218	21	0.243	19	0.239	27	0.234	26
5056	Si II	-0.025	0.149	20	0.175	18	0.158	27	0.212	23
5085	[Fe III]	-0.028	...	...	...	...	...	...	0.043	52
5112	[Fe II]	-0.032	...	...	...	...	...	...	...	...
5147	O I	-0.036	0.030	45	...	...	...	...	...	...
5159	[Fe II]	-0.037	0.081	28	0.045	35	0.043	52	0.120	31
5164	[Fe II]	-0.038	...	...	...	...	...	...	...	...
5192	[Ar III]	-0.041	0.042	38	0.037	39	0.063	43	0.052	46
5198	[N I]	-0.042	0.451	12	0.261	15	0.273	21	0.226	22
5220	[Fe II]	-0.045	...	...	...	...	...	...	...	...
5262	[Fe II]	-0.050	0.057	33	0.039	38	...	...	0.059	44
5270	[Fe III]	-0.051	0.438	12	0.366	12	...	...	0.852	11
5299	O I	-0.054	0.031	44	...	...	...	...	...	...
5334	[Fe II]	-0.059	...	...	...	...	...	...	...	...
5376	[Fe II]	-0.064	...	...	...	...	...	...	...	...
5412	[Fe III]	-0.068	...	...	...	...	...	...	0.062	42
5433	[Fe II]	-0.071	...	...	...	...	...	...	...	...
5436	[Cr III]	-0.071	...	...	...	...	...	...	...	...
5455	[Cr III]	-0.074	...	...	...	...	...	...	...	...
5472	[Cr III]	-0.076	...	...	...	...	...	...	...	...

Tabla 4.1: cont.

$\lambda$	Ion	$f(\lambda)$	Ventana 1		Ventana 2		Ventana 3		Ventana 4	
			$I$	%err	$I$	%err	$I$	%err	$I$	%err
5485	[Cr III]	-0.078	...	...	...	...	...	...	...	...
5507	[Cr III]	-0.079	...	...	...	...	...	...	...	...
5513	O I	-0.080	...	...	0.019	53	...	...	...	...
5518	[Cl III]	-0.080	0.458	11	0.456	11	0.405	17	0.386	17
5527	[Fe II]	-0.082	...	...	...	...	...	...	...	...
5538	[Cl III]	-0.083	0.418	12	0.493	11	0.472	15	0.565	14
5552	[Cr III]	-0.084	...	...	0.028	44	...	...	...	...
5555	O I	-0.084	...	...	...	...	...	...	...	...
5578	[O I] telúrica	-0.088	1.122	7	0.788	8	0.598	14	0.386	17
5667	N II	-0.099	...	...	0.042	36	...	...	...	...
5680	N II	-0.100	...	...	0.059	30	...	...	...	...
5715	[Cr III]	-0.104	...	...	...	...	...	...	...	...
5747	[Fe II]	-0.108	...	...	...	...	...	...	...	...
5755	[N II]	-0.110	0.619	10	0.617	9	0.394	17	0.860	11
5820	[Ni IV]?	-0.118	...	...	...	...	...	...	...	...
5876	He I	-0.124	12.529	2	13.459	2	13.752	3	12.926	3
5886	[Cr III]	-0.126	...	...	...	...	...	...	...	...
5890	Na I telúrico	-0.127	0.124	21	0.101	23	0.106	32	0.103	32
5895	Na I telúrico	-0.127	...	...	0.052	31	...	...	0.023	66
5932	N II	-0.131	...	...	...	...	...	...	...	...
5942	N II	-0.132	...	...	...	...	...	...	...	...
5957 + 5958	Si II + O I	-0.133	0.120	22	0.085	25	...	...	0.112	30
5979	Si II	-0.135	0.159	19	0.112	21	0.096	33	0.125	29
5983	[Cr III]	-0.136	...	...	...	...	...	...	...	...
6000	[Ni III]	-0.137	...	...	...	...	...	...	...	...
6046	O I	-0.142	0.081	26	...	...	...	...	0.071	38
6300	[O I] telúrico	-0.164	0.880	8	0.601	9	0.448	15	0.860	11
6312	[S III]	-0.164	1.466	6	1.618	6	1.545	8	1.867	7
6347	Si II	-0.167	0.179	17	0.201	16	0.190	23	0.195	23
6364	[O I] telúrico	-0.169	0.285	14	0.180	17	0.168	25	0.309	18
6371	Si II	-0.169	0.098	24	0.125	20	...	...	0.100	31
6400	[Ni III]	-0.172	...	...	...	...	...	...	...	...
6534	[Ni III]	-0.182	...	...	...	...	...	...	...	...
6548	[N II]	-0.184	18.670	2	13.535	2	10.396	3	19.469	2
6563	H $\alpha$	-0.185	293.614	1	294.133	1	294.232	1	294.233	1
6578	C II	-0.186	...	...	0.257	14	0.270	19	0.279	19
6583	[N II]	-0.186	56.036	1	40.502	1	31.750	2	58.452	2
6669	[Ni II]	-0.192	...	...	...	...	...	...	...	...
6678	He I	-0.194	3.481	4	3.734	4	3.786	5	3.542	5
6716	[S II]	-0.196	5.579	3	3.465	4	3.032	6	4.037	5
6731	[S II]	-0.197	7.149	3	4.867	3	4.196	5	7.149	4
6946	[Ni III]	-0.212	...	...	...	...	...	...	...	...
7002	O I	-0.216	0.078	26	0.043	33	...	...	0.062	39
7065	He I	-0.220	4.391	4	5.284	3	5.121	4	5.003	4

Tabla 4.1: cont.

$\lambda$	Ion	$f(\lambda)$	Ventana 1		Ventana 2		Ventana 3		Ventana 4	
			$I$	%err	$I$	%err	$I$	%err	$I$	%err
7103	O II?	-0.223	0.058	30	...	...	...	...	...	...
7110	O II?	-0.223	...	...	...	...	...	...	...	...
7136	[Ar III]	-0.225	12.361	2	13.684	2	14.330	3	13.766	3
7155	[Fe II]	-0.226	0.058	30	0.033	37	...	...	0.079	34
7161	He I	-0.226	...	...	...	...	...	...	...	...
7172	[Fe II]	-0.227	...	...	...	...	...	...	...	...
7231	C II	-0.230	0.081	25	0.063	27	...	...	0.039	48
7236	C II	-0.230	0.195	16	0.191	16	0.138	26	0.129	27
7254	O I	-0.232	0.107	22	0.061	27	...	...	0.056	40
7281	He I	-0.233	0.569	10	0.610	9	0.667	12	0.612	12
7291	[Ca II]	-0.234	...	...	...	...	...	...	...	...
7298	He I	-0.234	...	...	...	...	...	...	...	...
7320	[O II]	-0.236	3.315	4	3.139	4	2.968	6	6.399	4
7330	[O II]	-0.236	2.701	4	2.532	4	2.338	6	5.278	4
7378	[Ni II]	-0.239	...	...	...	...	...	...	...	...
7388	[Fe II]	-0.240	...	...	...	...	...	...	...	...
7412	[Ni II]	-0.241	...	...	...	...	...	...	...	...
7453	[Fe II]	-0.244	...	...	...	...	...	...	...	...

Nota: <sup>a</sup> indica líneas que fueron separadas de la anterior ajustando un perfil.

Tabla 4.2: Identificación de iones; intensidad de las líneas medidas (con respecto a  $H\beta = 100$ ); y corrección por enrojecimiento  $f(\lambda)$ . Las ventanas 5 y 6 corresponden a la región del choque, siendo las ventanas 7 y 8 gas que aun no ha sido alcanzado por el choque.

$\lambda$	Ion	$F(\lambda)$	Ventana 5		Ventana 6		Ventana 7		Ventana 8	
			$I$	%err	$I$	%err	$I$	%err	$I$	%err
3587	He I	0.156	0.161	24	0.169	37	0.135	24	0.187	25
3614	He I	0.156	0.275	18	0.391	24	0.186	20	0.303	20
3634	He I	0.155	0.309	17	0.161	38	0.347	15	0.316	19
3669	H 25	0.155	...	...	...	...	...	...	...	...
3671	H 24	0.155	...	...	...	...	0.474	13	...	...
3674	H 23	0.155	...	...	...	...	0.460	13	...	...
3676	H 22	0.155	...	...	...	...	0.484	13	...	...
3679	H 21	0.154	0.565	13	...	...	0.354	15	0.559	15
3683	H 20	0.153	0.593	12	0.263	30	0.597	11	0.585	14
3687	H 19	0.153	0.635	12	0.324	27	0.524	12	0.502	15
3692	H 18	0.152	0.734	11	0.486	22	0.769	10	0.736	13
3697	H 17	0.152	0.837	10	0.638	19	0.862	10	0.831	12
3704	H 16	0.151	1.511	8	1.436	13	1.557	7	1.521	9
3712	H 15	0.149	1.382	8	1.164	14	1.339	8	1.304	10

Tabla 4.2: continuación.

$\lambda$	Ion	$f(\lambda)$	Ventana 5		Ventana 6		Ventana 7		Ventana 8	
			$I$	%err	$I$	%err	$I$	%err	$I$	%err
3722	H 14 + [S II]	0.148	...	...	3.082	9	2.790	5	...	...
3726 + 3729	[O II]	0.147	100.890	1	112.998	2	99.382	1	93.580	1
3726 <sup>a</sup>	[O II]	0.147	67.638	2	75.868	2	68.359	1	61.758	2
3729 <sup>a</sup>	[O II]	0.147	30.893	2	38.857	3	32.410	2	30.357	2
3734	H 13	0.146	2.124	7	2.121	12	2.241	6	2.177	8
3750	H 12	0.144	3.024	6	2.969	10	3.037	6	3.018	7
3770	H 11	0.141	3.885	5	3.869	8	3.897	5	3.881	6
3798	H 10	0.137	5.184	5	5.036	7	5.138	4	5.104	5
3820	He I	0.134	1.103	9	1.281	14	1.097	9	1.090	11
3836	H 9	0.132	7.133	4	7.236	6	7.233	4	7.244	4
3856	Si II	0.129	0.233	19	0.391	24	0.146	23	0.181	25
3863	Si II	0.128	0.167	23	...	...	0.132	24	...	...
3869	[Ne III]	0.128	9.194	3	13.078	4	13.709	3	13.235	3
3889	H 8 + He I	0.125	14.740	3	18.746	4	15.374	2	16.230	3
3919	C II	0.122	0.130	26	0.175	36	0.161	22	0.162	26
3927	He I	0.121	0.111	28	0.107	46	0.105	27	0.102	33
3970	[Ne III] + H 7	0.115	19.961	2	21.359	3	21.375	2	22.101	3
4009	He I	0.111	0.582	13	0.352	30	0.285	20	0.265	26
4026	He I	0.109	2.174	6	2.169	10	2.113	6	2.127	7
4069	[S II]	0.105	3.398	5	1.409	13	1.301	8	1.266	9
4076	[S II]	0.104	1.246	8	0.467	22	0.455	13	0.443	16
4097	[Fe III] + O II	0.102	0.044	44	...	...	...	...	...	...
4102	H $\delta$	0.101	26.386	2	26.875	3	26.203	2	26.306	2
4121	He I	0.098	0.245	18	0.185	34	0.199	19	0.214	23
4144	He I	0.097	0.319	16	0.191	34	0.250	17	0.257	21
4169	O II	0.094	0.092	30	...	...	0.043	41	...	...
4244	[Fe II]	0.084	0.186	21	...	...	0.042	41	...	...
4249	[Ni II] + [Fe II]	0.083	...	...	...	...	...	...	...	...
4267	C II	0.082	0.189	21	0.251	29	0.219	18	0.241	21
4277	[Fe II]	0.081	0.101	28	...	...	0.042	41	...	...
4287	[Fe II]	0.080	0.175	21	...	...	0.091	28	...	...
4326	[Ni II]	0.075	0.157	23	...	...	...	...	...	...
4340	H $\gamma$	0.074	47.216	2	47.248	2	46.839	2	47.339	2
4346	O II	0.073	0.066	35	...	...	...	...	...	...
4359	[Fe II]	0.071	0.125	25	...	...	...	...	...	...
4363	[O III]	0.070	1.097	9	1.062	14	1.245	8	0.982	10
4368	O I	0.069	...	...	0.076	53	0.067	33	0.059	42
4388	He I	0.067	0.623	12	0.576	20	0.587	12	0.586	14
4415	O II	0.063	0.276	17	0.066	56	0.128	23	0.084	35
4438	He I	0.059	0.067	34	0.067	56	0.057	35	0.056	43
4452	[Fe II]	0.057	0.063	35	...	...	...	...	...	...
4471	He I	0.054	4.697	4	4.678	7	4.589	4	4.640	5
4571	Mg I]	0.039	0.147	23	...	...	...	...	...	...
4595	[Co IV] ?	0.062	0.070	33	...	...	...	...	...	...

Tabla 4.2: continuación.

$\lambda$	Ion	$f(\lambda)$	Ventana 5		Ventana 6		Ventana 7		Ventana 8	
			$I$	%err	$I$	%err	$I$	%err	$I$	%err
4607	[Fe III]	0.036	0.489	12	0.058	59	0.036	43	...	...
4630	N II	0.030	...	...	...	...	...	...	...	...
4642	O II	0.051	0.098	28	0.163	35	0.126	23	0.150	26
4650	O II	0.029	0.113	26	0.095	46	0.123	23	0.139	27
4658	[Fe III]	0.027	7.589	3	1.280	13	0.661	10	0.444	15
4665	[Fe III]	0.026	0.310	16	...	...	...	...	...	...
4676	O II	0.024	...	...	...	...	0.033	45	0.035	53
4701	[Fe III]	0.021	2.593	5	0.387	23	0.187	19	0.106	30
4711+4713	[Ar IV] + He I	0.020	0.585	11	0.596	18	0.628	10	0.594	13
4711 <sup>a</sup>	[Ar IV]	0.020	0.309	15	0.293	26	0.276	16	0.255	20
4713 <sup>a</sup>	He I	0.020	0.288	16	0.298	26	0.347	14	0.330	17
4728	[Fe II]	0.018	0.041	43	...	...	...	...	...	...
4734	[Fe III]	0.017	1.229	8	0.127	40	0.073	30	0.035	52
4740	[Ar IV]	0.016	...	...	...	...	0.038	42	0.027	60
4755	[Fe III]	0.014	1.415	7	0.227	30	0.147	21	0.088	33
4770	[Fe III]	0.012	0.881	9	0.104	44	0.063	32	0.031	56
4779	[Fe III]	0.010	0.639	11	0.064	55	0.033	45	...	...
4797	Cl I	0.008	...	...	...	...	...	...	...	...
4799	[Fe III] ?	0.007	...	...	...	...	...	...	...	...
4800	O I?	0.007	0.069	32	0.114	41	...	...	...	...
4815	[Fe II]	0.006	0.153	22	...	...	0.046	38	0.028	59
4861	H $\beta$	0.000	100.000	1	100.000	2	100.000	1	100.000	1
4881	[Fe III]	-0.002	3.732	4	0.554	19	0.276	15	0.167	24
4890	[Fe II]	-0.005	0.062	34	...	...	...	...	0.025	61
4905	[Fe II]	-0.005	0.049	38	...	...	...	...	...	...
4922	He I	-0.007	1.335	8	1.206	13	1.254	7	1.252	9
4931	[Fe III]	-0.009	0.409	13	...	...	0.067	31	0.043	47
4959	[O III]	-0.012	80.814	1	103.167	2	107.981	1	97.724	1
4987	[Fe III]	-0.016	0.670	10	...	...	0.050	36	...	...
5007	[O III]	-0.018	231.657	1	308.827	1	320.894	1	294.248	1
5016	He I	-0.020	2.647	5	2.493	9	2.459	5	2.382	6
5041	Si II	-0.023	0.141	22	0.105	43	0.070	30	0.072	36
5048	He I	-0.024	0.234	21	0.260	32	0.230	21	0.222	25
5056	Si II	-0.025	0.229	17	0.223	29	0.149	21	0.131	27
5085	[Fe III]	-0.028	0.183	19	...	...	...	...	...	...
5112	[Fe II]	-0.032	0.049	38	...	...	...	...	...	...
5147	O I	-0.036	...	...	...	...	0.037	41	...	...
5159	[Fe II]	-0.037	0.393	13	0.082	48	0.056	33	0.028	57
5164	[Fe II]	-0.038	0.024	53	...	...	...	...	...	...
5192	[Ar III]	-0.041	0.055	35	...	...	0.054	34	0.043	46
5198	[N I]	-0.042	0.170	20	0.316	24	0.307	14	0.210	21
5220	[Fe II]	-0.045	0.047	38	...	...	...	...	...	...
5262	[Fe II]	-0.050	0.171	20	0.092	45	0.040	39	0.022	64
5270	[Fe III]	-0.051	4.250	4	0.654	17	0.340	14	0.215	20

Tabla 4.2: continuación.

$\lambda$	Ion	$f(\lambda)$	Ventana 5		Ventana 6		Ventana 7		Ventana 8	
			$I$	%err	$I$	%err	$I$	%err	$I$	%err
5299	O I	-0.054	...	...	0.047	63	0.032	44	...	...
5334	[Fe II]	-0.059	0.083	28	...	...	...	...	...	...
5376	[Fe II]	-0.064	0.056	34	...	...	...	...	...	...
5412	[Fe III]	-0.068	0.392	13	...	...	0.017	59	...	...
5433	[Fe II]	-0.071	0.025	51	...	...	...	...	...	...
5436	[Cr III]	-0.071	0.046	37	...	...	...	...	...	...
5455	[Cr III]	-0.074	0.060	33	...	...	...	...	...	...
5472	[Cr III]	-0.076	0.078	29	...	...	...	...	...	...
5485	[Cr III]	-0.078	0.041	40	...	...	...	...	...	...
5507	[Cr III]	-0.079	0.085	28	...	...	...	...	...	...
5513	O I	-0.080	...	...	...	...	0.021	53	0.019	67
5518	[Cl III]	-0.080	0.347	14	0.476	19	0.414	12	0.405	15
5527	[Fe II]	-0.082	0.074	29	...	...	...	...	...	...
5538	[Cl III]	-0.083	0.564	11	0.525	18	0.533	11	0.477	13
5552	[Cr III]	-0.084	0.182	19	...	...	...	...	...	...
5555	O I	-0.084	...	...	0.622	17	0.034	42	...	...
5578	[O I] telúrica	-0.088	0.259	16	...	...	0.413	12	0.590	12
5667	N II	-0.099	...	...	...	...	0.031	43	0.029	54
5680	N II	-0.100	0.044	38	...	...	0.042	38	0.041	45
5715	[Cr III]	-0.104	0.100	25	...	...	...	...	...	...
5747	[Fe II]	-0.108	0.021	54	...	...	...	...	...	...
5755	[N II]	-0.110	1.380	7	0.713	16	0.671	9	0.603	12
5820	[Ni IV]?	-0.118	0.031	44	0.090	44	...	...	...	...
5876	He I	-0.124	13.469	2	13.292	4	13.367	2	14.269	3
5886	[Cr III]	-0.126	0.208	17	...	...	...	...	...	...
5890	Na I telúrico	-0.127	0.108	24	0.077	47	0.066	29	0.068	34
5895	Na I telúrico	-0.127	0.051	34	...	...	0.023	50	0.024	57
5932	N II	-0.131	...	...	...	...	0.012	69	0.017	68
5942	N II	-0.132	...	...	...	...	0.023	50	0.027	54
5957 + 5958	Si II + O I	-0.133	0.091	26	0.120	37	0.083	26	0.052	39
5979	Si II	-0.135	0.150	20	0.135	35	0.102	24	0.070	34
5983	[Cr III]	-0.136	0.040	39	...	...	...	...	...	...
6000	[Ni III]	-0.137	0.125	22	...	...	...	...	...	...
6046	O I	-0.142	0.050	34	0.092	43	0.084	26	0.055	38
6300	[O I] telúrico	-0.164	1.241	7	0.873	14	0.702	9	0.562	12
6312	[S III]	-0.164	2.149	5	1.863	9	1.802	6	1.526	7
6347	Si II	-0.167	0.244	15	0.212	28	0.160	19	0.126	25
6364	[O I] telúrico	-0.169	0.409	12	0.311	23	0.243	15	0.194	20
6371	Si II	-0.169	0.129	21	0.115	38	0.081	26	0.074	32
6400	[Ni III]	-0.172	0.064	30	...	...	...	...	...	...
6534	[Ni III]	-0.182	0.205	16	...	...	...	...	...	...
6548	[N II]	-0.184	23.956	2	16.886	3	15.102	2	14.245	2
6563	H $\alpha$	-0.185	293.201	1	293.113	1	293.585	1	293.734	1
6578	C II	-0.186	...	...	...	...	...	...	...	...



Tabla 4.2: continuación.

$\lambda$	Ion	$f(\lambda)$	Ventana 5		Ventana 6		Ventana 7		Ventana 8	
			$I$	%err	$I$	%err	$I$	%err	$I$	%err
6583	[N II]	-0.186	73.221	1	51.904	2	44.333	1	41.844	2
6669	[Ni II]	-0.192	0.045	35	...	...	0.019	53	...	...
6678	He I	-0.194	3.792	4	3.658	7	3.689	4	3.718	5
6716	[S II]	-0.196	3.438	4	3.932	6	2.722	5	2.950	5
6731	[S II]	-0.197	6.707	3	6.172	5	4.533	4	4.801	4
6946	[Ni III]	-0.212	0.031	42	...	...	...	...	...	...
7002	O I	-0.216	...	...	0.086	42	0.075	26	0.041	42
7065	He I	-0.220	5.202	3	5.362	5	6.075	3	5.477	4
7103	O II?	-0.223	...	...	...	...	...	...	...	...
7110	O II?	-0.223	0.051	32	0.125	35	0.047	33	...	...
7136	[Ar III]	-0.225	14.921	2	14.532	3	15.395	2	13.918	2
7155	[Fe II]	-0.226	0.578	10	...	...	15.395	2	0.027	51
7161	He I	-0.226	...	...	...	...	...	...	0.024	54
7172	[Fe II]	-0.227	0.136	20	...	...	...	...	...	...
7231	C II	-0.230	0.075	26	0.089	41	0.079	25	0.098	27
7236	C II	-0.230	0.130	20	0.115	36	0.161	18	0.181	20
7254	O I	-0.232	0.043	35	0.098	39	0.101	22	0.050	37
7281	He I	-0.233	0.677	9	0.648	15	0.652	9	0.645	10
7291	[Ca II]	-0.234	0.253	14	...	...	...	...	...	...
7298	He I	-0.234	...	...	...	...	0.040	36	0.042	41
7320	[O II]	-0.236	10.437	2	4.994	6	4.919	3	4.090	4
7330	[O II]	-0.236	8.916	3	4.172	6	4.084	4	3.374	5
7378	[Ni II]	-0.239	0.480	10	0.106	37	0.059	29	0.044	40
7388	[Fe II]	-0.240	0.097	23	...	...	...	...	...	...
7412	[Ni II]	-0.241	0.053	31	...	...	...	...	...	...
7453	[Fe II]	-0.244	0.175	17	...	...	...	...	...	...

Nota: <sup>a</sup> indica líneas que fueron separadas de la anterior ajustando un perfil.

## 4.1. HH 202 como una región fotoionizada

HH 202-S es una región de gas chocado, en la que sin embargo, las condiciones físicas están dominadas por la fotoionización causada por las estrellas del Trapecio. En el espectro de HH 202-S predominan las líneas de emisión intensas típicas de regiones H II como [O III], [Ne III] y He I, que se deben a la presencia de elementos de segundo grado de ionización. Estas se observan con intensidades similares en todas las ventanas estudiadas, aun en la región que no ha sido chocada. En mis resultados puede notarse la ausencia, sin embargo, de emisión de elementos neutros (e.g. [O I], [C I]). Este comportamiento no se observaría si las condiciones físicas estuvieran determinadas principalmente por el choque, donde se esperaría que el espectro estuviera dominado por líneas de [S II], y que la contribución de emisión de elementos neutros fuera similar a la de iones de primero y segundo grado. Los elementos neutros se ubican en la región de transición entre la región H II y el gas neutro, cuya extensión es pequeña comparada con la región H II, la baja densidad presente en esta zona genera líneas de emisión bastante tenues; en contraste, la región de transición entre el gas ionizado y el gas neutro es la parte más densa de un objeto Herbig-Haro, con una fuerte emisión de elementos neutros (Cantó y Raga, 2012, capítulo 6).

Para dar testimonio de nuestra primera afirmación, he recurrido al criterio de Riera et al. (1989), en el cual se consideran los cocientes  $\log \frac{H\alpha}{[S II]}$  y  $\log \frac{H\alpha}{N II}$ ; de mis resultados obtuve un cociente de 1.45 y 0.48 respectivamente, siendo esto consistente con un modelo de gas fotoionizado, específicamente, de una región H II (ver Fig. 4.1).

## 4.2. Determinación de la temperatura y densidad electrónicas

En el capítulo 2 se presentó cómo, a partir del cociente de la intensidad de ciertas líneas de excitación colisional, es posible determinar una temperatura y una densidad para los electrones en una región H II. Utilizando los valores correspondientes de  $I(\lambda)$  de las Tablas 4.1 y 4.2 obtuve dos temperaturas representativas para las ventanas analizadas en este trabajo así como un único valor para la densidad electrónica de cada ventana.

En una región H II, los elementos que componen el gas ocupan distintas zonas de acuerdo

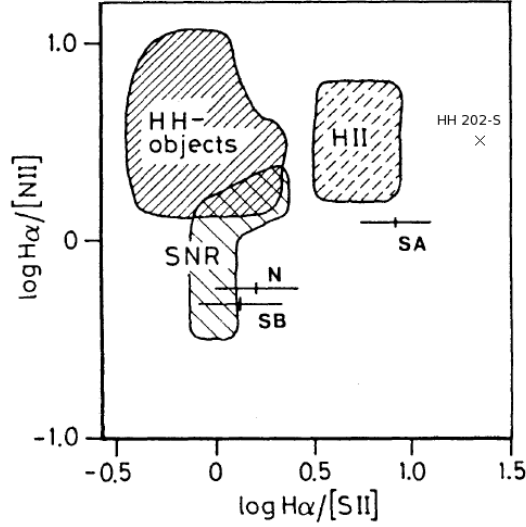


Figura 4.1: Correlación entre  $H\alpha$  y líneas de  $[S II]$  y  $[N II]$  para distintas regiones fotoionizadas. Las regiones observadas en este trabajo presentan cocientes de  $\log H\alpha/[S II] = 1.45$  y  $\log H\alpha/[N II] = 0.48$ . Tomada de Riera et al. (1989).

a su grado de ionización. Es así que las zonas en las que encontramos elementos altamente ionizados como  $O^{++}$  o  $Ne^{++}$  no poseen la misma extensión que las zonas con iones de un grado de ionización más bajo. Es por ello que en este trabajo he obtenido dos temperaturas para cada ventana, correspondientes a los grados de ionización observados. La temperatura de alta ionización (AI) se obtuvo a partir del cociente de  $[O III] \lambda (5007 + 4959) / \lambda 4363$ ; por otra parte, la temperatura de las zonas de baja ionización (BI) se obtuvo tras promediar los resultados de los cocientes de  $[O II] \lambda\lambda (3726 + 3729) / \lambda\lambda (7320 + 7330)$ ;  $[S II] \lambda\lambda (6716 + 6731) / \lambda\lambda (4068 + 4076)$ ; y  $[N II] \lambda\lambda (6548+6583) / \lambda\lambda 5755$ .

Por su parte, la densidad electrónica  $n_e$  se obtuvo por medio de los cocientes de  $[O II] \lambda 3726 / \lambda 3729$ ;  $[S II] \lambda 6716 / \lambda 6731$ ; y  $[Cl III] \lambda 5517 / \lambda 5537$ . Consideré una sola densidad electrónica porque el valor obtenido a partir de las líneas de  $[Cl III]$  –alta ionización– tiene asociado una incertidumbre considerablemente grande (siempre mayor al 26 %) y no es particularmente útil. Un error de este tamaño en densidad no es grave siempre que el valor de  $n_e \leq 10000 \text{ cm}^{-3}$ .

Los valores finales de  $T_e$  y  $n_e$  presentados en las Tablas 4.3 y 4.4 se obtuvieron por medio de un proceso iterativo haciendo uso del paquete TEMDEN de IRAF. Primeramente calculamos la temperatura introduciendo el cociente de líneas correspondiente y asumiendo una densidad de  $5000 \text{ cm}^{-3}$ , que es un valor típico para regiones H II; a continuación el

programa arroja un valor para  $T_e$ . Con el promedio de todos los valores obtenidos para  $T_e$  calculamos  $n_e$ , y así sucesivamente hasta converger a un valor final para parámetro. Este procedimiento fue realizado en las ocho ventanas.

Ventana				
Diagnóstico	1	2	3	4
$T_e$ [O III] [K]	$8500 \pm 210$	$8380 \pm 180$	$8270 \pm 260$	$8500 \pm 250$
$T_e$ BI. [K]	$9670 \pm 160$	$9550 \pm 130$	$9780 \pm 220$	$10300 \pm 200$
$n_e$ [cm <sup>-3</sup> ]	$1150 \pm 50$	$1420 \pm 80$	$1600 \pm 120$	$4880 \pm 1220$

Tabla 4.3: Densidades  $n_e$  y temperaturas electrónicas  $T_e$  obtenidas a partir de los cocientes de líneas mencionados anteriormente. El primer renglón representa la temperatura de alta ionización, obtenida del cociente de [O III]  $\lambda$  (5007+4959)/4363; el segundo muestra la temperatura de baja ionización (BI), obtenida promediando los diagnósticos de las líneas de [O II], [S II] y [N II]. Por último,  $n_e$  se obtuvo promediando los cocientes de [O II], [S II], y [Cl III]. Se observa un aumento claro en densidad y temperatura a partir de la ventana 4, producto del choque.

Ventana				
Diagnóstico	5	6	7	8
$T_e$ [O III] [K]	$9090 \pm 230$	$8430 \pm 300$	$8680 \pm 180$	$8360 \pm 240$
$T_e$ BI. [K]	$11450 \pm 200$	$10900 \pm 300$	$9990 \pm 200$	$10200 \pm 210$
$n_e$ [cm <sup>-3</sup> ]	$7950 \pm 1950$	$2850 \pm 660$	$2570 \pm 160$	$2320 \pm 160$

Tabla 4.4: Igual que la tabla 4.3.

Los resultados para  $T_e$  concuerdan con estudios previos sobre la Nebulosa de Orión (Balick et al., 1974) que registran temperaturas entre 7500 y 10000 K. El evidente aumento en densidad entre la zona del choque y la región nebular corresponde a la compresión del gas por acción del flujo proveniente de la fuente del objeto HH. En el caso de la densidad electrónica hay una diferencia considerable entre estos resultados y los de Mesa-Delgado et al. (2009), quienes reportan un valor de  $n_e = 17430$  cm<sup>-3</sup> en la zona del choque; atribuyo tal disparidad a la diferencia en entre los volúmenes analizadas en ambos trabajos. Esta discrepancia no es trascendental, sin embargo, pues como veremos en la siguientes secciones, las abundancias totales reportadas en ambos trabajos concuerdan satisfactoriamente.

Cabe resaltar la calidad de nuestros resultados. La incertidumbre asociada a  $T_e$  es menor al 4% en todos los casos. Esto se debe a la calidad del instrumento y de los espectros, lo que

se traduce en un valor relativamente alto para el cociente de señal a ruido de nuestras líneas de emisión.

Como podemos notar, la temperatura de baja ionización aumenta considerablemente en las ventanas 4, 5 y 6 debido a la energía mecánica que está suministrando el flujo, calentando la zona del choque. La diferencia entre las dos temperaturas obtenidas (alta ionización y baja ionización) había sido observada antes por varios autores, e.g. (Mesa-Delgado et al., 2009), (Rubin et al., 2003). Esta diferencia se atribuye a una combinación de factores, siendo uno de los principales la estratificación de las zonas de distinto grado de ionización; en la zona de alta ionización encontramos iones como  $O^{++}$  y  $Ne^{++}$ , que son agentes de enfriamiento altamente eficientes como puede verse a partir de la intensidad de sus líneas de emisión y de su abundancia iónica, que presentaremos en la siguiente sección (ver Tablas 4.5 y 4.6). Por otro lado, los principales agentes de enfriamiento en las zonas de baja ionización son  $O^+$  y  $N^+$  que a temperaturas inferiores a 10 000 K son menos eficientes que los anteriores (Osterbrock and Ferland, 2006, capítulo 5).

### 4.3. Composición química

Una vez que hemos establecido las condiciones físicas  $-T_e$  y  $n_e-$  de la región H II, podemos pasar a la determinación de su composición química, que está dada por la abundancia de elementos en el gas.

Es convención en el estudio del medio interestelar reportar las abundancias totales de los elementos químicos con respecto a H, mientras que las abundancias iónicas se comparan con respecto a  $H^+$ .

La composición química de una región fotoionizada, en particular de una región H II, se obtiene a partir de las abundancias iónicas. La suma de las abundancias de todos los iones de un elemento nos da la abundancia de este y el estudio de todos los elementos da como resultado la composición química de la nebulosa.

### 4.3.1. Abundancias iónicas por medio de líneas de excitación colisional

La abundancia de los iones observados puede determinarse por medio de la intensidad observada de sus líneas de emisión y de la emisividad – la emisión por unidad de volumen,  $EV = 4\pi j$  –, que es una función que cambia exponencialmente con la temperatura y linealmente con la densidad en el caso de líneas de excitación colisional (CELS). Es así que, al comparar la abundancia  $n(X^{+m})$  de un ion X con grado de ionización  $m$  con respecto a  $H^+$  se tiene que

$$\frac{n(X^{+m})}{n(H^+)} = \frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} \frac{EV(H\beta)}{EV(\lambda)}.$$

Si tenemos varias líneas para un mismo ion utilizamos el promedio ponderado:

$$\frac{n(X^{+m})}{n(H^+)} = \frac{\sum_i I(\lambda_i)}{I(H\beta)} \frac{EV(H\beta)}{\sum_i EV(\lambda_i)},$$

donde  $I(\lambda_i)$  es la intensidad de la línea  $i$  con longitud de onda  $\lambda$  asociada al ion.

Los valores de  $I(\lambda)$  utilizados para calcular las abundancias iónicas se tomaron de las Tablas 4.1 y 4.2, mientras que  $EV(\lambda)$  y  $EV(H\beta)$  fueron calculados por medio de IONIC en IRAF (versión 2.14). Esta rutina utiliza la base de datos atómicos de IRAF y permite estudiar iones específicos; como entrada utiliza la intensidad de una línea de emisión con respecto a  $H\beta$ , así como la densidad electrónica y la temperatura electrónica. Con estos parámetros calcula  $EV(\lambda)$  y  $EV(H\beta)$ , que utilizamos para obtener la abundancia iónica.

En el cálculo de abundancias hemos hecho la suposición de que la densidad electrónica es uniforme y la temperatura electrónica es homogénea a través de todo el volumen observado. En primera aproximación esto es suficiente para obtener una medida representativa de las abundancias iónicas en una región H II; sin embargo, es posible que existan inhomogeneidades en la temperatura, mismas que deben tomarse en cuenta cuando se desea medir abundancias con alta precisión (véase Osterbrock and Ferland (2006), cap. 5.11).

Las abundancias iónicas para cada ventana analizada se presentan en las Tablas 4.5 y 4.6.

Ión	Abundancia			
	Ventana 1	Ventana 2	Ventana 3	Ventana 4
O <sup>++</sup>	8.18 ± 0.03	8.32 ± 0.02	8.35 ± 0.04	8.26 ± 0.03
O <sup>+</sup>	7.86 ± 0.02	7.77 ± 0.02	7.68 ± 0.02	7.81 ± 0.02
N <sup>+</sup>	7.08 ± 0.01	6.96 ± 0.01	6.82 ± 0.02	7.05 ± 0.01
S <sup>++</sup>	6.87 ± 0.05	6.94 ± 0.05	6.95 ± 0.06	6.96 ± 0.06
S <sup>+</sup>	5.58 ± 0.01	5.44 ± 0.01	5.36 ± 0.02	5.64 ± 0.03
Ne <sup>++</sup>	7.28 ± 0.04	7.75 ± 0.04	7.49 ± 0.06	7.36 ± 0.05
Ar <sup>3+</sup>	4.73 ± 0.07	4.82 ± 0.07	4.84 ± 0.1	4.94 ± 0.09
Ar <sup>++</sup>	6.23 ± 0.02	6.29 ± 0.02	6.33 ± 0.03	6.28 ± 0.03

Tabla 4.5: Abundancias iónicas en unidades de  $\log(X / n(\text{H}^+)) + 12$ . Calculadas con la rutina IONIC de IRAF.

### 4.3.2. Abundancia de O<sup>++</sup> por medio de líneas de recombinación

En la sección 2.6 se estudió cómo es posible obtener abundancias de elementos pesados por medio de líneas de recombinación. El brillo de una línea de emisión presenta apenas una dependencia débil con la temperatura. Llevar esto a la práctica es complicado, sin embargo, pues el brillo disminuye con la abundancia, lo que dificulta observar líneas de recombinación de los elementos menos abundantes: típicamente el oxígeno (O) es 1000 veces menos abundante que el hidrógeno –el resto de los elementos son todavía menos abundantes–. En este trabajo me he centrado en determinar la abundancia iónica de O<sup>++</sup> por medio de líneas de recombinación pues, al calcular la abundancia total de oxígeno podremos determinar en qué medida se están destruyendo los granos de polvo en HH 202.

La abundancia de O<sup>++</sup> puede determinarse por medio del multiplete 1 de O<sup>+</sup> (Storey, 1994). Este multiplete consiste de ocho líneas y la suma de sus intensidades  $I(\text{suma})$  normalizada a  $H\beta$  es independiente de la densidad electrónica. La calidad de nuestras observaciones nos ha permitido observar dos líneas del múltiplete, que en las Tablas 4.1 y 4.2 hemos reportado como O II  $\lambda$  4642 y O II  $\lambda$  4650 (ver Fig. 4.2); estas a su vez son la suma de O II  $\lambda\lambda$  4638 + 4642, y  $\lambda\lambda$  4949 + 4951 respectivamente. En estudios de regiones H II raramente se observan todas las líneas del multiplete, y frecuentemente es necesario estimar las intensidades de las líneas no observadas.

Ión	Abundancia			
	Ventana 5	Ventana 6	Ventana 7	Ventana 8
O <sup>++</sup>	8.06 ± 0.03	8.30 ± 0.04	8.27 ± 0.02	8.3 ± 0.03
O <sup>+</sup>	7.68 ± 0.02	7.65 ± 0.02	7.75 ± 0.02	7.66 ± 0.02
N <sup>+</sup>	7.04 ± 0.01	6.92 ± 0.02	6.95 ± 0.02	6.9 ± 0.02
S <sup>++</sup>	6.88 ± 0.05	6.98 ± 0.08	6.91 ± 0.04	6.92 ± 0.06
S <sup>+</sup>	5.6 ± 0.03	5.44 ± 0.03	5.4 ± 0.02	5.39 ± 0.02
Ne <sup>++</sup>	7.15 ± 0.04	7.45 ± 0.07	7.41 ± 0.04	7.47 ± 0.05
Ar <sup>3+</sup>	4.96 ± 0.06	4.96 ± 0.1	4.66 ± 0.06	4.67 ± 0.08
Ar <sup>++</sup>	6.24 ± 0.02	6.31 ± 0.04	6.31 ± 0.02	6.31 ± 0.03

Tabla 4.6: Abundancias ionicas en unidades de  $\log( X / n(\text{H}^+) ) + 12$ . Calculadas con la rutina IONIC de IRAF.

Basándonos en el trabajo de Peimbert et al. (2005), hemos podido estimar el brillo de las líneas que no observamos del multiplete. La emisividad se calculó tomando como referencia el coeficiente de recombinación efectivo del multiplete (Storey, 1994), asumiendo  $n_e \sim 10000 \text{ cm}^{-3}$  y  $T_e \sim 10000 \text{ K}$ . Los resultados se muestran en la Tabla 4.7.

Ventana	$\frac{n(\text{O}^{++})}{n(\text{H}^+)}$
1	8.50 ± 0.06
2	8.60 ± 0.05
3	8.54 ± 0.05
4	8.59 ± 0.05
5	8.66 ± 0.05
6	8.54 ± 0.06
7	8.56 ± 0.06
8	8.59 ± 0.07

Tabla 4.7: Abundancia de O<sup>++</sup> obtenida por medio de las líneas de recombinación del multiplete 1 de O<sup>+</sup>. En unidades de  $\log( X / n(\text{H}^+) ) + 12$ .



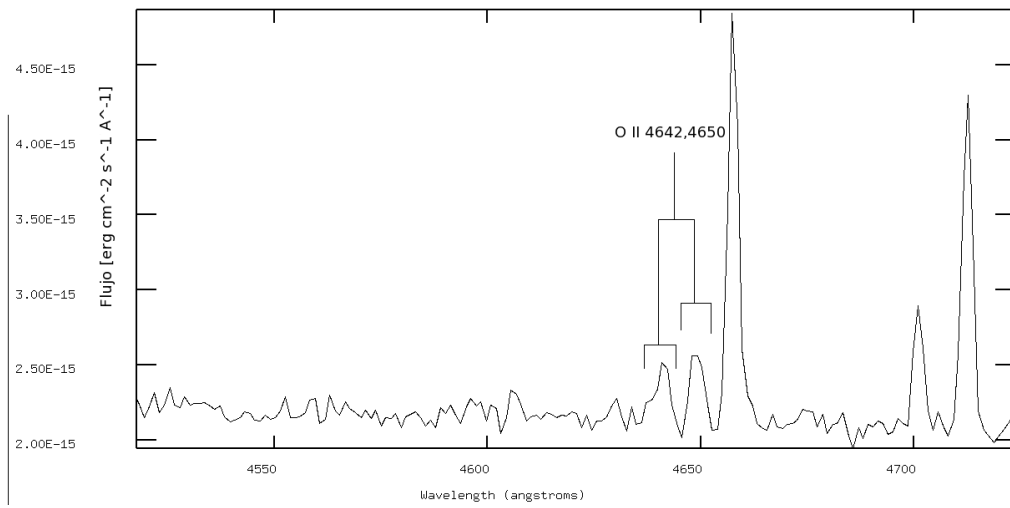


Figura 4.2: Líneas de recombinación del multiplete 1 del oxígeno que hemos utilizado para determinar la abundancia de  $\text{O}^{++}$ .

### 4.3.3. Abundancias totales de elementos pesados

En estudios sobre regiones H II la determinación de abundancias iónicas nos brinda información sobre la estructura del objeto e incluso sobre la fuente de ionización; sin embargo, para conocer la composición química objetivamente, es necesario determinar abundancias totales de los elementos que componen la región estudiada. La obtención adecuada de estas abundancias debe hacerse considerando cuidadosamente qué iones se encuentran en esta zona de la Nebulosa de Orión, y haciendo una corrección por aquellos iones a los que, aunque sabemos que están presentes, no es posible medir sus abundancias directamente debido a que no presentan líneas de emisión apreciables en el rango visible del espectro.

En el caso del oxígeno (O), sabemos que la abundancia total se debe únicamente a  $O^+$  y  $O^{++}$  pues en la Nebulosa de Orión no se observan líneas de recombinación de  $He^{++}$ , cuyo potencial de ionización es similar al de  $O^{++}$ ; así, podemos descartar una presencia significativa de  $O^{3+}$  y de iones de oxígeno de mayor grado. La abundancia total de O está dada, entonces, por (Peimbert and Costero, 1969):

$$\frac{O}{H} = \frac{O^+ + O^{++}}{H^+}. \quad (4.1)$$

Debemos notar que, con nuestros datos, es posible obtener dos valores para la abundancia total de oxígeno: uno de ellos por medio de líneas de excitación colisional (CELs) y otro haciendo uso de líneas de recombinación (RLs).

En la sección anterior, obtuvimos la abundancia de  $O^{++}$  por medio de líneas de recombinación. Para calcular la abundancia total de O de esta manera, hemos utilizado un factor de corrección por ionización (ICF) para  $O^+$ , de tal forma que

$$\left[ \frac{O}{H} \right]_{RL} = \left[ \frac{O}{O^{++}} \right]_{CEL} \times \left[ \frac{O^{++}}{H^+} \right]_{RL} = ICF(O^+) \times \left[ \frac{O^{++}}{H^+} \right]_{RL}. \quad (4.2)$$

Para derivar la abundancia total de nitrógeno (N), hemos utilizado la siguiente expresión, con el fin de incluir la contribución de  $N^{++}$ :

$$\frac{N}{H} = \left[ \frac{O^+ + O^{++}}{O^+} \right]_{CEL} \times \frac{N^+}{H^+} = ICF(N^{++}) \times \frac{N^+}{H^+}. \quad (4.3)$$

En el caso del neón (Ne), es necesario tomar en cuenta la presencia de  $Ne^+$  por medio

de la ecuación

$$\frac{\text{Ne}}{\text{H}} = \left[ \frac{\text{O}^+ + \text{O}^{++}}{\text{O}^{++}} \right]_{\text{CEL}} \times \frac{\text{Ne}^{++}}{\text{H}^+} = \text{ICF}(\text{Ne}^+) \times \frac{\text{Ne}^{++}}{\text{H}^+}. \quad (4.4)$$

En lo concerniente al azufre (S), hemos observado CELs de los iones  $\text{S}^+$  y  $\text{S}^{++}$ . De modelos de regiones H II hechos por Stasińska (1978), se sabe que hay una contribución de  $\text{S}^{3+}$  que debe ser tomada en cuenta de acuerdo con

$$\frac{\text{S}}{\text{H}} = \left[ 1 - \left[ \frac{\text{O}^+}{\text{O}^+ + \text{O}^{++}} \right]_{\text{CEL}}^3 \right]^{-1/3} \times \frac{\text{S}^+ + \text{S}^{++}}{\text{H}^+} = \text{ICF}(\text{S}^{3+}) \times \frac{\text{S}^+ + \text{S}^{++}}{\text{H}^+}. \quad (4.5)$$

Para calcular la abundancia total de argón (Ar) hemos utilizado los valores adoptados por Mesa-Delgado et al. (2009) para  $\text{ICF}(\text{Ar}^+)$ , siendo estos  $1.20 \pm 0.36$  en la región nebular; y  $2.00 \pm 0.51$  en la zona del choque.

La abundancia total de hierro (Fe) se calculó basándonos en el trabajo de Delgado-Inglada and Rodríguez (2014), quienes establecen que la abundancia total de Fe está dada por

$$\frac{\text{Fe}}{\text{O}} = \frac{\text{Fe}^+ + \text{Fe}^{++}}{\text{O}^+}. \quad (4.6)$$

De esta expresión hemos obtenido el valor de  $\text{Fe}/\text{H}$  considerando las abundancias iónicas de O obtenidas a partir de CELs.

Los ICFs adoptados para cada elemento en las correspondientes ventanas se presentan en las Tablas 4.8 y 4.9. Las abundancias totales se reportan en las Tablas 4.10 y 4.11.

Elemento	Ión omitido	ICF adoptado			
		Ventana 1	Ventana 2	Ventana 3	Ventana 4
$\text{O}_{\text{RL}}$	$\text{O}_{\text{RL}}^+$	$1.47 \pm 0.02$	$1.28 \pm 0.02$	$1.21 \pm 0.01$	$1.35 \pm 0.01$
N	$\text{N}^{++}$	$3.13 \pm 0.18$	$4.54 \pm 0.24$	$5.70 \pm 0.49$	$3.83 \pm 0.24$
S	$\text{S}^{3+}$	$1.011 \pm 0.002$	$1.004 \pm 0.001$	$1.002 \pm 0.001$	$1.006 \pm 0.001$
Ne	$\text{Ne}^+$	$1.47 \pm 0.04$	$1.29 \pm 0.02$	$1.21 \pm 0.02$	$1.35 \pm 0.03$
Ar	$\text{Ar}^+$	$1.20 \pm 0.36$	$1.20 \pm 0.36$	$1.20 \pm 0.36$	$2.00 \pm 0.51$

Tabla 4.8: Factores de corrección por ionización (ICFs) adoptados para corregir por iones sin líneas de emisión observables, empleados en el cálculo de las abundancias totales.

Elemento	Ión omitido	ICF adoptado			
		Ventana 5	Ventana 6	Ventana 7	Ventana 8
O	O <sup>+</sup>	1.42 ± 0.02	1.22 ± 0.01	1.3 ± 0.01	1.23 ± 0.01
N	N <sup>++</sup>	3.40 ± 0.19	5.48 ± 0.51	4.33 ± 0.25	5.36 ± 0.4
S	S <sup>3+</sup>	1.008 ± 0.001	1.002 ± 0.001	1.042 ± 0.001	1.002
Ne	Ne <sup>+</sup>	1.42 ± 0.03	1.22 ± 0.03	1.30 ± 0.02	1.23 ± 0.02
Ar	Ar <sup>+</sup>	2.00 ± 0.51	2.00 ± 0.51	1.20 ± 0.36	1.20 ± 0.36

Tabla 4.9: Véase la tabla 13.

Elemento	Abundancias totales			
	Ventana 1	Ventana 2	Ventana 3	Ventana 4
O <sub>CEL</sub>	8.35 ± 0.03	8.42 ± 0.02	8.43 ± 0.03	8.39 ± 0.03
O <sub>RL</sub>	8.46 ± 0.06	8.60 ± 0.05	8.54 ± 0.05	8.59 ± 0.05
N	7.58 ± 0.03	7.62 ± 0.03	7.58 ± 0.04	7.63 ± 0.03
S	6.9 ± 0.05	6.96 ± 0.04	6.96 ± 0.06	6.99 ± 0.06
Ne	7.45 ± 0.04	7.56 ± 0.04	7.57 ± 0.06	7.49 ± 0.05
Ar	6.33 ± 0.03	6.38 ± 0.02	6.42 ± 0.03	6.60 ± 0.03
Fe	6.08 ± 0.06	6.05 ± 0.06	5.83 ± 0.08	6.31 ± 0.06

Tabla 4.10: Abundancias totales de elementos en HH 202-S y en la región nebular aledaña. En unidades de  $\log(X / n(\text{H})) + 12$ .

## 4.4. Discusión

Por medio de la temperatura, densidad y abundancias totales de elementos presentadas en las Tablas 4.10 y 4.11, podemos conocer la composición química de HH 202-S y elaborar sobre su estructura y los procesos físicos que ocurren en él.

Las abundancias obtenidas son representativas de la región aledaña a HH 202-S y de la misma zona del choque. Al compararlas con las obtenidas por Mesa-Delgado et al. (2009) (véase la tabla 4.11), se encuentra que estas concuerdan satisfactoriamente, otorgando solidez a mis resultados. Cabe resaltar que las incertidumbres asociadas a mis determinaciones tanto de las condiciones físicas como de las abundancias químicas son iguales o menores, como es el caso de los elementos pesados, que las reportadas en el estudio previo. Esto se atribuye al

Elemento	Abundancias totales			
	Ventana 5	Ventana 6	Ventana 7	Ventana 8
O <sub>CEL</sub>	8.21 ± 0.02	8.39 ± 0.04	8.39 ± 0.02	8.39 ± 0.03
O <sub>RL</sub>	8.66 ± 0.05	8.54 ± 0.06	8.56 ± 0.06	8.59 ± 0.07
N	7.57 ± 0.03	7.66 ± 0.04	7.59 ± 0.03	7.63 ± 0.03
S	6.90 ± 0.05	7.00 ± 0.08	6.92 ± 0.04	6.93 ± 0.06
Ne	7.30 ± 0.04	7.54 ± 0.07	7.52 ± 0.04	7.56 ± 0.05
Ar	6.56 ± 0.02	6.63 ± 0.04	6.40 ± 0.02	6.39 ± 0.03
Fe	6.89 ± 0.05	6.06 ± 0.08	5.92 ± 0.06	5.76 ± 0.08

Tabla 4.11: Abundancias totales de elementos en HH 202-S y en la región nebular aledaña. En unidades de  $\log(X / n(\text{H})) + 12$ .

instrumento y el procedimiento de reducción de datos. Al utilizar espectroscopía de rendija larga con el instrumento FORS 1 del VLT, uno de los mejores espectrógrafos astronómicos del mundo, se ha obtenido una calibración de flujo de alta calidad, superior a la que se puede obtener con otras técnicas espectroscópicas. Ha sido posible incrementar considerablemente la razón de señal a ruido, como puede apreciarse sobre todo en las líneas más intensas como  $\text{H}\beta$ , cuyo brillo he utilizado como parámetro de normalización; se muestra también en las líneas de emisión de [O III], [N II], [Ar III] y [Ar IV] que he tomado como referencia para derivar las condiciones físicas y la composición química de HH 202-S. Una ventaja adicional de utilizar un espectrógrafo de rendija larga es que hemos podido abarcar una región mayor de la Nebulosa de Orión –de 6.8 minutos de arco–; esta ha sido separada en múltiples ventanas que han permitido seleccionar las regiones de mayor brillo de HH 202-S para compararlas con zonas contiguas del gas nebular.

Si bien he reproducido los resultados de Mesa-Delgado et al. (2009) reduciendo las barras de error, debe notarse que ambos trabajos son complementarios, pues fueron realizados con distintas técnicas y objetivos en mente: el poder resolutorio de un espectrógrafo de rendija larga no puede compararse con el de un échelle, que es de 30 000 para el instrumento UVES del VLT utilizado en el estudio de Mesa-Delgado et al. (2009), sus características les permiten identificar 360 líneas de emisión, algunas muy débiles, en detrimento de errores mayores en la calibración del flujo y de analizar una zona del cielo menos extensa, de  $1.5 \times 2.5 \text{ arcsec}^2$ . Los resultados de ambos trabajos permiten construir una imagen más completa sobre la

Abundancias totales				
Elemento	Gas estático		Choque	
	Mesa-Delgado et al. (2009)	Esta tesis	Mesa-Delgado et al. (2009)	Esta tesis
O <sub>CEL</sub>	8.51 ± 0.03	8.39 ± 0.02	8.50 ± 0.04	8.21 ± 0.02
O <sub>RL</sub>	8.59 ± 0.05	8.56 ± 0.06	8.65 ± 0.05	8.66 ± 0.05
N	7.53 ± 0.08	7.59 ± 0.03	7.56 ± 0.08	7.57 ± 0.03
S	6.92 ± 0.24	6.92 ± 0.04	6.98 ± 0.19	6.90 ± 0.05
Ne	7.62 ± 0.12	7.52 ± 0.04	7.54 ± 0.11	7.30 ± 0.04
Ar	6.38 ± 0.19	6.40 ± 0.02	6.56 ± 0.21	6.56 ± 0.02
Fe	6.10 ± 0.15	5.92 ± 0.06	6.95 ± 0.12	6.89 ± 0.05

Tabla 4.12: Comparación de mis resultados con los de Mesa-Delgado et al. (2009). Los valores de la zona de gas estático corresponden a la ventana 7, para el gas chocado se muestran los valores de la ventana 5 de la tabla 4.11.

composición química y los procesos físicos que están aconteciendo en HH 202-S.

Se ha hecho un esfuerzo por obtener la abundancia de O utilizando dos indicadores distintos: líneas de recombinación y líneas excitadas colisionalmente. Lo primero que salta a la vista es que estos métodos no arrojan resultados enteramente compatibles: la abundancia de O obtenida a partir de RLs es mayor hasta por un factor de 2.8. Este es un problema conocido como *factor de discrepancia de abundancia* (ADF)<sup>1</sup> que se presenta en todos los trabajos sobre abundancias químicas en regiones H II y actualmente es una línea de investigación activa en astronomía. La solución más conocida a este problema consiste en tomar en cuenta variaciones espaciales de temperatura a lo largo de la línea de visión. Se sabe que, bajo la suposición de que el material en una región H II es químicamente homogéneo, inhomogeneidades de un 20% en  $T_e$ , o de  $n_e$  del orden de  $\pm 10^6 \text{ cm}^{-3}$  producen cambios sustanciales en la determinación de abundancias por medio de CELs; introducirlos en nuestros cálculos implica, sin embargo, un esfuerzo considerable más allá del nivel de complejidad buscado en esta tesis.

No obstante, podemos apoyarnos en las líneas de recombinación para discutir la abundancia total de oxígeno. En este trabajo, los resultados de este método cuentan con más solidez ya que, para que ocurran inconsistencias en las abundancias totales determinadas de

<sup>1</sup>En inglés *abundance discrepancy factor*

esta manera, deben encontrarse inhomogeneidades del orden de un factor de dos en temperatura o densidades superiores a  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . En consecuencia, podemos adoptar como válido el resultado que arrojan las RLs, que además concuerda con lo reportado por Mesa-Delgado et al. (2009). Hay un incremento apreciable en la abundancia de  $O_{\text{RL}}$  en la región del choque, que discutiremos en la siguiente sección.

#### 4.4.1. Destrucción de los granos de polvo

A partir de los datos de las Tablas 4.1 y 4.2 podemos comparar las intensidades de las líneas en la región del choque con el resto de la nebulosa. Encontramos así que en la región del choque las líneas de emisión de metales como  $[\text{Fe III}] \lambda 7155$  llegan a ser hasta 17.5 veces más intensas que en el gas nebuloso; mientras tanto, líneas como  $[\text{Ni II}] \lambda 7378$  y  $[\text{Cr III}] \lambda 5470$  que son bastante prominentes en la región chocada, se encuentran ausentes de los espectros de la zona nebulosa. Dado que no hay un cambio considerable en las condiciones físicas entre las dos regiones (en lo que respecta a temperatura electrónica y densidad electrónica), podemos afirmar sólidamente que la aparición de estas líneas se debe a un incremento en la abundancia de los elementos que las generan.

Efectivamente por las Tablas 4.10 y 4.11, observamos que la abundancia de Fe se incrementa hasta en un factor de 10 en la zona del choque con respecto al gas no chocado. En regiones H II se ha demostrado que aproximadamente el 90% del hierro se encuentra depositado en los granos de polvo (Peimbert and Peimbert, 2010), mientras que en nubes moleculares la misma cantidad puede superar el 99% (Spitzer, 1978). En consecuencia, podemos afirmar que este súbito incremento en la cantidad de Fe observada puede deberse únicamente a la destrucción de los granos de polvo por efecto del choque.

En menor medida, esto también se aprecia en el oxígeno obtenido por líneas de recombinación. Uno de los constituyentes del polvo son los silicatos, y otros compuestos de oxígeno como FeO y MgO. El incremento de O total en la zona del choque nos sugiere que el oxígeno está siendo liberado de los granos de polvo.

Es conocido que todas las regiones donde se ha producido formación estelar han tenido una evolución química similar; la implicación de ello es que la razón de abundancias de ciertos elementos debe ser similar. Esto es válido particularmente para la razón de abundancias de

hierro a oxígeno. Así pues, podemos determinar en qué porcentaje se están destruyendo los granos de polvo comparando el cociente de abundancias de Fe/O observado, con el valor registrado para el sistema solar, que es de  $\log(O/Fe) = 1.39$  (Cox, 2000). Para ello tomaremos como referencia el valor obtenido de las CELs; lo hemos hecho así pues no ha sido posible determinar la abundancia de Fe por medio de RLs. La discrepancia entre los diagnósticos de abundancias es similar para ambos elementos, por lo que, en una primera aproximación no necesitamos corregir por inhomogeneidades de temperatura o algún otro proceso responsable del ADF.

Promediando la abundancia de O a partir de las CELs obtenemos un valor de  $\log(O/H) + 12 = 8.37$  que se puede tomar como referencia para determinar la cantidad total de Fe en la región de Orión en cuestión. Así, la abundancia logarítmica total esperada de Fe/H es  $8.37 - 1.39 = 6.98$ . En la zona de gas estático encuentro que la abundancia promedio de Fe es 5.93; la diferencia  $5.93 - 6.98 = -1.05$  indica que un 91.1 % del Fe total se encuentra en los granos de polvo en esta fase de la región analizada, donde el gas no está perturbado. Por otra parte, en la ventana 5, donde la influencia del choque es mayor, al igual que la destrucción de las partículas de polvo, obtengo una diferencia con la abundancia total de  $6.89 - 6.98 = -0.09$  (ver Tabla 4.11), indicando que en este volumen únicamente el 18.7 % de Fe se encuentra en el polvo. Calculando el cociente de Fe entre ambas regiones se encuentra que el grado de destrucción de los granos de polvo es del 80 %, aunque puede ser tan bajo como el 60 % o llegar incluso al 100 %. Este resultado excede el de la región observada por Mesa-Delgado et al. (2009), donde esta cantidad es de 30-50 %.

En lo que corresponde al oxígeno, su abundancia promedio en la región estática es  $\log(O/H) + 12 = 8.55$ , mientras que en el valor máximo en la zona del choque es de 8.66. La diferencia es de 0.11, que corresponde a un 29 % sobre la abundancia de oxígeno observado; extrapolando a una destrucción completa del polvo, esperaríamos encontrar otro 7 % adicional de oxígeno. Sumando estas contribuciones, estimamos que el choque aumenta la cantidad de oxígeno observado en un 38 %, o bien, en  $0.14 \pm 0.05$  dex.

Los resultados anteriores brindan una posible nueva cota superior al grado de destrucción de los granos de polvo en regiones H II, y motivan a llevar a cabo un análisis más profundo de las abundancias de oxígeno y hierro, y a continuar realizando observaciones de choques supersónicos en regiones H II.



# Capítulo 5

## Conclusiones

En esta tesis hemos realizado espectroscopía de rendija larga del objeto Herbig-Haro 202-S, determinando sus condiciones físicas y abundancias químicas, identificando la destrucción de los granos de polvo en esta zona de la Nebulosa de Orión por efecto del choque.

Hemos realizado una breve descripción del medio interestelar y de los modelos teóricos utilizados en la actualidad en el estudio de regiones H II.

El análisis de las regiones H II está hecho con base en su particular espectro de emisión, asumiendo que el gas se encuentra en un estado de equilibrio de fotoionización, de equilibrio térmico. Los fotones ultravioleta que provienen de las estrellas de tipo espectral O y B, y que ionizan el gas a su alrededor, establecen un balance con las recombinaciones para cada ión. El equilibrio térmico está dado entre la energía ganada por la fotoionización, que contribuye a la energía cinética de los electrones y la energía perdida por líneas excitadas colisionalmente, por recombinaciones de electrones con los iones y por radiación libre-libre. Los electrones libres en el gas adoptan una distribución de Maxwell-Boltzmann que nos permite definir una temperatura electrónica y una densidad electrónica medibles.

El polvo es un componente del medio interestelar con información importante sobre abundancias químicas de elementos en el universo. Sin embargo, el polvo interestelar es muy difícil de estudiar por lo que se ignora bastante sobre sus propiedades y mecanismos activos en regiones H II. Esto sirve de motivación a estudiarlo en la Nebulosa de Orión, por ser la región H II más brillante y cercana a la Tierra.

Las observaciones de HH 202-S se llevaron a cabo con el instrumento FORS 1 del Very Large Telescope ubicado en Cerro Paranal, Chile. Con este espectrógrafo de rendija larga fue posible estudiar la parte más brillante del choque y compararla con la fase nebular. Tras reducir los espectros se analizaron ocho ventanas, identificando 169 líneas de emisión de distintos iones. La calidad de nuestros datos queda evidenciada por el alto cociente de señal a ruido, que resalta en las líneas de emisión más intensas sobre las cuales nos hemos basado para determinar la composición química y los procesos físicos que ocurren tanto en HH 202-S como en zonas de gas no chocado en la Nebulosa de Orión.

Por medio del análisis de los espectros, he determinado la naturaleza de HH 202-S, en la cual el principal mecanismo de excitación es la fotoionización.

Basándome en cocientes de líneas de excitación colisional, fui capaz de derivar la temperatura electrónica  $T_e$  de las zonas de alta y baja ionización, así como la densidad electrónica  $n_e$ . Los resultados concuerdan con estudios previos realizados sobre la Nebulosa de Orión, y particularmente con los reportados por Mesa-Delgado et al. (2009) sobre HH 202-S para el cual en ambos parámetros hemos sido capaces de reducir las barras de error reportadas.

Con los resultados anteriores, obtuve las abundancias totales de los siguientes elementos: oxígeno (O), nitrógeno (N), neón (Ne), argón (Ar), azufre (S), y hierro (Fe). Las determinaciones de abundancias concuerdan una vez más con el estudio previo realizado por Mesa-Delgado et al. (2009) y, para la mayoría de los elementos, hemos reportado incertidumbres más pequeñas. En el caso del oxígeno, también fue posible calcular la abundancia total utilizando líneas de recombinación; ambas determinaciones discrepan considerablemente hasta por un factor de 2.8; reconocemos que el origen de esta discrepancia es un problema contemporáneo en el estudio de abundancias químicas, para el cual una posible solución consiste en tomar en cuenta inhomogeneidades de temperatura en el objeto a lo largo de la línea de visión.

Al comparar la composición química del gas nebular y el gas chocado, se encuentra una diferencia de un factor de  $\sim 10$  en la abundancia de hierro. Aunado a este hecho, observamos una diferencia considerable en la intensidad de las líneas de emisión de elementos pesados como calcio (Ca), cromo (Cr), y níquel (Ni) en ambas fases del gas; los elementos mencionados son constituyentes bien conocidos del polvo interestelar. Por último, para el choque, reportamos un incremento en la abundancia de oxígeno de  $0.11 \pm 0.05$  dex determinado a partir

de líneas de recombinación; este resultado cobra vital importancia si queremos estudiar a detalle no solo la fase gaseosa, sino la composición química del medio interestelar en general. Estos tres factores evidencian claramente la destrucción de los granos de polvo. Basándonos en las abundancias de estos elementos en la vecindad solar, hemos estimado que el grado de destrucción de los granos de polvo es de 60-100 %, indicando que las mediciones de oxígeno en la fase gaseosa deben ser corregidas por  $0.14 \pm 0.06$  dex para contabilizar el oxígeno en el polvo. Así, nuestros resultados muestran la relevancia del estudio de abundancias químicas en regiones H II y motivan a realizar un estudio más extenso de HH 202 y de otras regiones similares, con la finalidad de ampliar el conocimiento disponible sobre el polvo interestelar.



# Apéndice A

## Espectros

En las siguientes páginas se muestran los espectros analizados para llevar a cabo el trabajo de esta tesis. En cada página se muestra, primero, el espectro como es presentado originalmente por la tarea SPLIT de IRAF; en la siguiente imagen se muestra el mismo espectro ampliado en el eje  $y$ , que corresponde al flujo, con el objetivo de mostrar algunas de las líneas más tenues.

### A.1. Espectros $\lambda\lambda$ 3300 - 6210 Å(azul)

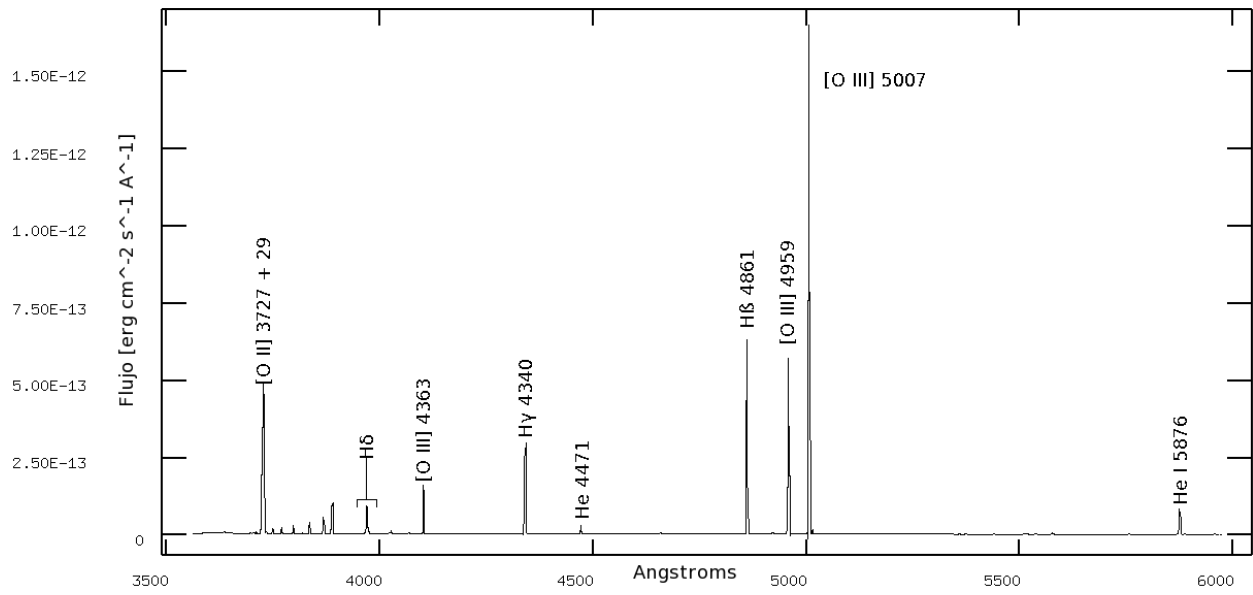


Figura A.1: Ventana 1. Espectro azul.

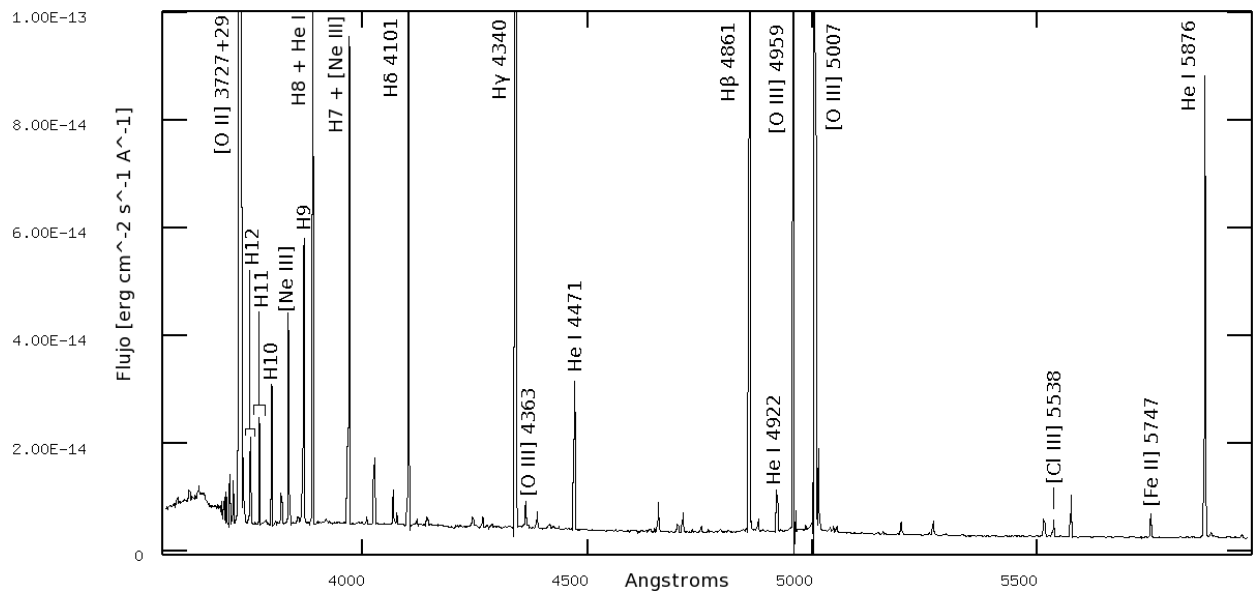


Figura A.2: Ventana 1. Ampliada. Espectro azul.

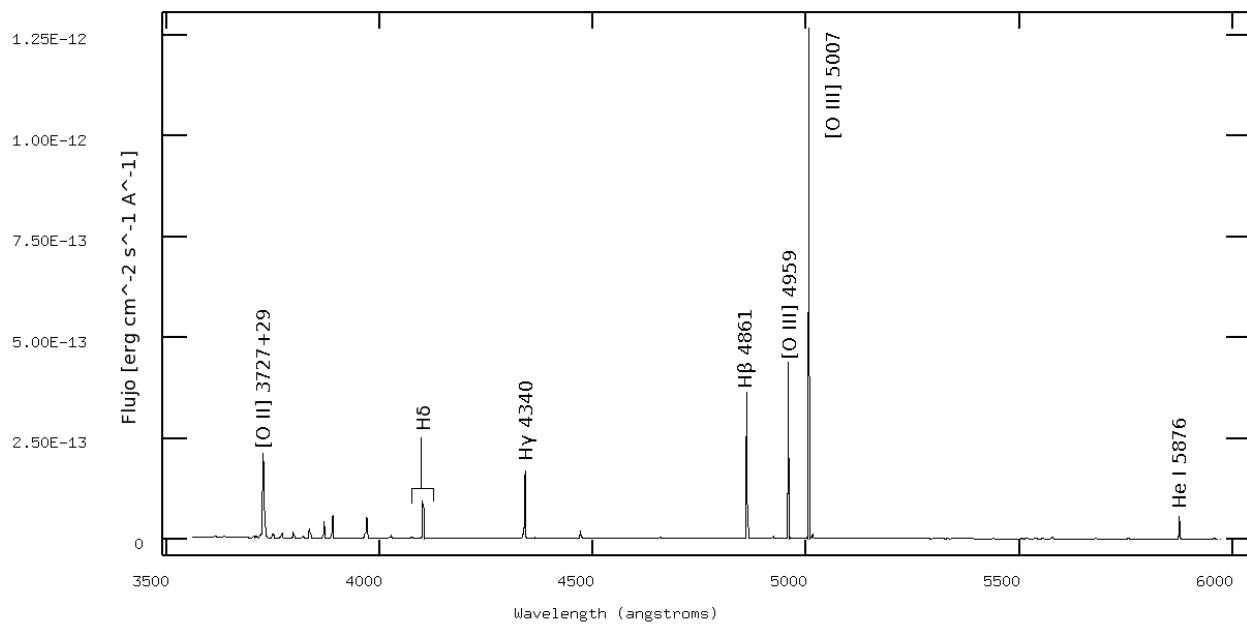


Figura A.3: Ventana 2. Espectro azul.

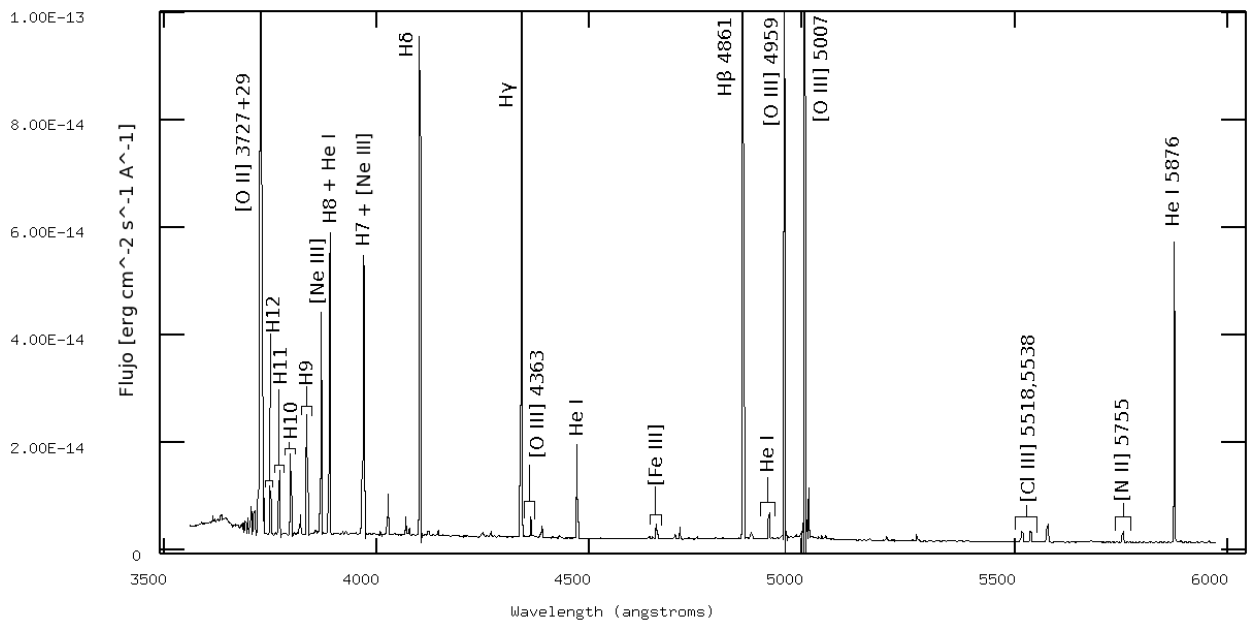


Figura A.4: Ventana 2. Ampliada. Espectro azul.

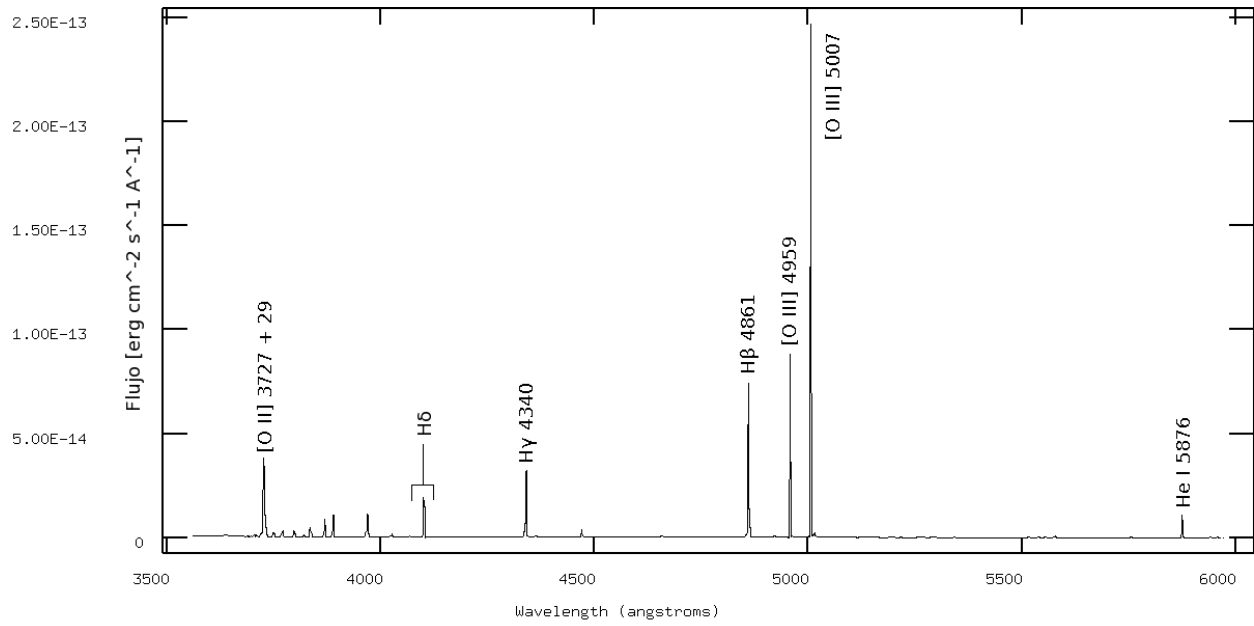


Figura A.5: Ventana 3. Espectro azul.

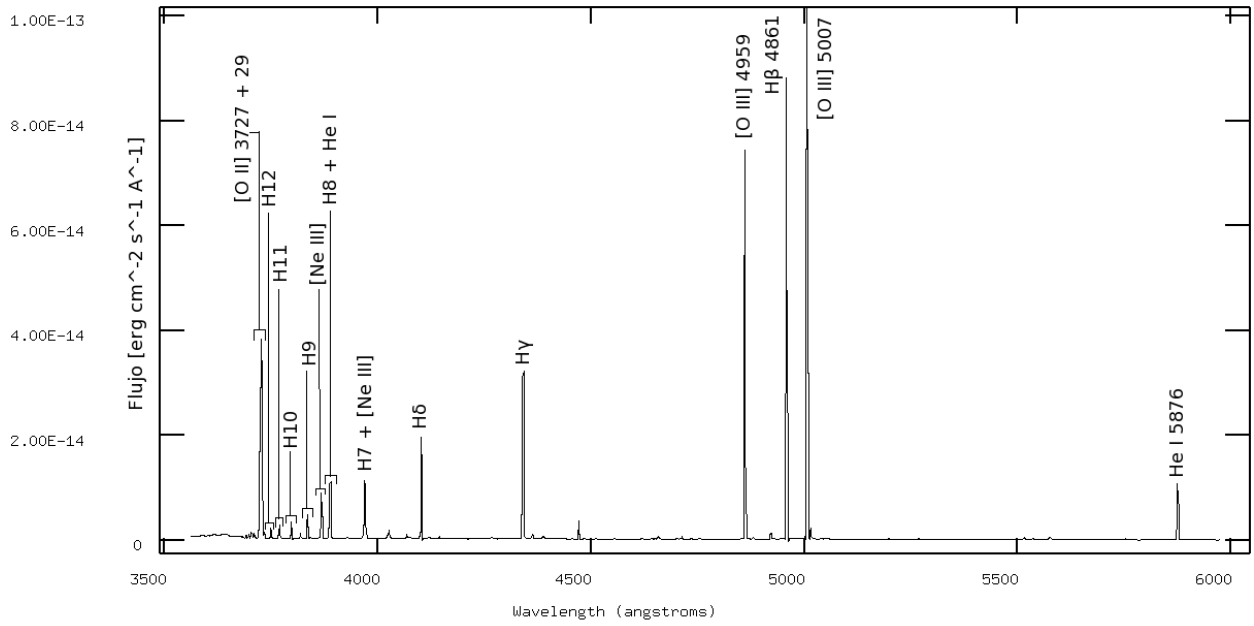


Figura A.6: Ventana 3. Ampliada. Espectro azul.



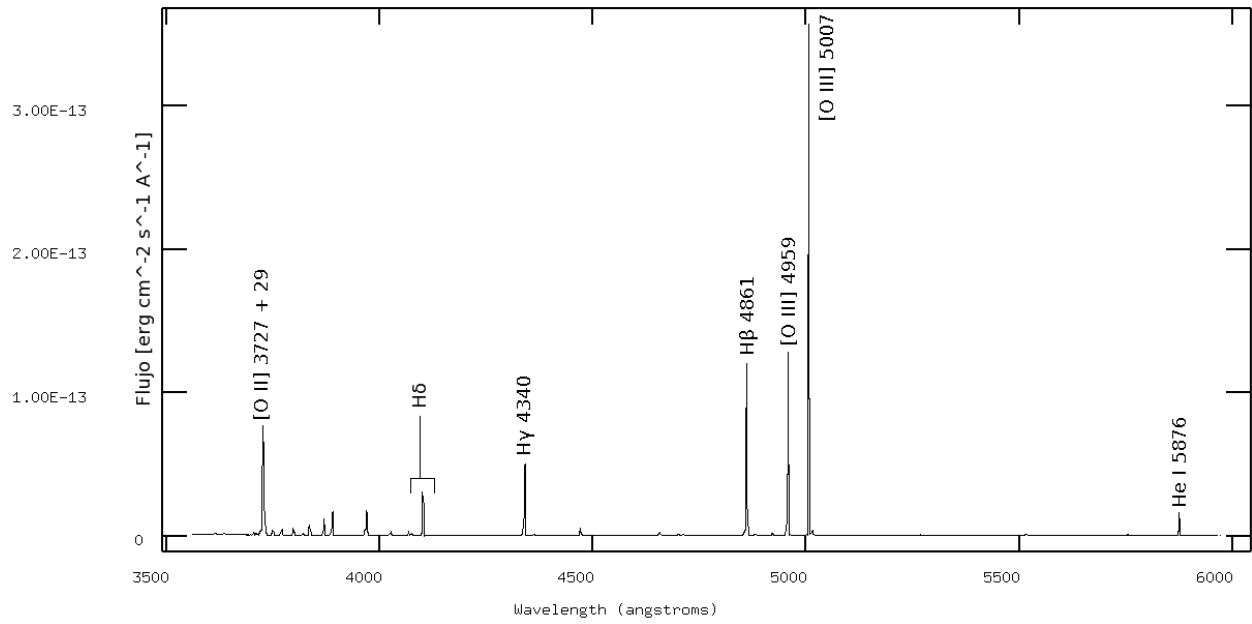


Figura A.7: Ventana 4. Espectro azul.

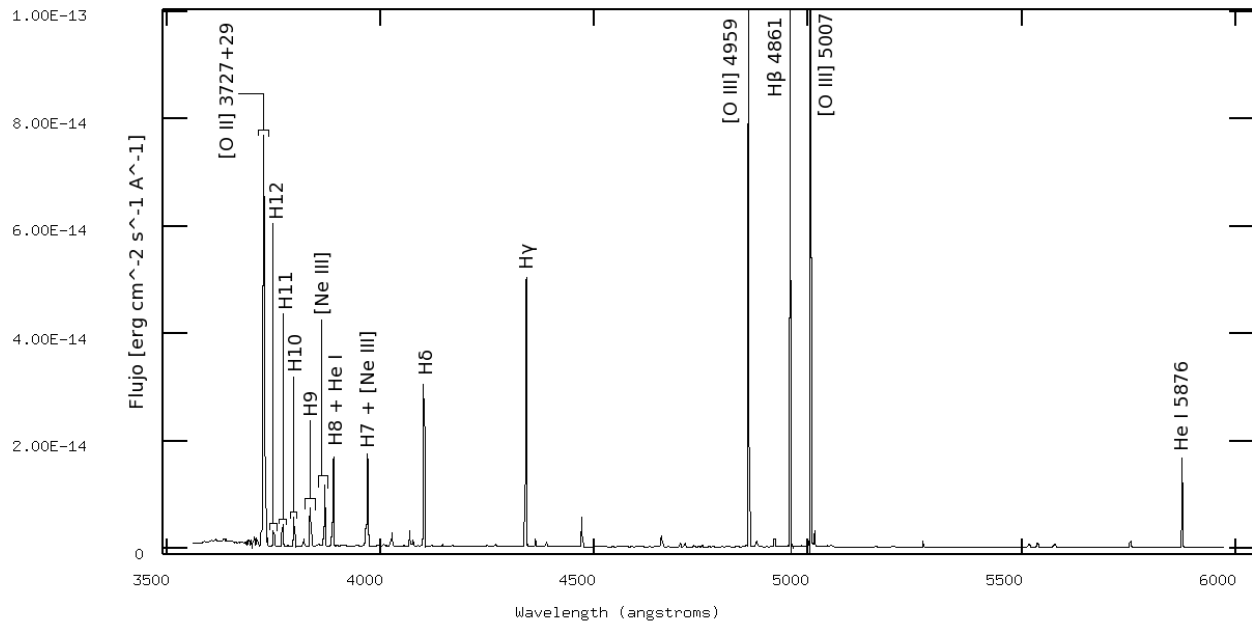


Figura A.8: Ventana 4. Ampliada. Espectro azul.

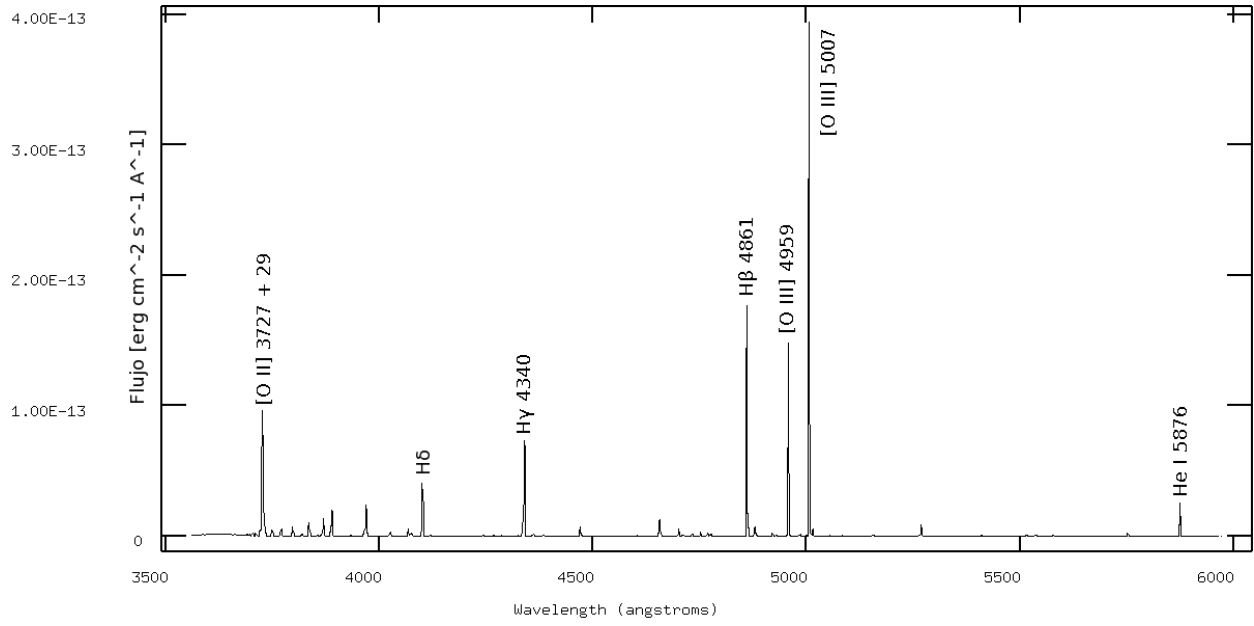


Figura A.9: Ventana 5. Espectro azul.

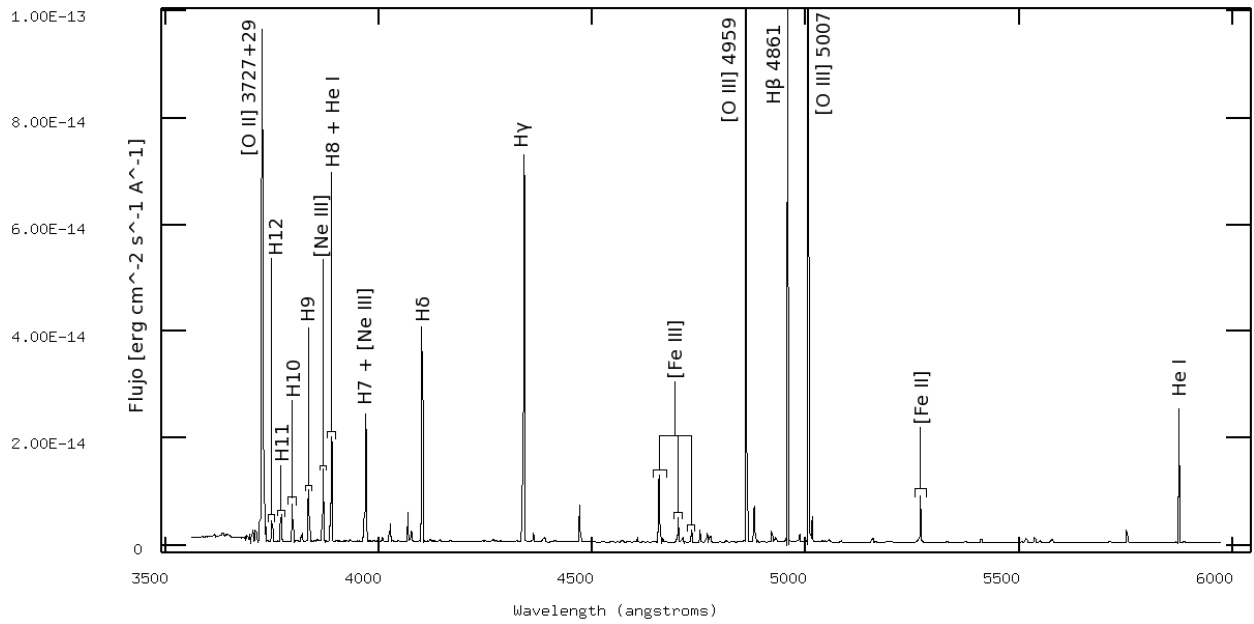


Figura A.10: Ventana 5. Ampliada . Espectro azul.

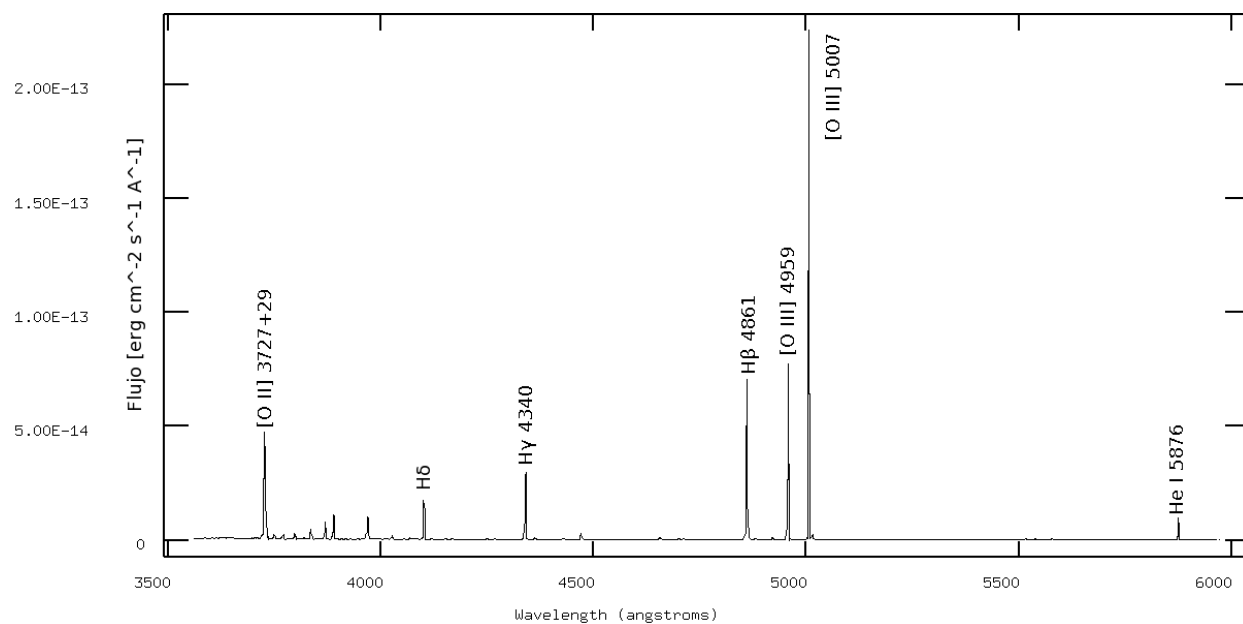


Figura A.11: Ventana 6. Espectro azul.

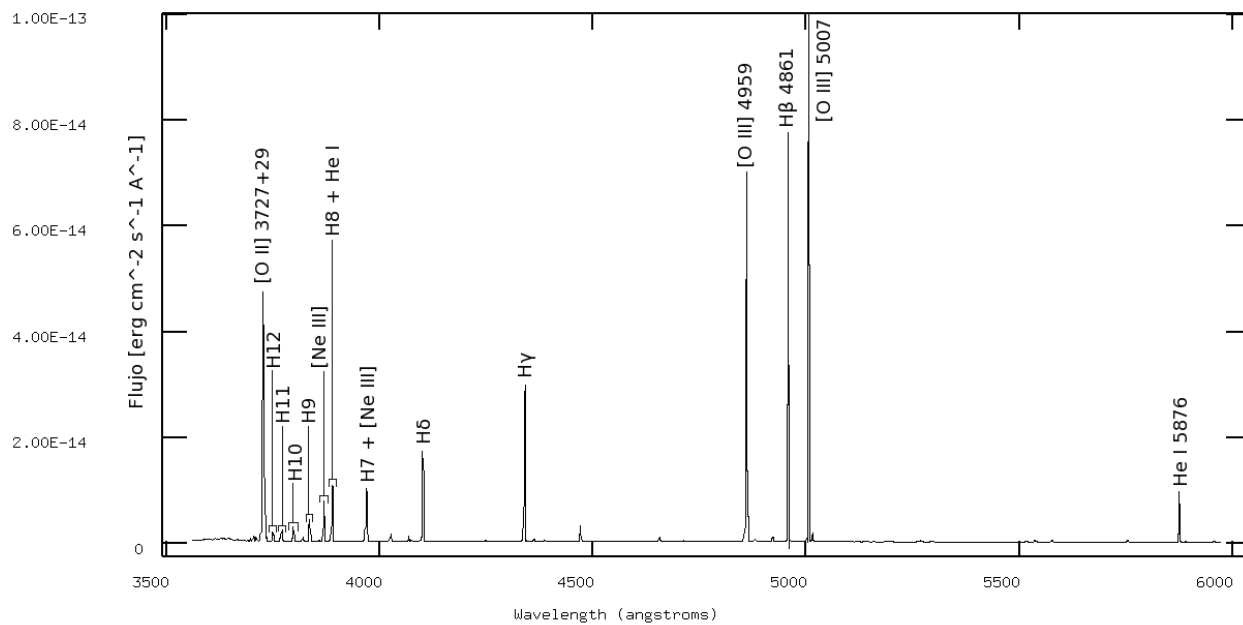


Figura A.12: Ventana 6. Ampliada . Espectro azul.

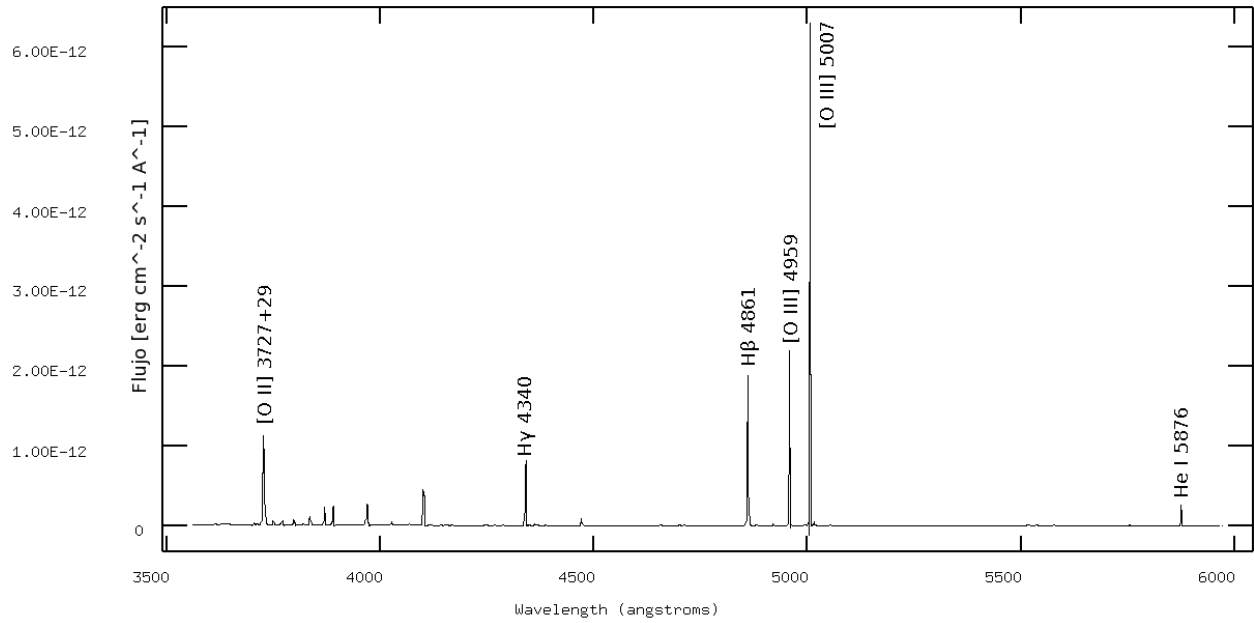


Figura A.13: Ventana 7. Espectro azul.

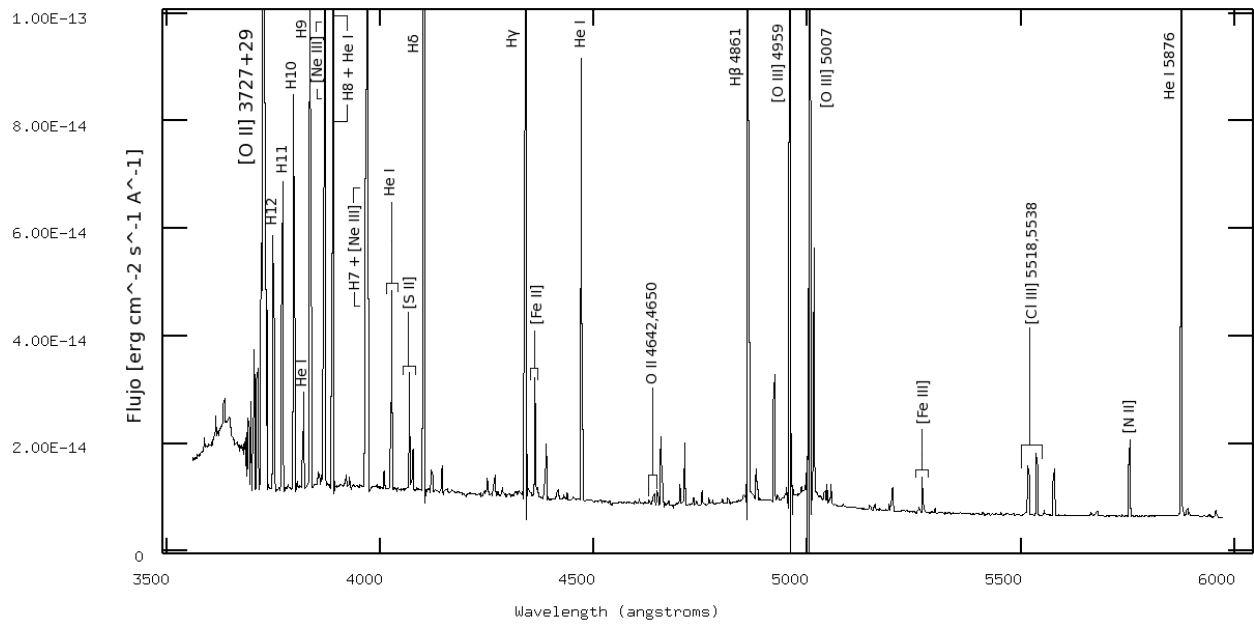


Figura A.14: Ventana 7. Ampliada . Espectro azul.

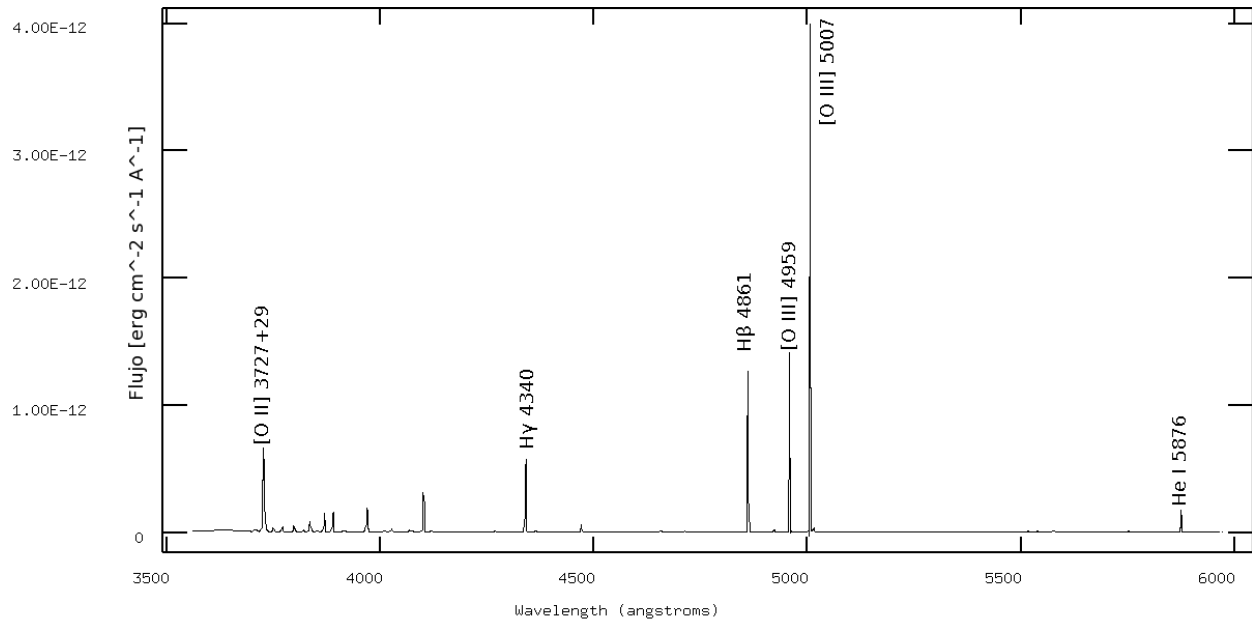


Figura A.15: Ventana 8. Espectro azul.

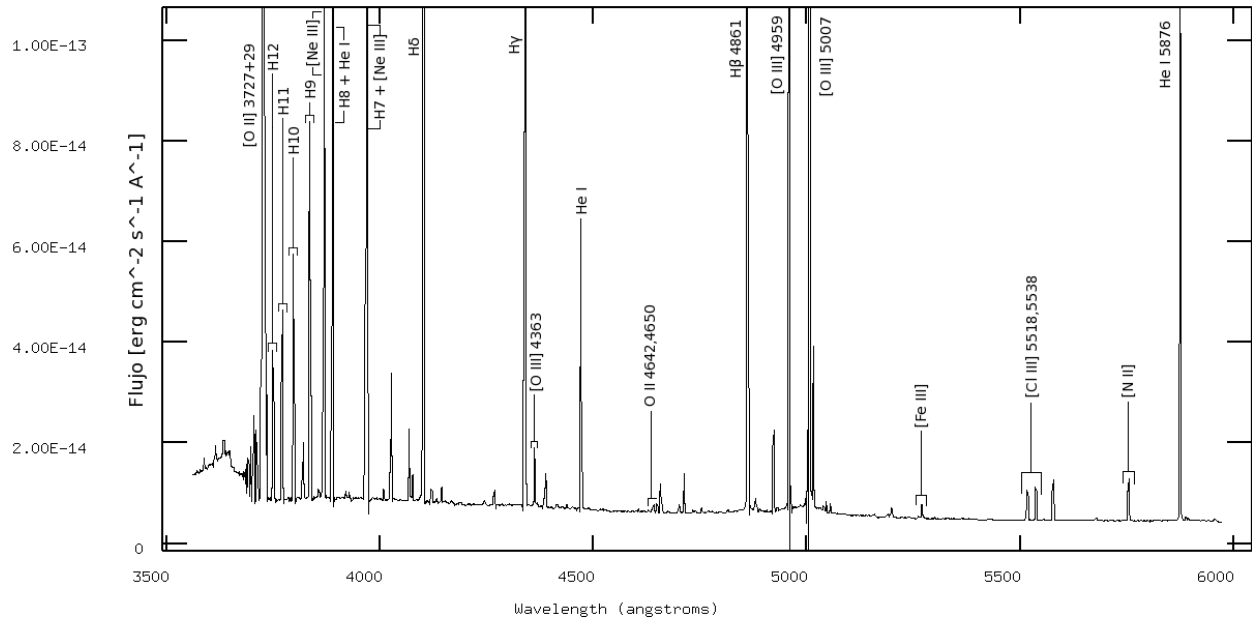


Figura A.16: Ventana 8. Ampliada . Espectro azul.

## A.2. Espectros $\lambda\lambda$ 5010-7690 Å(rojo)

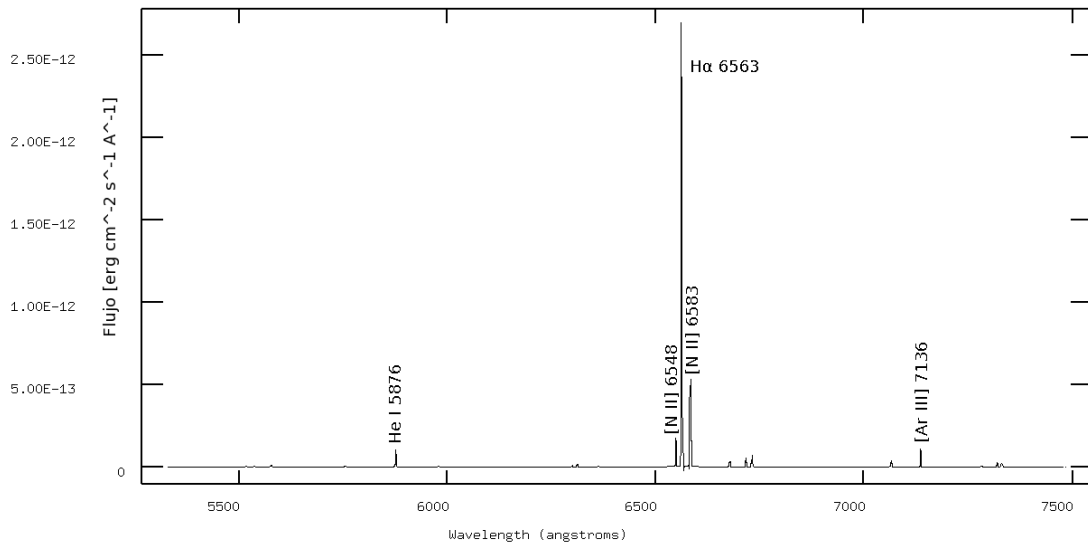


Figura A.17: Ventana 1. Espectro rojo.

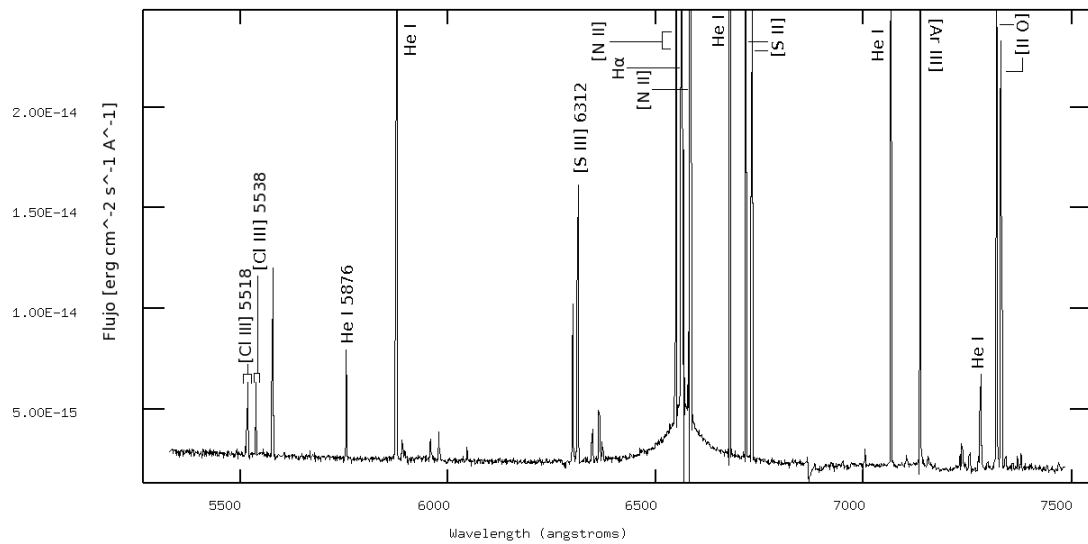


Figura A.18: Ventana 1. Ampliada . Espectro rojo.

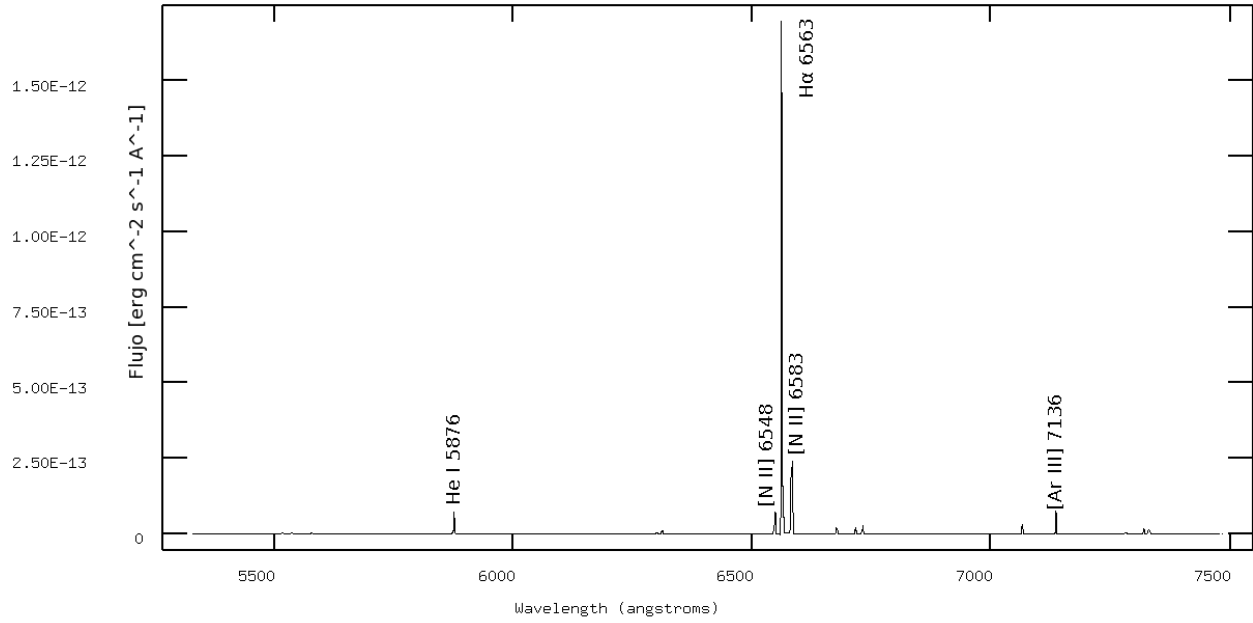


Figura A.19: Ventana 2. Espectro rojo.

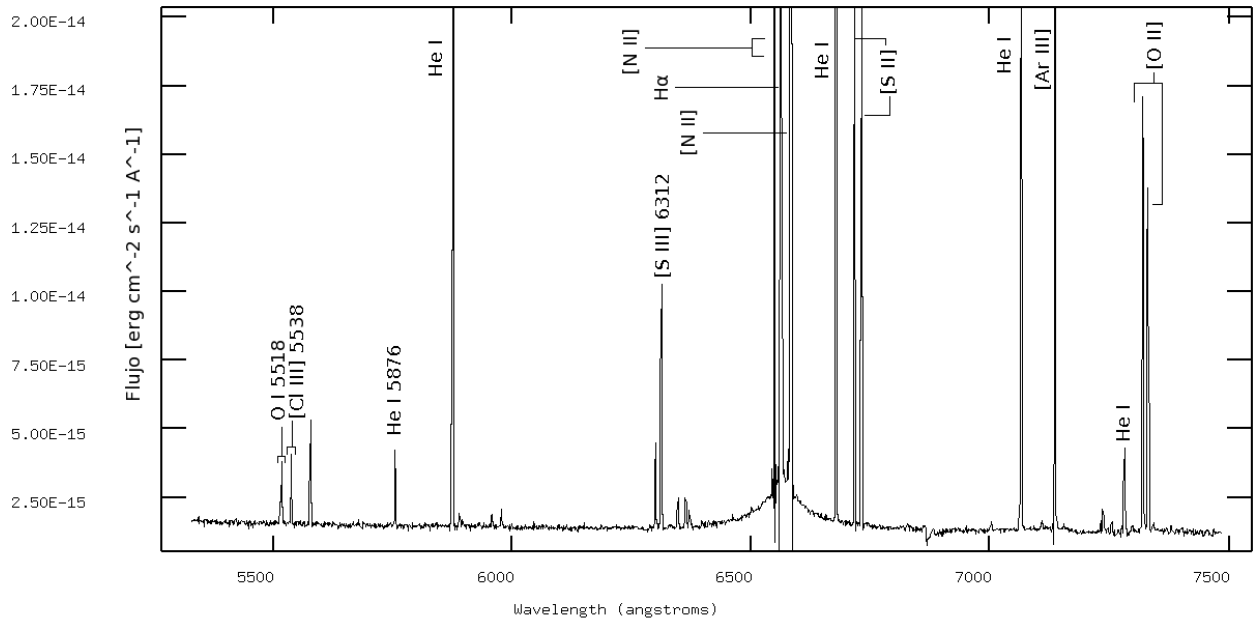


Figura A.20: Ventana 2. Ampliada . Espectro rojo.

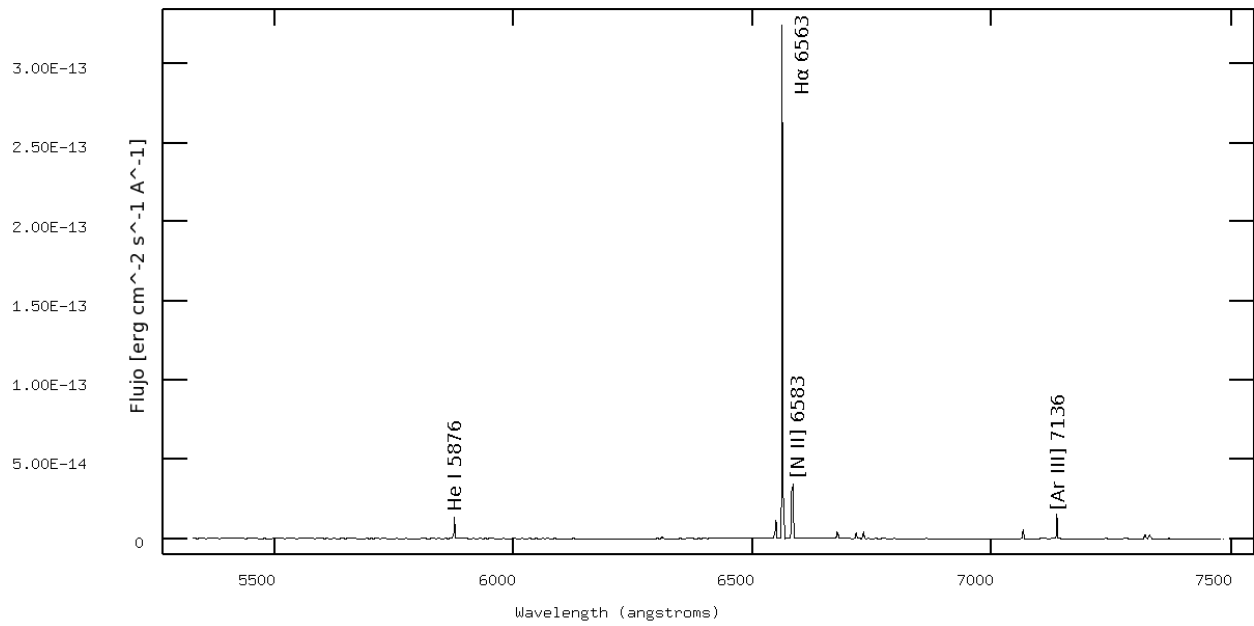


Figura A.21: Ventana 3. Espectro rojo.

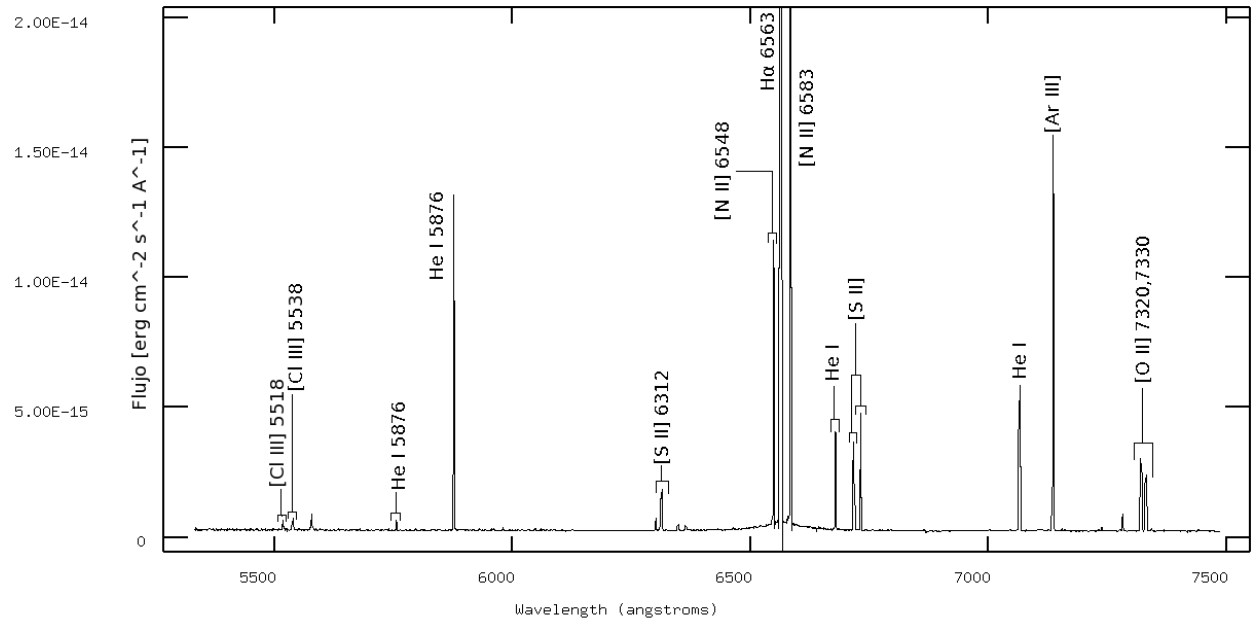


Figura A.22: Ventana 3. Ampliada . Espectro rojo.



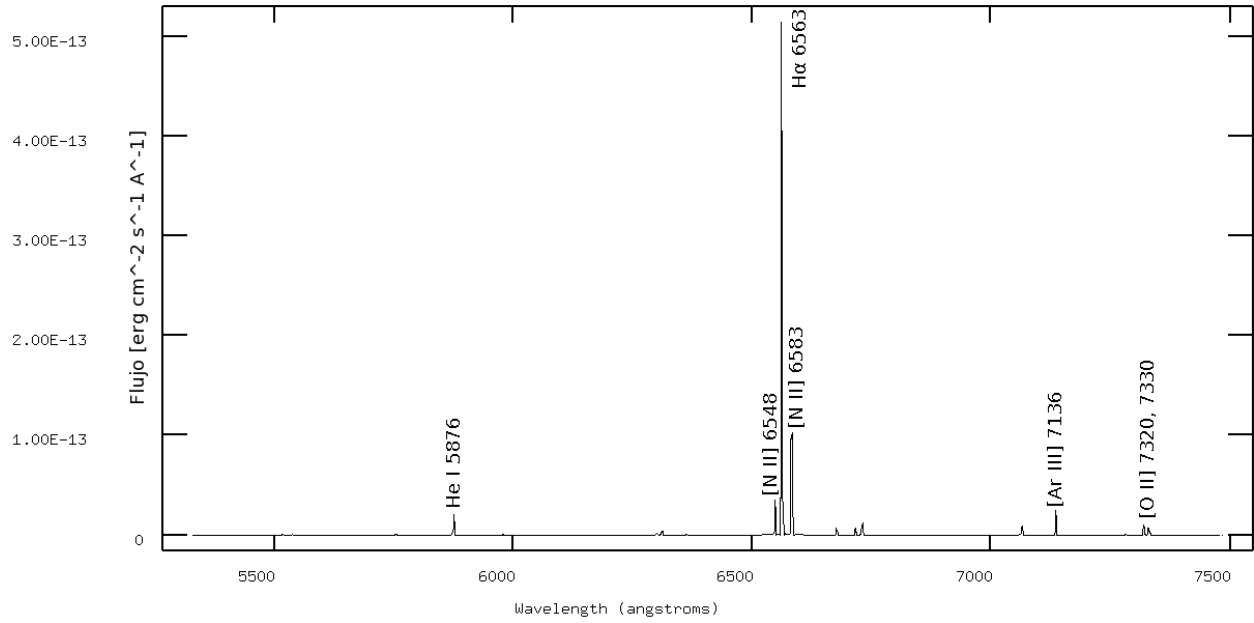


Figura A.23: Ventana 4. Espectro rojo.

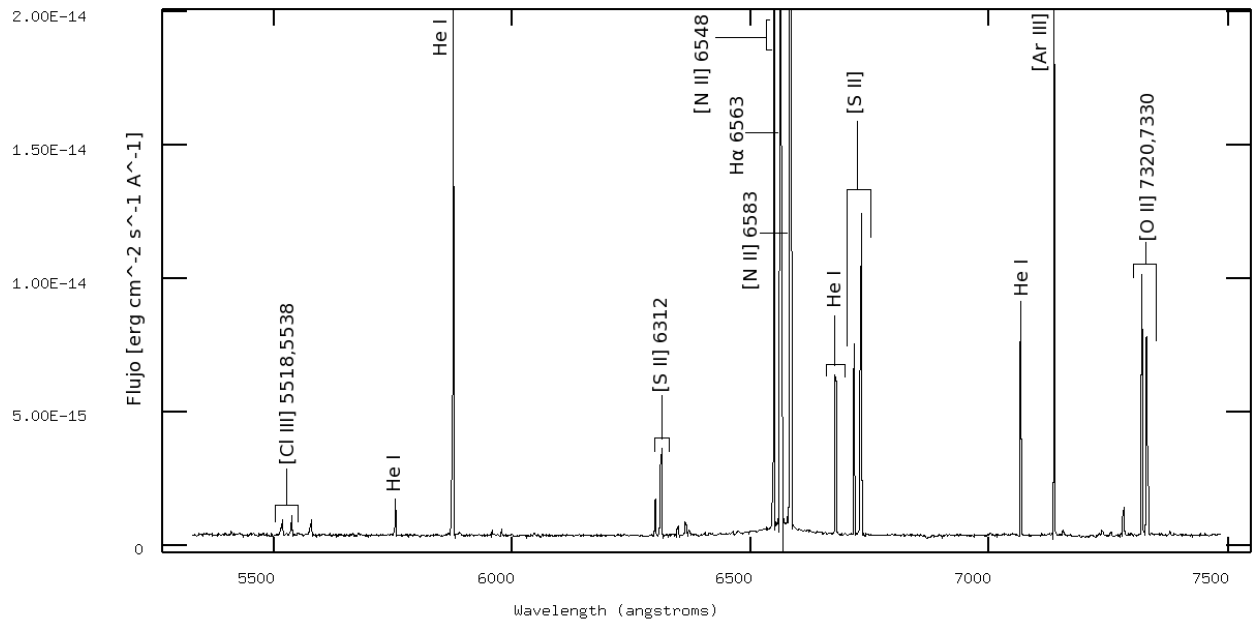


Figura A.24: Ventana 4. Ampliada . Espectro rojo.

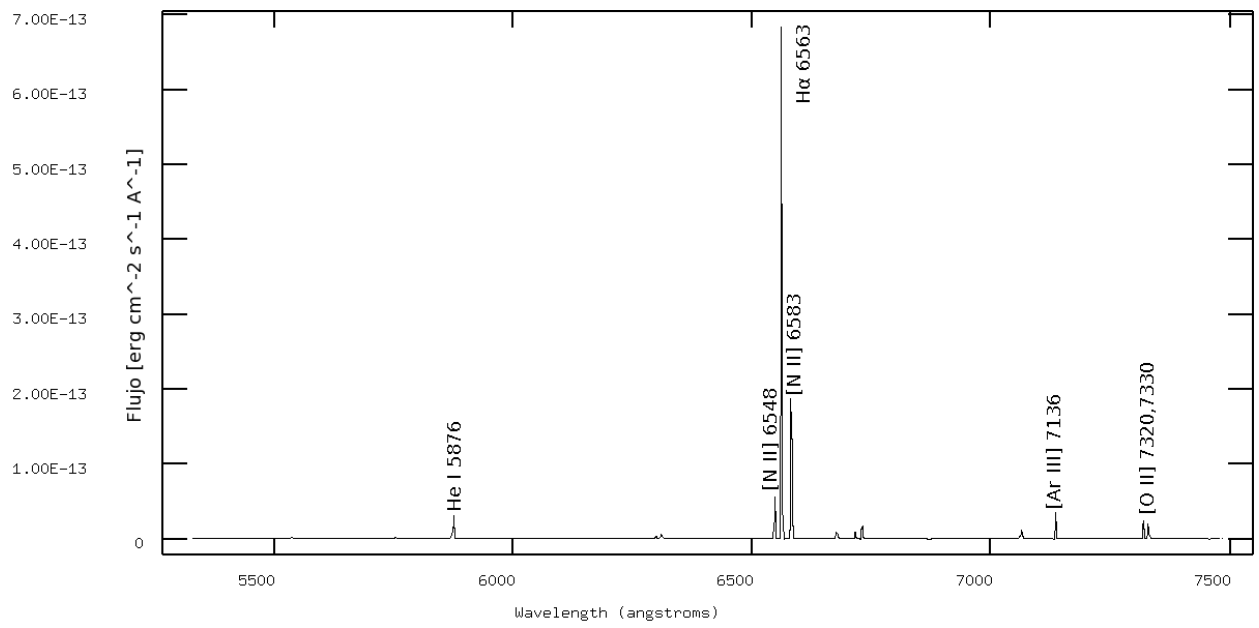


Figura A.25: Ventana 5. Espectro rojo.

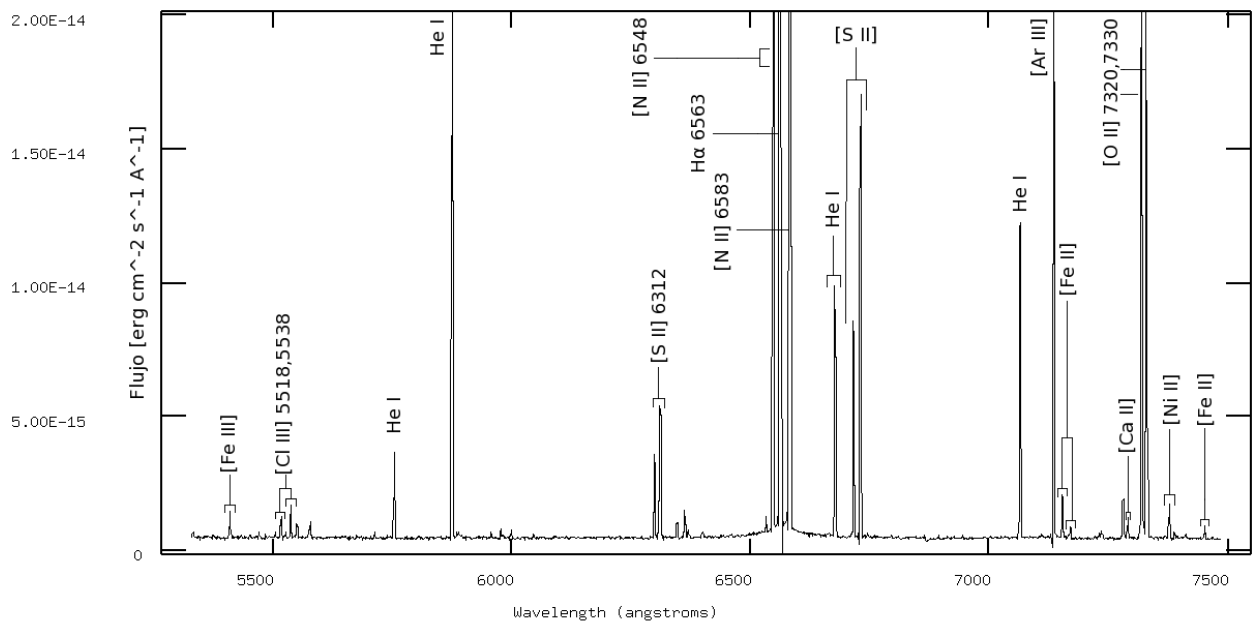


Figura A.26: Ventana 5. Ampliada . Espectro rojo.

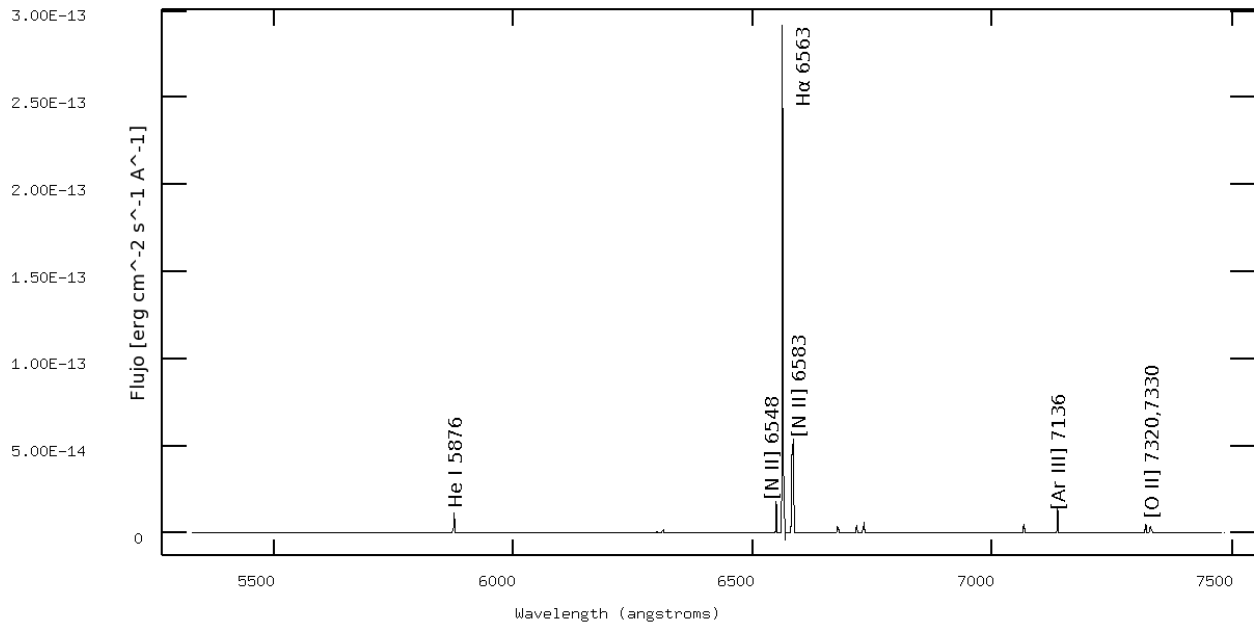


Figura A.27: Ventana 6. Espectro rojo.

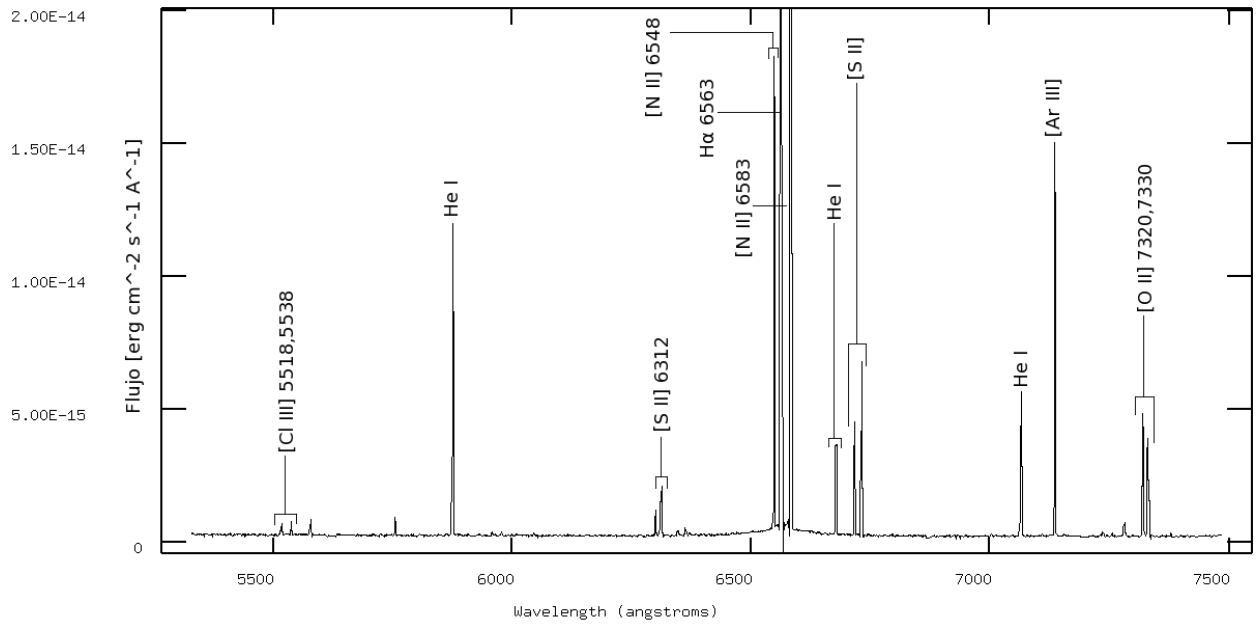


Figura A.28: Ventana 6. Ampliada . Espectro rojo.

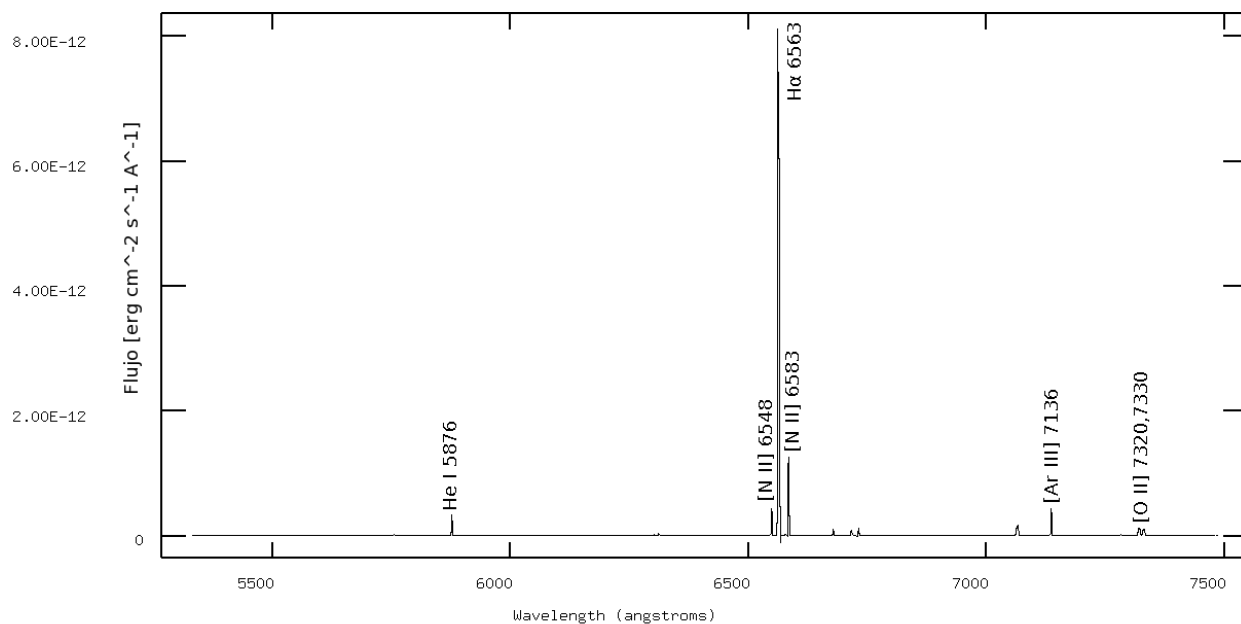


Figura A.29: Ventana 7. Espectro rojo.

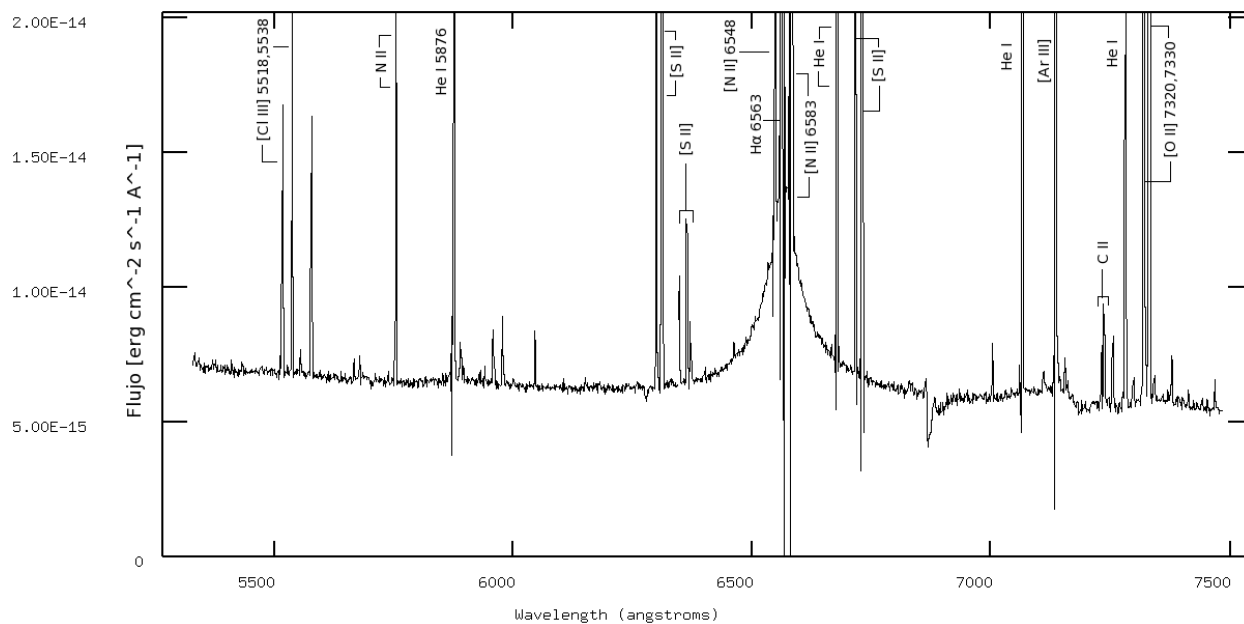


Figura A.30: Ventana 7. Ampliada . Espectro rojo.

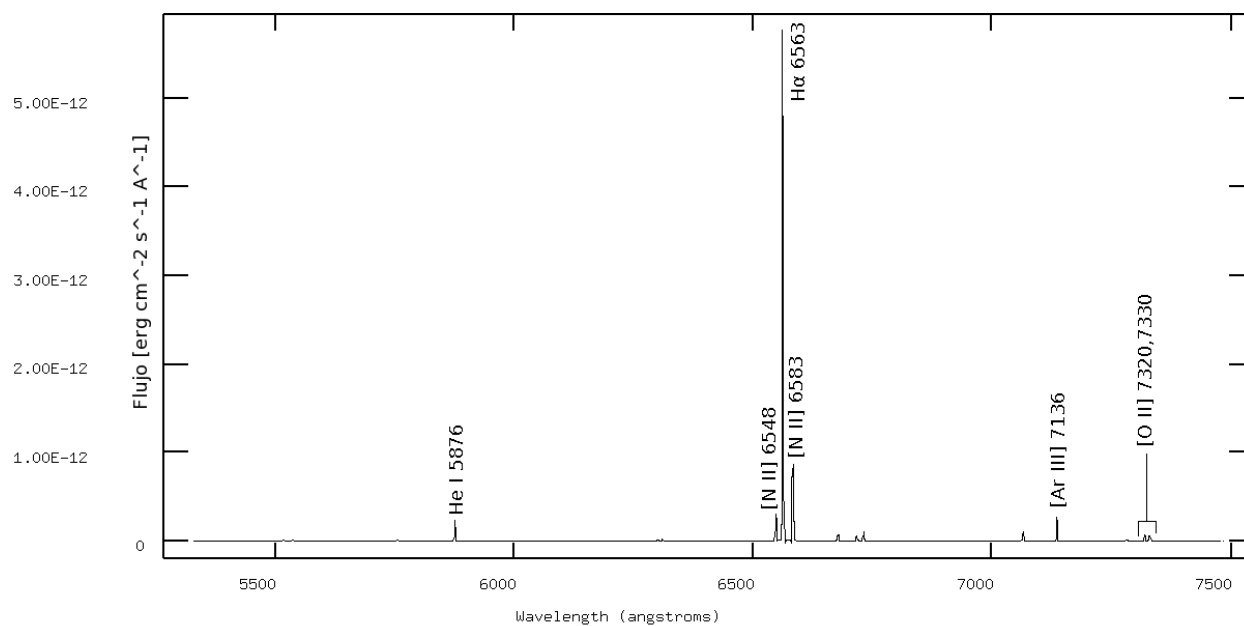


Figura A.31: Ventana 8. Espectro rojo.

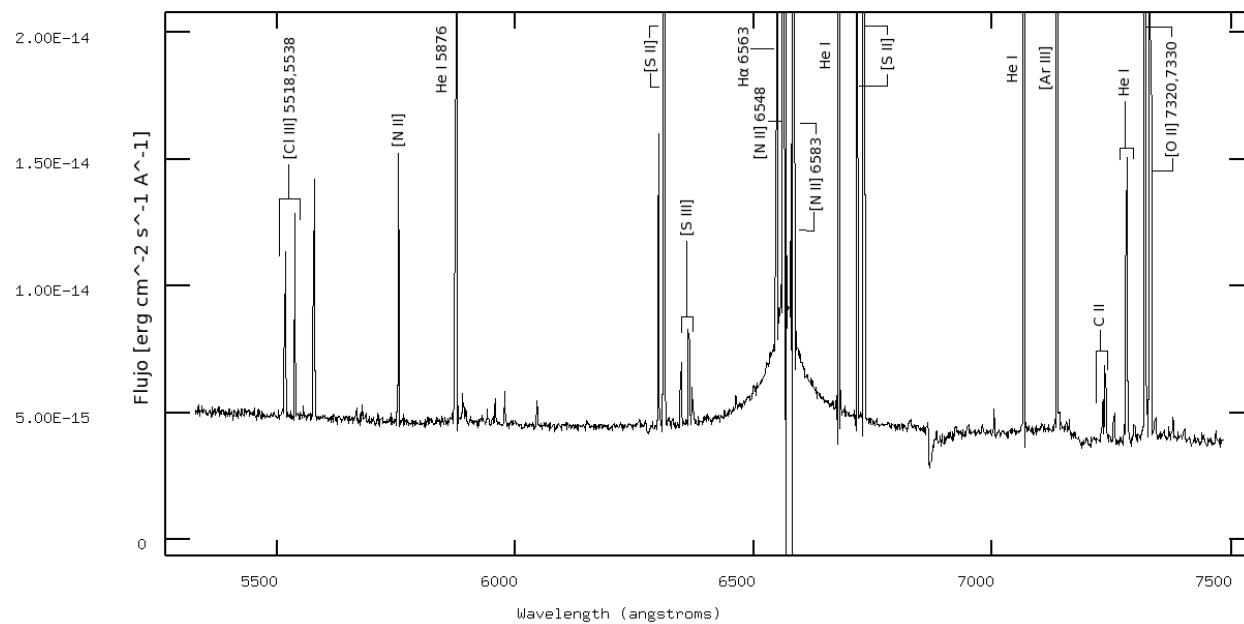


Figura A.32: Ventana 8. Amplificada . Espectro rojo.



# Bibliografía

- Balick, B., Gammon, R., and Hjellming, R. (1974). *The structure of the Orion Nebula. PASP*, 86:616–634.
- Brocklehurst, M. (1971). *Calculations of the level populations for the low levels of hydrogenic ions in gaseous nebulae. MNRAS*.
- Cantó, J., Goudis, C., Johnson, P., and García-Rojas, J. (1980). *Herbig-Haro objects in the Orion Nebula. Astronomy and Astrophysics*, 85:128.
- Cardelli, J., Clayton, C., and Mathis, J. (1989). *The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. APJ*, 345:245–256.
- Cox, A. (2000). *Allen’s Astrophysical Quantities*. Springer, EE.UU.
- Delgado-Inglada, G. and Rodríguez, M. (2014). *C/O bundance Ratios, Iron Depletions, and Infrared Dust Features in Galactic Planetary Nebulae. APJ*, 784:18.
- Esteban, C., Peimbert, M., García-Rojas, J., Ruiz, M., Peimbert, A., and Rodríguez, M. (2004). *A reappraisal of the chemichal composition of the Orion nebula based on Very Large Telescope echelle spectrophotometry. MNRAS*, 355:229.
- Ferland, G., Porter, R., van Hoof, P., Williams, R., Abel, N., Lykins, M., Shaw, G., Henney, W., and Stancil, P. (2013). *The 2013 Release of Cloudy. Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 49:137–163.
- Hamuy, M., Walker, A., Suntzeff, N., Gigoux, P., Heathcote, S., and Phillips, M. (1992). *Southern Sprectrophotometric Standards. I. PASP*, 104:533–552.

- Hamuy, M., Walker, A., Suntzeff, N., Gigoux, P., Heathcote, S., and Phillips, M. (1994). *Southern Spectrophotometric Standards. II. PASP*, 106:566–589.
- Hummer, D. and Seaton, D. (1963). *The Ionization Structure of Planetary Nebulae I. Pure Hydrogen Nebulae. MNRAS*, 125:437.
- Jones, A., Tielens, A., Hollenbach, D., and McKee, C. (1994). *Grain destruction in shocks in the interstellar medium. APJ*, 433:797–810.
- Lennon, D. J. and Burke, V. M. (1994). *Atomic data from the IRON project. II. Effective collision strengths for infrared transitions in carbon-like ions. Astronomy and Astrophysics*, 103:273–277.
- McKee, C., Chernoff, D., and Hollenbach, D. (1984). *Infrared spectroscopy of interstellar shocks. Galactic and extragalactic infrared spectroscopy; Proceedings of the Sixteenth ESLAB Symposium*, pages 103–131.
- Mesa-Delgado, A., Esteban, C., García-Rojas, J., Luridiana, V., Bautista, M., Rodríguez, M., López-Martín, M., and Peimbert, M. (2009). *Properties of the ionized gas in HH 202 – II. Results from echelle spectrophotometry with Ultraviolet Visual Echelle Spectrograph. MNRAS*, 395:855–876.
- Osterbrock, D. and Ferland, G. (2006). *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*. Addison Wesley, EE.UU.
- Peña Guerrero, M., Peimbert, A., Peimbert, M., and Ruiz, M. (2012). *Analysis of two small magellanic cloud H II regions considering thermal inhomogeneities: implications for the determinations of extragalactic chemical abundances. APJ*.
- Peimbert, A. and Peimbert, M. (2010). *On the O/H, Mg/H, Si/H, and Fe/H gas and dust abundance ratios in galactic and extragalactic H II regions. APJ*, 724:791–798.
- Peimbert, A., Peimbert, M., and Ruiz, M. (2005). *Chemical composition of two H II regions in NGC 6822 based on VLT spectroscopy. APJ*, 634:1056–1066.
- Peimbert, M. and Costero, R. (1969). *Chemical abundances in galactic H II regions. Boletín de los Observatorios de Tonantzintla y Tacubaya*, 5:3–22.



- Podio, L., Medves, S., Bacciotti, F., Eisloffel, J., and Ray, T. (2009). *Physical structure and dust reprocessing in a sample of HH jets*. *Astronomy and Astrophysics*, 506:779–788.
- Riera, A., Mampaso, A., Phillips, J., and Vilchez, J. (1989). *Optical spectroscopy and near-infrared mapping of S 106*. *Astronomy and Astrophysics*, 210:351–365.
- Rubin, R., Martin, P., Dufour, R., Ferland, G., Blagrove, K., X.-W., L., Nguyen, J., and Baldwin, J. (2003). *Temperature variations from Hubble Space Telescope spectroscopy of the Orion Nebula*. *MNRAS*, 340:362–374.
- Spitzer, L. (1978). *Physical Processes in the Interstellar Medium*. John Wiley and Sons, EE.UU.
- Stasińska, G. (1978). *Empirical methods for determining elemental abundances tested on model H II regions*. *Astronomy and Astrophysics*, 66:257–267.
- Storey, P. (1994). *Recombination coefficients for O II lines at nebular temperatures and densities*. *Astronomy and Astrophysics*, 282:999–1013.
- Strömgren, B. (1939). *The physical state of interstellar hydrogen*. *APJ*, 89:526.