



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ABUNDANCIAS QUÍMICAS EN NGC 346, UNA
REGIÓN DE LA NUBE MENOR DE MAGALLANES

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Físico

P R E S E N T A:

José Andrés Sixtos González.

DIRECTOR DEL TRABAJO:

Dr. Antonio Peimbert Torres.

Ciudad de México, Febrero 2016.





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.

Agradecimientos

Tengo una firme creencia en la Facultad de Ciencias, por ofrecerme espacios que me permitieron adquirir el conocimiento necesario para entender y mirar al mundo de una manera diferente, por ofrecerme espacios para conocer la ciencia. Más aún, en la UNAM, por ofrecer una porción del espacio para desarrollarme en otros contextos, personal y mentalmente.

Agradezco al Instituto de Astronomía, que sin saberlo, me proporciono el ambiente exacto para terminar este trabajo.

A los investigadores que me han regalado comentarios importantes hacía mi trabajo. Agradezco al Dr. Chrisophe Morisset por darme comentarios láconicos que me hicieron entender detalles en la teoría de mi tesis. Así mismo, al Dr. Alejandro Raga, por que indirectametne me mostro que más haya de una buena estructura teórica, es importante una formalidad personal fuera de lo académico. Al Dr. Pablo Velázquez por ser comprensivo con mi trabajo y ser un excelente profesor. A la Dra. Anabel Arrieta por entender la situación para mi titulación y regalarme de su tiempo para poder finalizar la parte burocrática.

Gracias al Dr. Antonio Peimbert que sin quizá darse cuenta, me hizo aprender más que medio interestelar. Agradezco sus comentarios para mejorar mi trabajo, pero aún más, que me haya recibido después de encontrarme a la deriva académica. Que haya mantenido la creencia en que podía terminar y que haya asesorado mi trabajo hasta el final. Te admiro profundamente.

IV

Gracias a la Dra. Bárbara Pichardo por integrarme en su proyecto, y dejarme recibir las ventajas de ello.

Agradezco a la Dra. Gloria Koenigsberger por los meses que ayudo a mi formación, por ser una increíble persona conmigo.

Agradezco a Leonid Gueorguiev, por dejar huella en los barcos que construyó y que ahora aprendemos a navegar.

Agradezco el apoyo que durante 25 y 18 años me dieron tres de las personas más importantes en mi desarrollo. Agradezco incalculablemente a mis padres. No existe absolutamente nada que pueda hacer para remunerar todo lo que me han otorgado. Este título es una insignificante porción de lo trascendente que a sido mi llegada a su vida. Agradezco también a esa tercera persona que convive con nosotros, que indirectamente me ha hecho tomar desiciones de vital importancia y que desde el primer día de su arribo a la casa, me ha mostrado su aprecio. Te agradezco a ti, hermana.

Agradezco los impulsos que me ayudaron a terminar este trabajo. Agradezco a Aroche, por darme algunos de estos, por venderme dulces y compartirme comida. Por dejar que compartiera su espacio y dejar que a lo largo de este tiempo pueda considerarlo un amigo. Agradezco a Mabel y a Norbert, cariñosamente mis familia académica que me han dejado formar parte de un increíble grupo de convivencia y más aún, que han tenido la paciencia para compartirme todo el conocimiento que ellos ya han adquirido. Han sido una parte fundamental en el entendimiento de esta tesis.

Agradezco profundamente a una persona inesperada, que de no haber conocido, habría sido increíblemente más tormentoso mi paso por estos últimos meses de licenciatura, pero que sin embargo ha hecho más tormentosa mi vida personal. Agradezco darme un espacio que no te pertenecía para poder estudiar, escribir y divagar en esta tesis. Por impulsarme más de lo que imaginas. Gracias Eliab.

Gracias a Chimal, por hacerme entender que la mente y los sentimientos se mezclan para definir

al ser humano. Por quedarte en el blanco cuando todos sucumben al espectro de colores. Por que todo existe más allá después de haberte conocido. Por ser más que mi mejor amigo.

Por detener el tiempo y el espacio, por llenarlos de emociones variantes a todo punto y en todo momento. Por que aún no lo sabes, pero ya me regalaste una eternidad. Gracias Verónica.

Índice general

Índice	III
Resumen	III
1. Medio Interestelar	1
1.1. Fotoionización en el medio interestelar	3
1.1.1. Introducción a las regiones H II	5
1.2. La Pequeña Nube de Magallanes	7
1.2.1. NGC 346	8
2. Regiones fotoionizadas	9
2.1. Esfera de Strömngren	10
2.2. Equilibrio de ionización	11
2.2.1. Equilibrio de fotoionización	13
2.3. Nebulosa de Hidrógeno	13
2.4. Fotoionización de hidrógeno y helio	15
2.5. Fotoionización de elementos pesados	17
2.6. Equilibrio térmico	18
2.6.1. Ganancia de energía por fotoionización	19

2.6.2.	Energía perdida por recombinación	19
2.6.3.	Pérdida de energía por radiación libre-libre	20
2.6.4.	Pérdida de energía por radiación de líneas colisionalmente excitadas	21
2.7.	Espectro emitido	22
2.7.1.	Líneas de recombinación	22
2.7.2.	Líneas colisionalmente excitadas	23
2.8.	Diagnóstico de líneas	24
2.8.1.	Temperatura	25
2.8.2.	Densidad	28
2.8.3.	Abundancias iónicas	28
3.	Calibración de datos	31
3.1.	Observaciones	31
3.2.	Reducción de datos	32
3.3.	Corrección de intensidades	33
4.	Abundancias químicas	47
4.1.	Temperaturas y densidades	47
4.2.	Abundancias iónicas	49
4.3.	Abundancias totales	51
5.	Comparación de abundancias químicas	57
5.1.	Abundancias químicas en diferentes objetos	59
5.2.	Helio primordial	60
6.	Conclusiones	65

Resumen

En el presente trabajo se determinan las abundancias químicas de la región H II NGC 346 situada en la Pequeña Nube de Magallanes (PNM). Para realizarlo se han reducido datos obtenidos por el Dr. Antonio Peimbert, en el Gran Telescopio situado en cerro Paranal, dentro del desierto de Atacama, Chile. Para el desarrollo de esto, se empleó el espectro característico de tres ventanas, de las treinta que se obtuvieron para este objeto.

Para obtener las abundancias químicas se necesitó realizar una serie de determinaciones previas. Para empezar, ajustando un continuo, medí el flujo observado para diferentes líneas de emisión sobre todo el espectro mediante IRAF. Después, realicé correcciones a estos, considerando enrojecimiento, absorción subyacente y una corrección sobre la intensidad de $H\beta$. Esto, ya que normalmente las abundancias se presentan con respecto a líneas de hidrógeno, que se torna adecuado al ser el elemento con cerca del noventa por ciento de átomos en el universo. Convencionalmente se escoge $H\beta$ para esta tarea.

Un aspecto importante para determinar las abundancias es tener los parámetros físicos que describan la región estudiada. Aquí, se determinó la densidad y temperatura utilizando cocientes de la intensidad de líneas colisionalmente excitadas para un mismo ión, y líneas de hidrógeno. Lo anterior se desarrolló con ayuda de IRAF, haciendo uso de la rutina *temden*. Posteriormente utilicé las emisiones de las transiciones establecidas por las líneas que use, para así, determinar las abundancias

iónicas, esto con ayuda de la rutina *ionic* de IRAF.

Ahora bien, existe una porción de iones para un mismo elemento que no podemos observar, esta corrección se presenta con ayuda de un factor de corrección de ionización (ICF, por sus siglas en inglés). Se utilizaron algunos ICF, presentes en la literatura, para obtener así la abundancia total de diferentes elementos. Posteriormente se realizó una comparación con distintas determinaciones de abundancias en NGC 346, así como con otras regiones de la PNM.

Para finalizar, se estimó un valor de helio primordial (Y_P) usando las abundancias de helio obtenidas mediante el código HELIO14, desarrollado en fortran. Haciendo uso de mi abundancia y otras determinaciones de helio presentadas por diferentes autores, en distintos objetos, se realizó un ajuste, obteniendo de esta manera el valor de Y_P . Por último se realizó una comparación del valor obtenido con el reportado por otros autores que emplean condiciones similares para su determinación.

Capítulo 1

Medio Interestelar

Considerando el enfoque físico que se ha construido del universo, todo aquello que conforma el espacio entre las estrellas es el medio interestelar (MI). Está constituido principalmente de polvo y gas. El 90 % de los átomos en el MI son de hidrógeno, el 10 % de helio y cerca del 0.1 % de elementos pesados. Al considerar el vasto volumen que constituye una gran parte en la estructura del universo, se pueden presentar una serie de diferentes procesos físicos que son llevados a cabo mediante la interacción de la energía generada por las estrellas y los elementos propios del medio interestelar. A través de estos procesos es que podemos establecer los parámetros físicos que darán entendimiento a dicho medio.

Las primeras evidencias del medio interestelar datan de los trabajos presentados por William Huggins. En Huggins, W. (1882), se presenta el descubrimiento de la línea $\lambda 3727$, así como otras líneas intensas de la serie de Balmer. A principios del siglo XX, en Hartmann, L. (1998), al estudiar un sistema binario espectroscópico, observó unas líneas de absorción de Ca II, las cuales no contaban con el mismo corrimiento Doppler que las líneas de absorción en el resto del espectro, es decir, las velocidades Doppler en las líneas de calcio se movían con la trayectoria del sistema binario, pero no se encontraban afectadas por el movimiento propio orbital de los sistemas binarios. De esto se pudo inferir que existía algún

elemento que producía la absorción entre el sistema binario y el observador, es decir, este hecho estableció una pauta para la determinación del gas que conforma el medio interestelar [Karttunen et al.(2007)].

Otra evidencia importante que destacó la existencia del medio interestelar surgió en 1919, cuando Barnard propuso la presencia de materia interestelar al catalogar regiones oscuras en el universo visible. Dichos pedazos del universo resultaron regiones de polvo interestelar. El enrojecimiento de las estrellas se debe a que los fotones provenientes de ellas están dispersados por los granos de polvo. Esto dió lugar a otra demostración de la existencia de este medio.

El MI está constituido por diferentes elementos que pueden presentarse como óbice al momento de estudiarlo, tal es el caso del polvo interestelar, del campo magnético y de los rayos cósmicos. El polvo está formado por granos con un tamaño del orden de nanómetros hasta cerca de una micra. Se forman preeminente en las envolventes de estrellas gigantes, llevados hasta el medio interestelar por la presión de radiación. Los efectos que produce en el MI son de gran importancia, siendo estos; la extinción de la luz estelar, el enrojecimiento dada la extinción diferencial y la polarización interestelar. Esta última se explica suponiendo que los granos de polvo son alargados y se encuentran alineados, rotando alrededor de un eje en la dirección del campo magnético local. Por su parte, el campo magnético esta correlacionado con la densidad del medio y tiene un valor aproximado a $5 \times 10^{-6}G$. Realmente la magnitud y dirección del campo magnético interestelar es difícilmente determinable. Es imposible realizar mediciones directas y el campo magnético de la Tierra y el Sol son mucho más intensos, pero existen unas cuantas fuentes que permiten obtener una buena deducción de su existencia y magnitud. Por otro lado, el gas en el MI puede ser delimitado por nubes difusas, gas internube, gas molecular y material ionizado. Por último, los rayos cósmicos representan la conceptualización de partículas relativistas que atraviesan la galaxia, comúnmente electrones y protones de alta energía.

El MI tiene diferentes fases según su densidad, temperatura y estado de la materia. La primera componente a describir son las nubes difusas, que son regiones que contienen pequeñas cantidades de iones de baja excitación, como C^+ y Ca^+ . Los parámetros físicos en estas zonas se localizan en los rangos de $50 - 150 K$ para la temperatura y $1 - 100 \text{ átomos/cm}^3$ para la densidad. Pueden comprender tamaños que se encuentran cerca de los $5pc$, mientras que su masa reside entre $2 - 200 M_{\odot}$. Estas zonas han sido detectadas mediante la conocida emisión de $21cm$, esta proviene de la transición entre el primer nivel excitado del hidrógeno y el nivel base, y ocurre cuando los momentos angulares del espín del electrón y el protón pasan de ser paralelos

a antiparalelos. Las primeras observaciones se presentaron en 1951 por Harold Ewen y Edward M. Purcell, pero fue predicha desde 1944 por Van de Hulst.

Dentro de la misma fase del MI se encuentra el gas internube, que no forma nubes sino que permea casi todo el volumen del MI, tiene un grado de ionización alto ($\sim 10 - 20\%$). Las condiciones físicas que se pueden encontrar en este gas están entre $5000 - 6000K$ en temperatura y $0.1 - 1$ átomo/cm³ en densidad.

Ahora bien, la parte molecular del MI cuenta con temperaturas en el rango de $10 - 20 K$ y densidades de $10^3 - 10^5$ partículas/cm³. Están compuestas básicamente de hidrógeno molecular. El hidrógeno se convierte de atómico a molecular cuando dos átomos de hidrógeno se combinan. Este proceso es eficiente en la superficie de los granos de polvo. Por cada grano de polvo hay aproximadamente 10^{12} átomos de hidrógeno. Las moléculas de hidrógeno se destruyen por fotodisociación debido a fotones con longitudes de onda $\lambda \geq 912\text{\AA}$.

En el material ionizado del MI aparecen componentes como las regiones fotoionizadas y zonas ionizadas colisionalmente. Las regiones fotoionizadas tienen como principal característica fotones provenientes de una fuente que emite con la energía necesaria para ionizar los elementos de la región circundante. Desarrollaré más detalladamente esto en el siguiente capítulo. Las zonas ionizadas colisionalmente son comunmente conocidas como gas coronal. El gas que la conforma se encuentra a temperaturas de $10^5 - 10^6 K$, generando así la ionización del hidrógeno que la conforma. Son producidas por explosiones de supernovas. El gas se calienta al pasar la onda de choque y tarda mucho en enfriarse.

1.1. Fotoionización en el medio interestelar

Un átomo de hidrógeno neutro en un nivel excitado, tarda en decaer al estado base $10^{-4} s$. La diferencia de energía de un electrón en el estado base y la menor energía posible para obtener un electrón libre es el *potencial de ionización* (χ_H) del estado base del hidrógeno. Para fotoionizar un electrón, es necesario tener un fotón de energía $h\nu \geq \chi_H$. Cuando un fotón con esta energía se encuentra con un átomo de H en el estado base, el fotón es absorbido y el electrón tiene una transición al estado libre con energía cinética igual a la diferencia entre la energía del fotón y el potencial de ionización del hidrógeno. Ésto es el proceso de fotoionización. Dentro de las regiones fotoionizadas se pueden encontrar Nebulosas Planetarias, regiones H II

y Núcleos Activos de Galaxias.

Las Nebulosas Planetarias (NPs), son regiones del medio interestelar formadas por el material ionizado expulsado por una estrella en su fase final de evolución. Representan una fase corta en la evolución de las estrellas, en la rama asintótica de las gigantes (RAG) y como enanas blancas. La estrella central de una NP es un núcleo inactivo de elementos pesados que ya fueron quemados. Cuando su envoltente de hidrógeno se consume, como resultado de procesos nucleares y pérdida de masa, su luminosidad disminuye y la estrella central se enfría gradualmente, esto fue observado por Paczyński (1971) y confirmado por Schönberner (1979), Iben (1984) y Wood y Faulkner (1986).

Puesto que las NPs representan material eyectado durante la RAG y material ionizado como resultado del aumento de temperatura superficial de la estrella central, existe una relación entre la expansión de la nebulosa y la evolución de la estrella. Una estrella con núcleo masivo deja la RAG con una pequeña envoltente de hidrógeno, pero con una tasa alta de quema del mismo. Se sigue, entonces, que el tiempo de transición entre la RAG y NP depende de la masa del núcleo de la estrella. Típicamente, la temperatura de la superficie de la estrella central se encuentra en el intervalo $3 \times 10^4 - 2 \times 10^5 K$. Como consecuencia de estas temperaturas, las NPs frecuentemente son más altamente ionizadas que las regiones H II, incluyendo frecuentemente grandes cantidades de He^{++} . Sus espectros no solo incluyen líneas de recombinación de H I y He I, sino también de He II, siendo, además, característicamente intensas las líneas colisionalmente excitadas de [O III] y [Ne II]. Para NPs de baja ionización, los espectros emitidos son muy similares al de las regiones H II. Las densidades normalmente encontradas en las NPs están en el rango de $10^2 \text{partículas cm}^{-3}$ y $10^4 \text{partículas cm}^{-3}$, mientras que su masa se localiza entre valores típicos de $0.1M_{\odot}$ y $1.0M_{\odot}$. La distribución espacial y las propiedades cinemáticas de las NPs en la galaxia, muestran que son objetos relativamente viejos. Esto indica que el volumen que observamos de ellas, aunque relativamente joven, conforma el escenario final de la evolución de algunas estrellas.

En contraste, las regiones H II son ionizadas por estrellas jóvenes. Son nebulosas difusas que se caracterizan por espectros con líneas de emisión intensas para todas las longitudes de onda ópticas y un continuo débil. Su principal composición es de gas interestelar caliente y ionizado por fotones ultravioleta con energía mayor o igual a 13.6eV .

1.1.1. Introducción a las regiones H II

Las regiones H II mantienen la misma composición que el medio interestelar. Dependen de la existencia de estrellas muy calientes de la secuencia principal; esto es, estrellas masivas de tipo O o B de la secuencia principal y con la temperatura efectiva suficiente, entre $3 \times 10^4 K$ y $5 \times 10^4 K$, para proporcionar fotones con la energía necesaria que darán lugar a la fotoionización del medio circundante a la estrella. Son regiones donde hubo formación estelar reciente, capaces de formar miles de estrellas en un periodo de millones de años. Constan de gas fotoionizado que se encuentra a temperaturas de entre $8000 K$ y $12000 K$. Existen regiones H II con densidades entre 10^2 y 10^6 átomos/ cm^3 (en el caso de regiones ionizadas, normalmente se contabiliza como electrones/ cm^3 , que tienen valores muy similares), siendo las menos densas observables en el óptico.

Los electrones libres e iones generados por la fuente ionizante, pueden recombinar y emitir nuevos fotones. Al alejarse de la estrella central, el campo de radiación disminuye al ser consumidos los fotones ionizantes, por lo que el tamaño de la región fotoionizada es limitada. El proceso de recombinación produce fotones que no tienen una dirección preferencial. En la recombinación al estado base la energía corresponderá a la frecuencia de dos o más fotones que no tendrán la misma energía que el fotón ionizante original.

Las regiones H II adquieren su forma de la distribución inicial del gas alrededor de la estrella central, mientras que el tamaño viene dado por el número de fotones ionizantes provenientes de la estrella fuente. En realidad, las regiones H II distan de formar estructuras homogéneas. Un primer modelo del tamaño de estas regiones fue presentado por Strömgren en 1939, conocido como la *esfera de Strömgren*. A una distancia, después de haberse consumido todos los fotones ionizantes, el material permanecerá neutro de forma atómica y más allá de forma molecular. Considerando una nube de hidrógeno y helio, se pueden tener dos esferas de Strömgren distintas, que representan la ionización para cada elemento, esto dependerá de la fuente ionizante y de la cantidad de hidrógeno y helio. El potencial de ionización del helio es de 24.6 eV, por lo que podremos tener, comúnmente, He^+ . Por otra parte, la energía necesaria para ionizar He^+ es de 54.4 eV, siendo así que al no generarse típicamente fotones con esta energía por estrellas de tipo espectral O, no habrá, habitualmente, zonas de He^{++} en regiones H II.

Si la fuente de ionización produce muchos fotones con energía $13.6 \leq h\nu < 24.6$ eV, y algunos pocos con energía $h\nu \geq 24.6$, los primeros se encargarán de mantener ionizado todo el H, siendo los segundos utilizados

completamente en la ionización del helio, teniendo así una gran región de H^+ , en cuyo centro habrá una región que además contenga He^+ . Por el contrario, si la fuente genera muchos fotones con energía $h\nu \geq 24.6$, estos fotones se acabarán al mismo tiempo que los fotones con $h\nu > 13.6eV$, produciendo así, dos regiones ionizadas del mismo tamaño, una de H^+ y otra de He^+ .

Veremos más adelante que el volumen de la esfera de Strömgren es tal que el número de recombinaciones a todos los niveles, exceptuando al nivel base, de los iones contenidos sea igual al número de fotones ionizantes producidos por la estrella. Si el campo de radiación es lo suficientemente intenso para llegar al límite de la nube que contiene a la región, la radiación emitida escapará de ella, por lo que la región H II estará limitada por densidad.

Se puede construir un modelo estacionario de una región H II. Éste debe tener una consideración de dos procesos físicos importantes. El equilibrio de fotoionización, es decir, el balance entre la fotoionización por fotones ionizantes provenientes de la fuente y el número de recombinaciones que determinará en la región H II la forma de los estados iónicos de los elementos que la conformen. El segundo proceso está dado por el equilibrio térmico que refiere un equilibrio entre enfriamiento y calentamiento de la nebulosa, el primero alude a las colisiones electrónicas seguidas de emisión de líneas prohibidas y de recombinación, mientras que el segundo es la consecuencia principal de los electrones resultantes por la ionización del hidrógeno y helio.

Los átomos se ionizan continuamente dada la energía de los fotones emitidos por la estrella central, mientras que los electrones libres y los iones se recombinan. En éste proceso, el electrón va saltando en cascada hacia los estados de menor energía, emitiendo líneas de recombinación. Las de mayor intensidad serán las de hidrógeno y helio. Se emite también, radiación en el continuo debido a interacción de partículas cargadas no ligadas. Los niveles de energía de las partículas libres no están cuantizados y la radiación emitida por sus cambios de energía cinética es continua sobre su espectro.

El espectro característico de una región H II cuenta con líneas de recombinación intensas, tales como las líneas de la serie de Balmer, así como líneas de excitación colisional dadas por la colisión con electrones, que excitan algún electron apenas por encima del estado base. El electrón, decae al estado base por emisión espontánea. Adicionalmente, existe la posibilidad de excitar a los iones por colisiones con electrones libres, dado que los primeros niveles excitados suelen tener la misma configuración electrónica, las transiciones entre

ellos serán transiciones finas dentro del mismo multiplete, y por lo tanto, son líneas prohibidas. Las primeras líneas permitidas suelen ser en el UV y, dada la temperatura de los electrones disponibles, son muy difíciles de excitar, por lo que resultan muy débiles. Dicho lo anterior, la intensidad de cada línea emitida es función de la temperatura electrónica, la densidad electrónica y la abundancia del ión. Lo anterior nos permite determinar las composiciones químicas de algunas partes del universo, así como abundancias primordiales de algunos elementos como el helio.

1.2. La Pequeña Nube de Magallanes

Las nubes de Magallanes son importantes en el estudio de la evolución estelar. Principalmente en el desarrollo de abundancias químicas de galaxias, ya que, tanto la Gran Nube de Magallanes como la Pequeña Nube de Magallanes, tienen baja metalicidad, en comparación con la Vía Láctea. La trascendencia en el análisis de sistemas con baja metalicidad encierra varias consecuencias importantes, tal como la determinación de abundancia para helio primordial, que es un fundamental componente en la teoría del Big Bang. Las nubes de Magallanes son clasificadas como galaxias irregulares. Algunas características importantes de éstas son: la Pequeña Nube de Magallanes (PNM), cubre en tamaño angular $7^\circ \times 4^\circ$, extendiéndose aproximadamente $8kpc$. Tiene una estructura alargada en forma de cigarro, vista desde los extremos. Tiene una profundidad cercana a los $15kpc$, referente a la línea de visión. Sus estrellas no muestran movimientos organizados. Cuenta con una gran cantidad de estrellas jóvenes y hay menos polvo que bloqueé la luz con respecto a la Vía Láctea. Es por tanto, azul en el visible y muy brillante en el ultravioleta. La Gran Nube de Magallanes (GNM) tiene cerca del 10 % de la luminosidad de la Vía Láctea, $L \approx 2 \times 10^9 L_{MW}$, siendo el cuarto miembro más luminoso del Grupo Local; en comparación, la PNM es, aproximadamente, diez veces más débil.

Las regiones de formación estelar se extienden a través de toda la PNM, siendo ésta muy rica en hidrógeno. Contiene cientos de millones de masas solares de hidrógeno neutro. La relación de masa de H I y luminosidad de luz azul es un parámetro útil para la medida del progreso de la conversión de gas a estrellas. Para la PNM y galaxias irregulares esta relación es $M(HI)/L_B \sim 1$.

Las nubes de Magallanes cuentan con una copiosa cantidad de cúmulos estelares. En la PNM tienen el mismo rango de edad que en la GNM, entre los pocos giga años hasta $\sim 12Gyr$. Los cúmulos estelares más

jóvenes son pobres en metales.

1.2.1. NGC 346

NGC 346 es una región H II; la más grande y brillante de la PNM. Así como toda la PNM, es una región de baja metalicidad. El estudio específico de NGC 346 ha permitido determinar la abundancia de helio primordial [Peimbert et al. (2000)]. También se ha determinado su contenido estelar usando fotometría y espectroscopía CCD UBV (Massey et al. 1989). Existen importantes razones que facilitan el desarrollo de este tipo de investigaciones enfocadas en este objeto, en comparación con otros objetos extragalácticos de baja metalicidad.

NGC 346 es una zona poco enrojecida. Su cercanía nos permite quitar sus estrellas más brillantes de la zona de estudio, lo que puede minimizar la corrección de absorción subyacente para algunas líneas de emisión. La temperatura electrónica dentro del objeto es generalmente menor que algunas regiones H II de muy baja metalicidad, esto ya que dichos objetos tienen menos enfriadores. Esto reduce el efecto de excitación colisional en el nivel metaestable 2^3S de He. Por otro lado, la corrección debida a la evolución química de la PNM es mayor que la de otros sistemas, presentando así, una desventaja dentro de la determinación de helio primordial, Peimbert et al. (2000).

Estudios fotométricos y espectroscópicos han determinado que NGC 346 tiene un alto número de cúmulos estelares de tipo temprano. Lo anterior se desprende de un estudio de 42 estrellas, dentro de las cuales se identifican 33 estrellas de tipo O, siendo 11 estrellas de tipo temprano. NGC 346 cuenta con cerca de 25-30 estrellas con una masa por encima de $25M_{\odot}$ y seis estrellas con más de $40M_{\odot}$, dentro de las cuales algunas llegan hasta $75 - 80M_{\odot}$ (Massey et al. 1989). Algunas de sus estrellas masivas se formaron hace aproximadamente 15 millones de años. La distribución espacial dentro de NGC 346 sugiere que la formación estelar comenzó en el sureste de la región, esparciéndose hacia el centro (Massey et al. 1989). Gracias a la luminosidad de $H\alpha$ dentro de la nebulosa, se puede estimar un flujo de ionización de 7×10^{50} fotones $\cdot s^{-1}$ (Massey et al. 1989).

Capítulo 2

Regiones fotoionizadas

El término de nebulosa ha sido usado por los astrónomos para designar a los objetos difusos que no pueden ser resueltos entre las estrellas al momento de observar el universo. Una primera impresión de las regiones fotoionizadas nos permite conceptualizarlas a partir de la ionización del gas circundante dentro de la nebulosa por la radiación ultravioleta de las estrellas

El proceso de fotoionización se desarrolla al impactar un fotón, con frecuencia ν , a un átomo de hidrógeno, que como ya mencione, es el elemento más abundante en el universo y en estas regiones por lo que define las características globales del gas. Éste se encuentra en el estado base $n = 1$, ya que el tiempo que requiere para llegar a dicho estado nunca es mas de 0.1 s, mientras que el tiempo entre interacciones (ya sea colisiones o encuentro con fotones) es del orden de minutos u horas. Sentado lo anterior, debe cumplirse la condición $h\nu \geq \chi_H$; donde χ_H es el potencial de ionización del hidrógeno. El fotón es absorbido y el electrón tendrá una transición a un estado libre con energía cinética $E_{cin} = m_e v_e^2 / 2 = h\nu - \chi_H$. Para desarrollar más ampliamente esto, como se muestra en las siguientes secciones, usé lo presentado en Osterbrock D. y Ferland G. (2006).

2.1. Esfera de Strömngren

Considerando a la fuente de fotoionización de la región como una estrella central con temperatura por encima de los $2 \times 10^4 K$, ésta emitirá una gran cantidad de fotones ionizantes con energía $h\nu > 13.6eV$, con una luminosidad por unidad de frecuencia, L_ν , siendo la luminosidad total: $L = \int_0^\infty L_\nu d\nu$. Así, la tasa de ionización, es decir, el número de fotones con frecuencia $\nu_H = \chi_H/h$ por unidad de tiempo es:

$$S_* = \int_{\nu_H}^\infty \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu. \quad (2.1)$$

Si una estrella con tasa de ionización S_* se encuentra en un medio a temperatura T y densidad n_H , se tendrá una región ionizada por la fuente con radio R_S que determinará una esfera de material ionizado, denominada esfera de Strömngren, en honor al astrónomo danés Bengt Strömngren, quien en Strömngren, B. (1939) presentó el primer modelo teórico para explicar estos objetos. Habrá entonces una distancia asociada a la transición del interior ionizado y el exterior neutro $\Delta R \ll R_S$. La ecuación de balance para una esfera en estado estacionario es: $S_* = \dot{N}_{rec}$, siendo \dot{N}_{rec} el total de recombinaciones por unidad de tiempo dentro de la esfera. El número de recombinaciones por unidad de volumen es: $\dot{n}_{rec} = n_e n_{H^+} \alpha_H(T)$. Dentro de la esfera, es decir, $R < R_S$, el gas estará casi completamente ionizado, entonces $n_e \approx n_{H^+} \approx n_H$. Por otra parte, para $R > R_S$, $n_e \approx n_{H^+} \approx 0$ y $n_{H^0} \approx n_H$.

El coeficiente de recombinación, $\alpha_A(T)$, es calculado con la suma de todos los coeficientes de recombinación sobre todos los estados de energía del hidrógeno, esto es:

$$\alpha_A(H^0, T) = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n(H^0, T); \quad \alpha_n(H^0, T) = \int_0^\infty \sigma_n(v) v f(v, T) dv, \quad (2.2)$$

con $f(v, T)$ la distribución Maxwell-Boltzmann para los electrones, $\sigma_n(v)$ la sección eficaz para el proceso de recombinación radiativa y v la velocidad. La integral es realizada sobre todos los valores posibles de velocidad en los electrones. La A, del coeficiente de recombinación, alude el llamado caso A, que refiere una situación donde se escapan todos los fotones producidos por la recombinación.

Los electrones recombinados al estado base, $n = 1$, emiten un fotón con energía mayor a $13.6eV$, que es capaz de ionizar nuevamente el medio delimitado por la esfera de Strömngren. Una nueva aproximación que no incorpora estos fotones da lugar a otra definición del coeficiente de recombinación;

$$\alpha_B(H^0, T) = \sum_{n=2}^{\infty} \alpha_n(H^0, T), \quad (2.3)$$

donde la B, del coeficiente representa al llamado caso B; que es una situación donde se escapan todos los fotones producidos por recombinaciones al nivel 2 y superiores, pero hay suficientes átomos de hidrógeno en el nivel base, para que los fotones donde la recombinación es directa al nivel 1 (ionizantes) no puedan escapar y que en lugar de esto ionicen nuevos átomos. Dentro de la esfera, la mayor parte de los electrones vienen de la ionización de H. Al integrar la expresión para \dot{N}_{rec} sobre todo el volumen de la esfera, se obtiene:

$$S_* = \frac{4\pi}{3} R_S^3 n_H^2 \alpha_B(H^0, T), \quad (2.4)$$

de la cual fácilmente puede obtenerse el radio de la región ionizada;

$$R_S = \left[\frac{3S_*}{4\pi n_H^2 \alpha_B(H^0, T)} \right]^{1/3}. \quad (2.5)$$

Los procesos físicos que forman una región ionizada, dentro de cualquier nebulosa y dado un tiempo de evolución de ésta, darán lugar a un equilibrio final de ionización.

2.2. Equilibrio de ionización

Por simplicidad, como primer aproximación, consideramos una región con densidad constante. La ecuación para un átomo X con grado de ionización i es:

$$\frac{dn(X^{+i})}{dt} = S(X^{+i}), \quad (2.6)$$

donde $S(X^{+i})$ incluye los términos de ionización y recombinación, y esta dado por:

$$S(X^{+i}) = S(X^{+i})^{col} + S(X^{+i})^{foto}. \quad (2.7)$$

Las funciones, $S^{col}(X^{+i})$ y $S^{foto}(X^{+i})$, aluden a la fuente colisional y a la fuente de fotoionización, respectivamente.

Siendo $n(X^{+i})$ conocido, la condición de neutralidad de carga permite obtener un valor de n_e . Esto es:

$$n_e = \sum_{X^{+i}} n(X^{+i}). \quad (2.8)$$

La abundancia del elemento X se expresa de la siguiente forma:

$$n_X = \sum_i n(X^{+i}) = f_X n = f_X \frac{\rho}{m}, \quad (2.9)$$

donde el término f_X representa la abundancia, mientras que $\bar{m} = \sum_X f_X m_X$.

La fuente colisional está en términos de los coeficientes de ionización colisional y recombinación como función de la temperatura. Ya que en estas regiones hay una gran abundancia de fotones que son al menos 10-20 veces mas energéticos que los electrones libres, la fotoionización dominará el proceso de ionización, mientras que las colisiones dominarán el aspecto de recombinación, así, la ecuación para la fuente colisional puede ser escrita de la siguiente manera:

$$S^{col}(X^{+i}) = n_e[n(X^{+i+1})\alpha(X^{+i+1}) - n(X^{+i})\alpha(X^{+i})]. \quad (2.10)$$

Los coeficientes de recombinación estan dados por la ecuación:

$$\alpha_A(X^{+i}, T) = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n(X^{+i}, T). \quad (2.11)$$

Por otra parte:

$$S^{foto}(X^{+i}) = n(X^{+i-1})\phi(X^{+i-1}) - n(X^{+i})\phi(X^{+i}). \quad (2.12)$$

Las tasas de fotoionización se pueden calcular en términos de la intensidad promedio, J_ν , del campo radiativo.

$$\phi(X^{+i}) = \int_{\nu(X^{+i})}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} \sigma_\nu(X^{+i}) d\nu, \quad (2.13)$$

donde ν es la frecuencia, $\nu(X^{+i}) = \chi(X^{+i})/h$ es la frecuencia del borde de ionización y $\sigma_\nu(X^{+i})$ es la sección eficaz de fotoionización.

Resolver el problema de transferencia radiativa para una intensidad específica I_ν , requiere considerar un sistema de ecuaciones, tal que:

$$\frac{dI_\nu}{dl} = j_\nu - \kappa_\nu I_\nu, \quad (2.14)$$

j_ν el coeficiente de emisión y κ_ν el coeficiente de absorción. No se considera la radiación de ultravioleta lejano producida por el gas nebuloso.

Como resultado del problema representado por la ecuación de transporte radiativo, se tiene que la intensidad I_ν promedio del campo radiativo es:

$$J_\nu = \frac{1}{4\pi} \oint I_\nu d\Omega. \quad (2.15)$$

El tiempo de evolución de la nebulosa permite llegar a un equilibrio de ionización, es decir; $dn(X^{+i})/dt = 0$. Considerando esto en la ecuación 2.6, se obtiene:

$$n(X^{+i})\phi(X^{+i}) = n(X^{+i+1})n_e\alpha(X^{+i+1}). \quad (2.16)$$

2.2.1. Equilibrio de fotoionización

Considerando una nube de hidrógeno neutro (H^0) alrededor de una estrella caliente y sustituyendo la expresión de $\phi(X^{+i})$, la ecuación 2.16 se escribe:

$$n(H^0) \int_{\nu_{H^0}}^{\infty} \frac{4\pi}{h\nu} J_\nu \sigma_\nu d\nu = n_e n_{H^+} \alpha_A(H^0, T). \quad (2.17)$$

La intensidad promedio, J_ν , tomada a primera aproximación, es la radiación emitida por la estrella, entonces:

$$4\pi J_\nu = \frac{R^2}{r^2} \pi F_\nu(0) = \frac{L_\nu}{4\pi r^2} [\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}], \quad (2.18)$$

con R el radio de la estrella, πF_ν es el flujo sobre la superficie de la estrella, r la distancia entre la estrella y el punto de observación, y L_ν la luminosidad por unidad de frecuencia.

2.3. Nebulosa de Hidrógeno

Considerando una nube de hidrógeno estática y homogénea, que cuenta con una sola estrella emisora de fotones ionizantes, donde solo fotones con energía por encima del potencial de ionización del hidrógeno fotoionizarán desde el estado base. Se puede escribir la ecuación de equilibrio de ionización para cada punto (2.17). Por otro lado, la ecuación de transferencia radiativa se escribe de la forma:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -n(H^0)\sigma_\nu I_\nu + j_\nu, \quad (2.19)$$

donde I_ν es la intensidad específica de radiación y j_ν es el coeficiente de emisión local por radiación ionizante en unidades de energía (por unidad de volumen, tiempo, ángulo sólido y frecuencia). El campo de radiación se puede dividir en dos partes, estelar y difusa, esto es; $I_\nu = I_{\nu s} + I_{\nu d}$. La primera proviene de la radiación incidente por causa de la estrella. La segunda se relaciona con la emisión del gas ionizado.

La absorción y dilución geométrica ocasionan que la radiación estelar decaiga. El flujo de radiación estelar se puede escribir como:

$$4\pi J_{\nu s} = \pi F_{\nu s}(R) \frac{R^2 e^{-\tau_\nu}}{r^2} [\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}], \quad (2.20)$$

R es el radio de la estrella y τ_ν es la profundidad óptica para r . Ésta última se define de la siguiente manera:

$$\tau_\nu(r) = \int_0^r n(\text{H}^0, r') \sigma_\nu dr', \quad (2.21)$$

en términos de τ_0 , la profundidad óptica para el límite se expresa:

$$\tau_\nu(r) = \frac{\sigma_\nu}{\sigma_{\nu_0}} \tau_0(r). \quad (2.22)$$

Sentado lo anterior, es necesario presentar lo correspondiente a la parte difusa. La ecuación de transferencia para ésta es:

$$\frac{dI_{\nu d}}{ds} = -n(\text{H}^0) \sigma_\nu I_{\nu d} + j_\nu. \quad (2.23)$$

La recaptura de electrones al estado base en el átomo de hidrógeno genera fotones con la energía necesaria para ionizarlo. Para regiones H II, la temperatura del gas por la energía cinética de los electrones es menor que el potencial de ionización, esto es $kT \ll h\nu$, así, la única fuente de ionización será recaptura de electrones hasta el estado base. Entonces, el coeficiente de emisión se escribe como:

$$j_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\frac{h^2}{2\pi m k T} \right)^{3/2} \sigma_\nu \exp[-h(\nu - \nu_0)/kT] n_{\text{H}^+} n_e, \quad (2.24)$$

para $\nu > \nu_0$, pero teniendo un máximo en el límite $\nu = \nu_0$. El número total de fotones generados por recombinaciones al estado base está dado por el coeficiente de recombinación. Se considera que, en promedio, el campo de radiación difusa $J_{\nu d}$ es menor que el campo de radiación estelar $J_{\nu s}$.

Es importante mencionar que de tener nebulosas ópticamente gruesas, una buena aproximación viene de considerar que los fotones no escapan, es decir, que todos los fotones son absorbidos de forma inmediata en donde fueron generados, quitándolos del conteo general de fotones. Esta aproximación es conocida como *on the spot*.

2.4. Fotoionización de hidrógeno y helio

El potencial de ionización del helio neutro es; $\chi_{\text{He}^0} = 24.6\text{eV}$, mientras que el segundo potencial de ionización es; $\chi_{\text{He}^+} = 54.4\text{eV}$. La región fotoionizada dependerá de la estrella o estrellas ionizantes, pues dependiendo de la temperatura de ellas, se generarán los fotones que ionicen el material. Si se emiten muchos fotones con frecuencia ν , tal que $\chi_{\text{H}^0} < h\nu < \chi_{\text{He}^0}$ y algunos pocos tal que $h\nu > \chi_{\text{He}^0}$, entonces la zona central de la región estará compuesta por H^+ y He^+ , mientras que su alrededor estará compuesto por H^+ y He^0 . Ahora bien, si la estrella tiene una temperatura muy alta, aproximadamente 40000K , emitirá muchos fotones con energía por arriba del potencial de ionización del helio, por lo que la zona de hidrógeno ionizado y helio ionizado tendrán prácticamente la misma extensión, rodeados de hidrógeno neutro y helio neutro. Las estrellas de tipo O6, O7, O8 y O9 no generan los suficientes fotones para ionizar el helio y así mantener una misma extensión en la zona de ionización de hidrógeno y helio. Las estrellas de tipo O3, O4 y O5 logran mantener una misma extensión de la zona ionizada de helio e hidrógeno.

Para escribir las ecuaciones de equilibrio de fotoionización del hidrógeno y el helio se considera la aproximación *on the spot*. Al involucrar el helio, las ecuaciones de equilibrio deben considerar la estructura de éste. La composición electrónica del helio permite adoptar una distribución con espín total cero, singlete, o espín total uno, triplete. Los fotones que se emiten dadas las recombinaciones del estado base de helio tienen energías por encima de χ_{He^0} y pueden ionizar tanto al hidrógeno como al helio, definiendo así, una porción absorbida por hidrógeno y una por helio. Los tripletes están conformados por estados excitados, mientras que el estado base del hidrógeno es un singlete. Tres cuartos de las recombinaciones a estado excitados de helio se generan por los primeros, mientras que solo un cuarto de estas se dan por los segundos. Los tripletes decaen rápidamente a otros tripletes y los singletes a otros singletes hasta que llegan a los niveles 2^3S y 1^1S respectivamente (en general sin cruzarse entre ellos).

Después de las recombinaciones a los tripletes, los decaimientos al nivel 2^3S son altamente metaestables, con un probable decaimiento al nivel 1^1S mediante una línea prohibida que tiene un tiempo de vida suficiente para que la partícula sufra colisiones e interacciones con fotones provenientes de líneas de resonancia. Considerar los dos átomos, el cálculo de los fotones producidos en la nebulosa que son capaces de ionizar nuevos átomos se vuelve más complejo; en particular, los fotones por recombinación del helio, son capaces de ionizar el

hidrógeno.

Del total de recombinaciones al singulete solo dos tercios terminan en el estado 2^1P , y un tercio en el estado 2^1S . Los átomos que se encuentran en el estado 2^1P , aunque pueden terminar en el estado 2^1S , normalmente decaen al estado base. Por otra parte, los átomos localizados en el estado 2^1S decaen al 1^1S emitiendo dos fotones con energía total de $20.6eV$. Los fotones emitidos con estos decaimientos son capaces de ionizar hidrógeno, pero no helio. De la distribución de fotones en el espectro continuo, la probabilidad de que se produzca un fotón que pueda ionizar hidrógeno es de 0.56. El número total de recombinaciones a niveles excitados de helio por unidad de volumen, por unidad de tiempo es $n(\text{He}^+ n_e \alpha_B(\text{He}^0, T))$, de las cuales, en el límite de baja densidad, una fracción de $p \approx 0.96$ genera fotones ionizantes que son absorbidos inmediatamente, mientras que en el límite de alta densidad, la fracción corresponde a $p \approx 0.66$. En regiones H II nos encontramos en el límite de baja densidad.

Los fotones que se emiten de la recombinación al estado base de helio tienen energías por encima de $h\nu_2 = 24.6eV$, por lo que pueden ionizar tanto al hidrógeno como al helio. La fracción que es absorbida por hidrógeno es:

$$y = \frac{n(\text{H}^0)\sigma_{\nu_2}(\text{H}^0)}{n(\text{H}^0)\sigma_{\nu_2}(\text{H}^0) + n(\text{He}^0)\sigma_{\nu_2}(\text{He}^0)}, \quad (2.25)$$

mientras que la fracción absorbida por helio es $1 - y$.

Usando la aproximación *on the spot*, la ecuación de equilibrio de ionización es:

$$\begin{aligned} \frac{n(\text{H}^0)R^2}{r^2} &= \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}(R)}{h\nu} \sigma_{\nu}(\text{H}^0) \exp(-\tau_{\nu}) d\nu + yn(\text{He}^+)n_e\alpha_1(\text{He}^0, T) + pn(\text{He}^+)n_e\alpha_B(\text{He}^0, T) \\ &= n_{\text{H}^+}n_e\alpha_B(\text{H}^0, T); \end{aligned} \quad (2.26)$$

y para α_A

$$\begin{aligned} \frac{n(\text{He}^0)R^2}{r^2} &= \int_{\nu_2}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}(R)}{h\nu} \sigma_{\nu}(\text{He}^0) \exp(-\tau_{\nu}) d\nu + (1 - y)n(\text{He}^+)n_e\alpha_1(\text{He}^0, T) \\ &= n(\text{He}^+)n_e\alpha_A(\text{He}^0, T), \end{aligned} \quad (2.27)$$

donde el cambio de la profundidad óptica con respecto al radio esta dado por:

$$\frac{d\tau_{\nu}}{dr} = n(\text{H}^0)\sigma_{\nu}(\text{H}^0) \quad \text{para } \nu_1 < \nu < \nu_2 \quad (2.28)$$

y

$$\frac{d\tau_{\nu}}{dr} = n(\text{H}^0)\sigma_{\nu}(\text{H}^0) + n(\text{He}^0)\sigma_{\nu}(\text{He}^0) \quad \text{para } \nu_2 < \nu, \quad (2.29)$$

por otra parte, la densidad electrónica es:

$$n_e = n(\text{H}^+) + n(\text{He}^+). \quad (2.30)$$

Si se ignora la absorción por hidrógeno en la zona de He^+ , es decir, para $y = 0$ y $n(\text{H}^0) = 0$, en la ecuación de equilibrio de ionización, se puede hacer una buena aproximación de su tamaño. Quedando entonces

$$\int_{v_2}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu = \frac{4\pi}{3} r_2^3 n(\text{He}^+) n_e \alpha_B(\text{He}^0), \quad (2.31)$$

donde r_2 es el radio de la zona de He^+ . El número de fotones que pueden ionizar hidrógeno no se reduce dada la absorción de helio, por lo que podemos reescribir de la siguiente forma

$$\int_{v_0}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu = \frac{4\pi}{3} r_1^3 n(\text{H}^+) n_e \alpha_B(\text{H}^0), \quad (2.32)$$

que es una buena aproximación para la ecuación anterior.

En las regiones HII las zonas de He^{++} son poco importantes, ya que las estrellas, fuentes de fotones ionizantes inmersas en estas regiones, radían muy poca energía por encima del segundo potencial de ionización del helio, es decir, $h\nu > 54.4\text{eV}$.

2.5. Fotoionización de elementos pesados

En astronomía, los elementos pesados refieren a todos los elementos que no son hidrógeno ni helio. De éstos, los más estudiados tienen abundancias del orden de 10^{-3} y 10^{-4} con respecto al hidrógeno, tales como O, C, Ne y N. En contraparte, existen elementos con abundancias del orden de 10^{-6} , 10^{-7} , etc, sin embargo hay pocos átomos de éstos y las líneas que producen no resultan suficientemente intensas para distinguirse del ruido.

Para un elemento X y grado de ionización i e $i + 1$, la ecuación de equilibrio de ionización.

$$n(X^{+i}) \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} \sigma_\nu(X^{+i}) d\nu = n(X^{+i+1}) n_e \alpha_G(X^{+i}, T), \quad (2.33)$$

$n(X^{+i})$ y $n(X^{+i+1})$ son las densidades de dos estados sucesivos de ionización, $\sigma_\nu(X^{+i})$ es la sección eficaz de fotoionización en el estado base de X^{+i} , mientras que $\alpha_G(X^{+i}, T)$ es el coeficiente de recombinación, desde el estado base de X^{+i+1} hasta todos los niveles de X^{+i} .

El promedio de J_ν incluye contribuciones estelares y de radiación difusa. La abundancia de elementos pesados es más pequeña que éstas contribuciones y solo la emisión de H, He y He^+ deben ser considerada.

Los iones de elementos pesados tienen una o más capas de electrones debajo de la capa exterior de valencia. Los electrones dentro de cualquier capa pueden ser removidos cuando la fuente de radiación ionizante se extiende a energías suficientemente altas, es decir, los electrones en energías características pueden ser sustraídos de su capa al ocurrir una transición descendente de otro electrón en el átomo. Esto se conoce como efecto Auger.

Los coeficientes de recombinación de muchos iones complejos pueden ser divididos en dos partes, una radiativa y una dielectrónica, es es:

$$\alpha_G(X^{+i}, T) = \alpha_R(X^{+i}, T) + \alpha_D(X^{+i}, T). \quad (2.34)$$

La parte radiativa representa recapturas *ligado-libre* y es la suma sobre todos los niveles, en ella dominan los estados excitados.

Como resultado de resonancias en la sección transversal de la recombinación total, es decir, de manera más física, para energías a las cuales el electron libre incidente cede casi toda su energía cinética para excitar un estado ligado del ión, la parte dielectrónica es mayor que la radiativa, esto para muchos iones pesados a temperaturas nebulares.

En regiones HII, se observan elementos como O^+ y N^+ frecuentemente son ionizados una vez en las capas externas de la nebulosa. Cerca de las estrellas centrales se observa una mayor cantidad de iones como O^{++} y Ne^{++} .

2.6. Equilibrio térmico

La temperatura de una región HII queda determinada por el balance entre la ganancia de energía por fotoionización (principalmente hidrógeno) y la pérdida de energía por emisión de radiación. En las siguientes secciones se describe como se calcula dicho balance.

2.6.1. Ganancia de energía por fotoionización

Considerando una nebulosa de puro hidrógeno, la energía ganada por fotoionización esta dada por:

$$G(H) = n(H^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} h(\nu - \nu_0) \sigma_{\nu}(H^0) d\nu \quad [\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}]. \quad (2.35)$$

Al estar la nebulosa en equilibrio de ionización, la ecuación de ganancia de energía queda:

$$G(H) = \frac{3}{2} kT_i n_e n_{H^+} \alpha_A(H^0, T). \quad (2.36)$$

La energía media de un fotoelectrón nuevo depende de la forma del campo de radiación ionizante y no de la intensidad absoluta de radiación. La primera parte de la ecuación, $\frac{3}{2} kT_i$, representa la energía inicial de los fotoelectrones que apenas fueron creados.

2.6.2. Energía perdida por recombinación

El gas que conforma la nebulosa pierde energía al recombinarse un electrón con un ión, pues se emite un fotón con energía cinética igual a la del electrón, más el potencial de ionización, antes del proceso de recombinación. La energía perdida está dada por:

$$L_R(H) = n_e n_{H^+} kT \beta_A(H^0, T), \quad [\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}] \quad (2.37)$$

donde $\beta_A(H^0, T)$ es:

$$\beta_A(H^0, T) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{L=0}^{n-1} \beta_{nL}(H^0, T) \quad [\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}], \quad (2.38)$$

con

$$\beta_{nL}(H^0, T) = \frac{1}{kT} \int_0^{\infty} u \sigma_{nL}(H^0, T) \left(\frac{1}{2} \mu u^2 + \chi_{nL} \right) f(u) du. \quad (2.39)$$

Los electrones de baja energía cinética son preferentemente capturados y el promedio de la energía de los electrones capturados es menor a $\frac{3}{2} kT$.

Refrendando el modelo adoptado con anterioridad, es decir, considerando una nebulosa de puro hidrógeno, que además se encuentra en equilibrio térmico, donde no hay pérdida de radiación, se puede escribir que:

$$G(H) = L_R(H). \quad (2.40)$$

La solución del modelo nos da $T > T_i$, es decir, que la temperatura de la nebulosa es mayor que la temperatura efectiva de la estrella central.

Ahora incluiremos el He en el balance de energías, es decir, considerar la energía en el calentamiento y la tasa de enfriamiento por recombinación, primero, para la ganancia, dada para el helio por:

$$G = G(\text{H}) + G(\text{He}), \quad (2.41)$$

siendo

$$G(\text{He}) = n_e n(\text{He}^+) \alpha_A(\text{He}^0, T) \frac{\int_{\nu_2}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} h(\nu - \nu_2) \sigma_\nu(\text{He}^0) d\nu}{\int_{\nu_2}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} \sigma_\nu(\text{He}^0) d\nu}, \quad (2.42)$$

La pérdida de energía por recombinación es:

$$L_R = L_R(\text{H}) + L_R(\text{He}), \quad (2.43)$$

con

$$L_R(\text{He}) = n_e n(\text{He}^+) kT \beta_A(\text{He}^0, T). \quad (2.44)$$

El enfriamiento por recombinación de los elementos pesados pueden ser despreciados, pues son mucho menores que los correspondientes al hidrógeno y helio. El calentamiento y la tasa de enfriamiento por recombinación son proporcionales a la densidades de los iones.

2.6.3. Pérdida de energía por radiación libre-libre

El proceso de radiación genera un enfriamiento que no contempla las recombinaciones. La radiación libre-libre es una de ellas, dado que tenemos electrones libres que pueden ser acelerados por iones positivos. La pérdida de energía integrada sobre todas las frecuencias, está dada por la tasa de enfriamiento en este proceso. Dado un ion de carga Z , se expresa:

$$L_{ll}(Z) = 4\pi j_{ll} = 1.42 \times 10^{-27} Z^2 T^{1/2} g_{ll} n_e n_+, [\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}] \quad (2.45)$$

n_+ es la densidad de los iones y g_{ll} es un factor de emisión libre-libre. Es importante mencionar que todo lo que se ha descrito hasta este momento no es suficiente para dar las temperaturas observadas.

2.6.4. Pérdida de energía por radiación de líneas colisionalmente excitadas

La excitación colisional es la fuente de enfriamiento radiativo más importante, presentándose en niveles de energía bajos de algunos iones. La contribución de elementos pesados toma así mayor relevancia, especialmente átomos e iones de oxígeno, nitrógeno y neón, pues tienen potenciales de excitación del orden de kT .

Para un ión de dos niveles, la tasa de desexcitación colisional, por unidad de volumen, por unidad de tiempo es:

$$n_e n_2 q_{21} = n_e n_2 \frac{8.629 \times 10^{-6} \Omega(1,2)}{T^{1/2} \omega_2}, \quad (2.46)$$

mientras que la tasa de excitación colisional es:

$$n_e n_1 q_{12} = n_e n_1 \frac{8.629 \times 10^{-6} \Omega(1,2)}{T^{1/2} \omega_1} e^{-\chi/kT} [cm^3 s^{-1}], \quad (2.47)$$

donde $\Omega(1,2)$ es la intensidad de la colisión, χ es la energía entre los dos niveles del ion y ω_1 y ω_2 son pesos estadísticos de los dos núcleos.

Considerando un ión con un nivel excitado, en el límite de baja densidad, todas las colisiones emitirán un fotón, por lo que la pérdida de energía por unidad de volumen se puede escribir de la siguiente forma:

$$L_C = n_e n_1 q_{12} h\nu_{21}. \quad (2.48)$$

Si la densidad resulta ser suficientemente alta, la desexcitación colisional comenzará a ser importante.

En general, la relación que existe entre la tasa de excitación y desexcitación de niveles excitados puede ser modelada con la ecuación de equilibrio

$$n_e n_1 q_{12} = n_e n_2 q_{21} + n_2 A_{21}, \quad (2.49)$$

por lo que la tasa de enfriamiento se puede escribir como:

$$L_C = n_2 A_{21} h\nu_{21} = n_e n_1 q_{12} h\nu_{21} \left[\frac{1}{1 + \frac{n_e q_{21}}{A_{21}}} \right]. \quad (2.50)$$

Habiendo presentado lo anterior, se puede escribir una ecuación que considere la ganancia y pérdida de energía para formular el equilibrio térmico. Suponiendo una nebulosa estática de baja densidad, la ecuación de balance entre calentamiento y tasa de enfriamiento se puede escribir como:

$$G = L_{ll} + L_C + L_R \quad (2.51)$$

donde el lado izquierdo de la ecuación describe el calentamiento efectivo de la nebulosa, es decir, la ganancia de energía total dado el proceso de fotoionización. Por otra parte, el lado derecho describe la pérdida de energía por radiación libre-libre, colisiones y recombinación.

2.7. Espectro emitido

Una característica espectral importante son las líneas de emisión, tales como líneas de recombinación y líneas colisionalmente excitadas. Las líneas colisionalmente excitadas surgen de niveles dentro de pocos electronvolts del estado base, los cuales pueden ser excitados por colisiones con electrones térmicos. Casi todas las líneas colisionalmente excitadas generadas de esta forma son líneas prohibidas; siendo que todos los niveles excitados dentro de pocos electronvolts del nivel base surgen de la misma configuración electrónica que éste; por lo que todas las transiciones radiativas son prohibidas por las reglas de selección del dipolo eléctrico. Aunque comunmente se refiere a estas líneas de emisión como líneas prohibidas, una mejor designación las presenta como líneas colisionalmente excitadas.

La ecuación de equilibrio estadístico para la población de niveles excitados es:

$$\sum_{m>l} n_m A_{m,l} + n_e \sum_{m \neq l} n_m q_{m,l}(T) + n_e n(X^{i+1}) \alpha_{i+1,l}(T) = n_l \left[\sum_{m<l} A_{l,m} + n_e \sum_{m \neq l} q_{l,m}(T) \right], \quad (2.52)$$

donde $\alpha_{i+1,l}(T)$ es el coeficiente de recombinación radiativo más el coeficiente de recombinación dielectrónico, representando así, el número de recombinaciones del estado de alta ionización $i + 1$ al nivel excitado l del ión X .

2.7.1. Líneas de recombinación

Las poblaciones de niveles excitados de H I, He I y He II son determinadas principalmente por los procesos de recombinación a niveles excitados. Las líneas de hidrógeno, que van del estado N al N' , son llamadas de acuerdo al último estado N' y al cambio en el número cuántico de energía $\Delta N = N - N'$.

Los niveles excitados de hidrógeno se precisan con dos números cuánticos: N y L , siendo $N \geq 1$ y $0 \leq L \leq N$, llamados, número cuántico de energía y de momento angular, respectivamente. Las transiciones espontáneas

están determinadas por los *coeficientes de Einstein* $A_{NL,N'L'}$, los cuales tienen valores distintos de cero (en la aproximación dipolar) para $L' = L \pm 1$. La energía de los niveles excitados de hidrógeno depende sólo del número cuántico de energía, esto es:

$$E_N = -\frac{\chi_H}{N^2}. \quad (2.53)$$

Las ecuaciones que describen el equilibrio estadístico son:

$$n_e n_{H^+} \alpha_{NL}(T) + \sum_{N'=N+1}^{\infty} \sum_{L'=L\pm 1} n_{N'L'} A_{N'L',NL} = n_{NL} \sum_{N'=1}^{N-1} \sum_{L'=L\pm 1} A_{NL,N'L'}. \quad (2.54)$$

Se puede definir la *matriz de cascada*, $C_{NL,N'L'}$, como la probabilidad de que una transición de NL llegue a $N'L'$ mediante una transición directa o por una o más transiciones a través de niveles intermedios. La solución para las ecuaciones de equilibrio se obtiene de la siguiente expresión

$$n_e n_{H^+} \sum_{N'=N}^{\infty} \sum_{L'=0}^{N'-1} \alpha_{N'L'}(T) C_{N'L',NL} = n_{NL} \sum_{N''=1}^{N-1} \sum_{L''=L\pm 1} A_{NL,N''L''}, \quad (2.55)$$

donde n_{NL} designa la población del nivel $N.L$ como función de n_e , n_{HII} y la temperatura. Tomando dicha población, el coeficiente de emisión para la transición $N \rightarrow N'$, se escribe

$$j_{NN'} = \frac{h\nu_{NN'}}{4\pi} \sum_{L=0}^{N-1} \sum_{L'=L\pm 1} n_{NL} A_{NL,N'L'} \equiv n_e n_{H^+} \alpha_{NN'}^{eff}(T) \frac{h\nu_{NN'}}{4\pi}, \quad (2.56)$$

donde $\alpha_{NN'}^{eff}(T)$ es el *coeficiente de recombinación efectivo*.

La cascada de recombinación puede ser obtenida haciendo las suposiciones del caso A, o bien del caso B. Para este último los coeficientes de Einstein para las líneas de Lyman son cero, es decir, $A_{NL,1s} = 0$.

2.7.2. Líneas colisionalmente excitadas

Sin considerar el hidrógeno y el helio, las líneas de la mayoría de los átomos o iones que se observan en el MI son generadas por excitación colisional desde el estado base. Dentro del gas, las colisiones con electrones libres excitan fácilmente los primeros niveles. Para estos átomos, se puede escribir la ecuación de equilibrio estadístico de la siguiente manera

$$\sum_{m>l} n_m A_{m,l} + n_e \sum_{m\neq l} n_m q_{m,l}(T) = n_l \left[\sum_{m<l} A_{l,m} + n_e \sum_{m\neq l} q_{l,m}(T) \right]. \quad (2.57)$$

Los índices m y l refieren una numeración, en el cual los valores crecientes corresponden a niveles de energía mayores. El término $q_{m,l}$ será el coeficiente de excitación o desexcitación, dependiendo de los índices. El coeficiente de desexcitación ($m > l$), toma la forma:

$$q_{m,l}(T) = \frac{8.629 \times 10^{-6} \Omega_{ml}(T)}{T^{1/2} g_m}, \quad (2.58)$$

donde g_m es un peso estadístico para el nivel en el cual empieza la transición, y $\Omega_{ml}(T)$ nuevamente la fuerza de colisión, dependiente sólo de la temperatura. Ahora bien, el coeficiente de excitación ($m < l$), esta dado por:

$$q_{l,m}(T) = \frac{g_m}{g_l} e^{-h\nu_{m,l}/kT} q_{m,l}(T). \quad (2.59)$$

Los valores de física atómica requeridos para evaluar esto es tan amplia que en general se usan paquetes ya establecidos para estudiar estas líneas, tal es el caso de *ionic* en *IRAF*.

2.8. Diagnóstico de líneas

Haciendo uso de líneas emitidas se obtienen cocientes que permiten el cálculo, tanto de densidades como temperaturas electrónicas de una región H II. Emplear varias líneas facilita la determinación de dichos parámetros físicos en algunos casos, ya que la intensidad de una línea puede ser afectada por diferentes factores al ser observada desde la Tierra. Considerando una zona ópticamente delgada, el cociente de líneas se escribe de la siguiente forma:

$$\frac{I_{kl}}{I_{mn}} = \frac{n_k A_{kl} E_{kl}}{n_m A_{mn} E_{km}}. \quad (2.60)$$

El cociente n_k/n_m depende únicamente de la densidad electrónica y la temperatura.

Para obtener los parámetros físicos de temperatura y densidad se usan siempre líneas producidas por el mismo ion, esto nos permite eliminar el efecto producido por la distribución de los grados de ionización. Por otro lado, las abundancias químicas se obtendrán, siempre, con el ión de algún elemento contra cualquier línea de hidrógeno (casi siempre $H\beta$), de esta forma se obtiene la abundancia con respecto a H^+ , que es la presentación mas abundante de H en estos objetos.

2.8.1. Temperatura

La temperatura depende del cociente de líneas emitidas por los niveles que tengan energías de excitación suficientemente distintas. Algunos elementos como [O III] y [N II] suelen ser los más usados. Considerando una nebulosa ópticamente delgada para las líneas prohibidas, el cociente podrá ser obtenido de los datos observados.

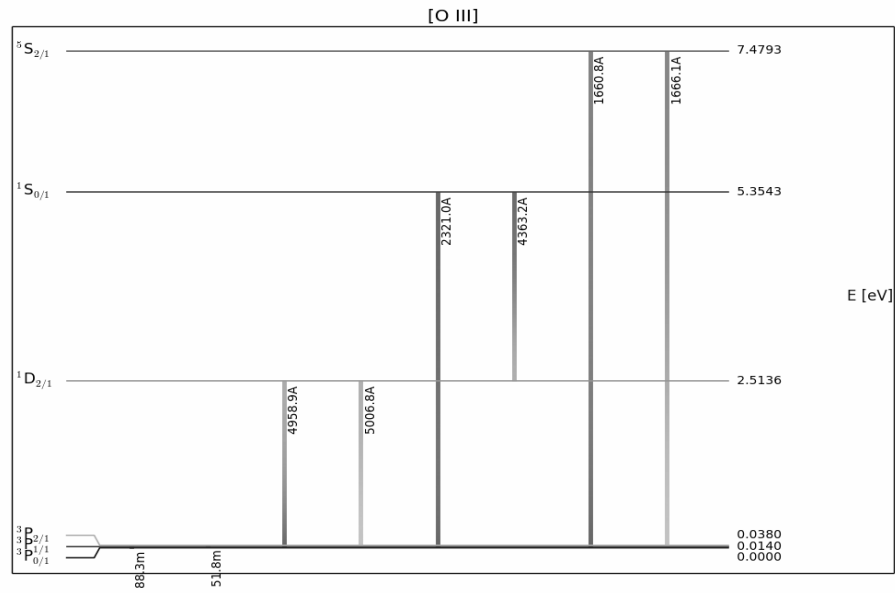


Figura 2.1: Diagrama para los niveles de energía inferiores de [O III], todos a la configuración base p^2 . Se pueden observar las transiciones más usadas en el visible como $\lambda\lambda 4363, 5007$ y 4959 .

Considerando el ion [O III], con emisiones intensas de $\lambda 4363$ del nivel 1S , y $\lambda 4959$ y $\lambda 5007$ del nivel 1D , al suponer límite de baja densidad, cada excitación al nivel 1D_2 resulta en la emisión de un fotón en $\lambda 4959$ ó en $\lambda 5007$, siendo la segunda más probable. La excitación al nivel 1S genera un fotón en $\lambda 4363$ ó en $\lambda 2321$. Considerando el límite de baja densidad, el cociente de líneas para [O III] se escribe de la forma:

$$\frac{j_{\lambda 4959} + j_{\lambda 5007}}{j_{\lambda 4363}} = \frac{\Omega_{3P,1D}}{\Omega_{3P,1S}} \left[\frac{A(^1S,^1D) + A(^1S,^3P)}{A(^1S,^1D)} \right] \frac{\bar{\nu}(^3P,^1D)}{\bar{\nu}(^1D,^1S)} e^{\Delta E/kT}, \quad (2.61)$$

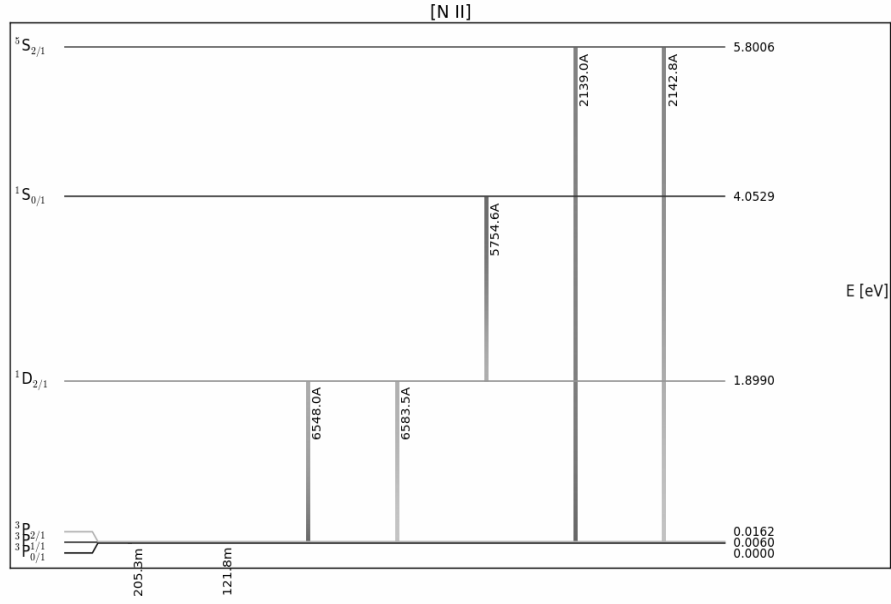


Figura 2.2: Diagrama para los niveles de energía inferiores de [N II], todos a la configuración base p^2 . En este se observan transiciones como $\lambda\lambda 5755$, 6583 y 6548 en el visible.

con

$$\bar{\nu}(^3P, ^1D) = \frac{A(^1D_2, ^3P_2)\nu(\lambda 5007) + A(^1D_2, ^3P_1)\nu(\lambda 4969)}{A(^1D_2, ^3P_2) + A(^1D_2, ^3P_1)}, \quad (2.62)$$

ΔE la diferencia de energía entre los niveles 1D_2 y 1S_0 , $\nu(^1D, ^1S)$ la frecuencia entre estos niveles y $\Omega_{x,y}$ la intensidad de colisión para que el ion pase del estado x a y . Esta ecuación es una buena aproximación hasta la densidad aproximada de $n_e \approx 10^5 \text{ cm}^{-3}$, pues a valores por encima de éste deben ser consideradas las desexcitaciones colisionales.

Para tener una estimación de la temperatura, deben ser considerados los valores para las variables de intensidad de colisión y probabilidad de transición. Sustituyendo los valores presentados en Lennon and Burke (1994), la ecuación 2.61, toma la forma:

$$\frac{j_{\lambda 4959} + j_{\lambda 5007}}{j_{\lambda 4363}} = \frac{7.90e^{3.29 \times 10^4/T}}{1 + 4.5 \times 10^{-4} n_e / T^{1/2}}. \quad (2.63)$$

Por lo que al suponer una densidad electrónica característica, se puede obtener la temperatura. De la misma

forma, se puede obtener una ecuación para los cocientes de líneas representativos de cada ión necesario, es decir, [N II], [S II], etc.

Asumiendo una temperatura constante, se puede tener un modelo simple como primera aproximación para la nebulosa. Considerando los modelos de fotoionización en Stasińska (1990), se tiene una relación que permite obtener una temperatura de baja ionización según el valor de la temperatura de alta ionización, esto para el oxígeno e iones de baja ionización:

$$T_{\text{OII}} = 2430 + T_{\text{OIII}}(1.031 - T_{\text{OIII}}/54350). \quad (2.64)$$

El comportamiento de la ecuación es evidentemente no lineal, lo que se puede apreciar mejor en la figura 2.3. Además se puede observar que para temperaturas bajas se espera que T_{OIII} sea menor que T_{OII} y lo contrario a altas temperaturas.

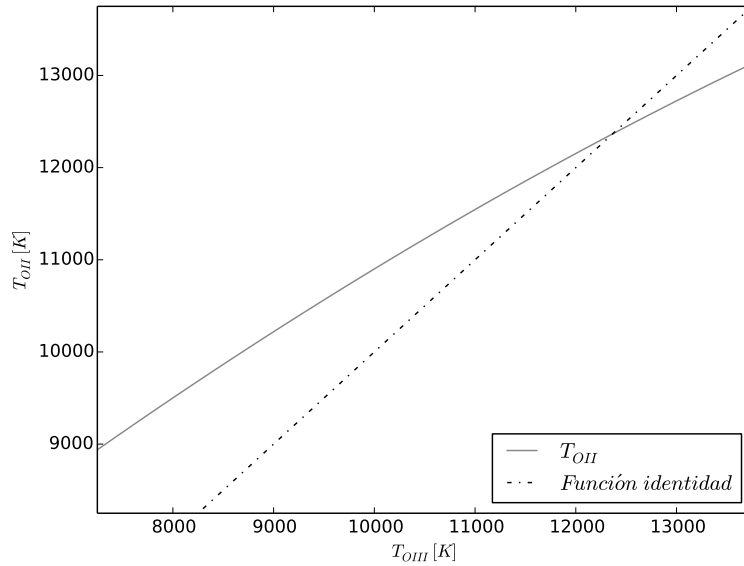


Figura 2.3: La línea continua representa los valores de la temperatura de [O II], dados los valores de la temperatura de alta ionización ([O III]). Se presenta una línea recta discontinua para evidenciar la no linealidad de la ecuación 2.64.

2.8.2. Densidad

La densidad promedio de una nebulosa puede ser medida con el proceso de desexcitación colisional. De la misma forma que la temperatura, se realiza comparando dos intensidades de líneas del mismo ión, esta vez emitidos de niveles con casi la misma energía, así, la tasa de excitación con respecto a los dos niveles dependerá sólo de la intensidad de colisión. En el límite de baja densidad ($n_e \rightarrow 0$), se emite un fotón por cada excitación colisional.

En el límite de baja densidad, el cociente de líneas es proporcional a la probabilidad de transición colisional de cada nivel, y este es proporcional al peso estadístico del nivel que las emite. Para el límite de alta densidad ($n_e \rightarrow \infty$) dominan las excitaciones y desexcitaciones colisionales, es decir, las colisiones con electrones establecen un equilibrio entre ambos estados excitados, así el cociente entre líneas es proporcional al peso estadístico y al cociente de probabilidades de desexcitación radiativas entre las líneas. Si se analiza la dependencia del cociente de un par de líneas con la densidad, y posteriormente realizando una comparación con el cociente observado, es posible determinar la abundancia de la nebulosa.

2.8.3. Abundancias iónicas

Asumiendo que la temperatura y densidad de la nebulosa es homogénea, se puede calcular las abundancias para cada ión a partir de los parámetros obtenidos en los dos apartados anteriores.

La intensidad observada de una línea emitida, I_l , tomada a lo largo de la línea de visión de la nebulosa, está dada por la integral

$$I_l = \int j_l ds = \int n_i n_e \epsilon_l(T) ds, \quad (2.65)$$

donde n_i es la densidad de ión responsable de la emisión, n_e es la densidad electrónica y ϵ_l es la emisividad de una línea a una temperatura T . Para todas las líneas de recombinación, $\epsilon_l(T) \propto T^{-m}$ con $m \approx 1$, mientras que para líneas colisionalmente excitadas $\epsilon_l(T) \propto T^{-1/2} \exp(-\chi/kT)$

Las líneas de recombinación se presentan como líneas del ión X^{+m-1} excitado, ayudandonos a obtener la abundancia del ión X^{+m} , por lo que para determinar la abundancia iónica, sólo necesitamos que la temperatura de la fuente sea suficiente para ionizar al elemento X^{+m} , y conocer el tamaño de la región de

dicho elemento. Suponiendo que el tamaño de ésta es comparable o igual al de la región H II, tenemos:

$$\frac{I_{X^{+m}}}{I_{H_n}} = \frac{\int n(X^{+m})n_e ds}{\int n(H^+)n_e ds} = \frac{n(X^{+m})}{n(H^+)}. \quad (2.66)$$

Ahora bien, haciendo uso de las líneas colisionalmente excitadas emitidas por elementos pesados, se pueden obtener las abundancias iónicas de éstos. En el límite de baja densidad, la intensidad de éstas, es:

$$\begin{aligned} I_\nu &= \frac{1}{4\pi} \int n_i n_e h\nu q_{1,2}(T) ds \\ &= \frac{1}{4\pi} \int n_i n_e h\nu \frac{8.63 \times 10^{-6} \Omega_{1,2}}{T^{-1/2} w_1} e^{-\chi/kT} ds. \end{aligned} \quad (2.67)$$

Comúnmente para obtener las abundancias iónicas se supone un esquema de dos temperaturas. En dicho esquema se presentan temperaturas de alta y baja ionización. Para este trabajo se usaron líneas de [O III] para alta ionización y [O II], [N II] y [S II] para baja ionización.

La abundancia total de un elemento será la suma de las abundancias iónicas de éste. En general, la mayoría de los estudios que se realizan sobre regiones H II utilizan métodos directos para determinar las abundancias en una nebulosa. Este método directo usa líneas colisionalmente excitadas y supone una temperatura homogénea, es decir, no agrega correcciones por el gradiente de temperatura. Por otro lado, cuando las abundancias son determinadas con el uso de líneas de recombinación existe una disidencia, pues éstas son mayores en un determinado factor. Ésto se conoce como el factor de discrepancia en abundancias (ADF). Ya que no cuento con determinación de abundancias obtenidas mediante líneas de recombinación de elementos pesados con buena calidad, no profundizaré en este problema.

Capítulo 3

Calibración de datos

3.1. Observaciones

Fueron obtenidos espectros de NGC 346 con el instrumento *Focal Reducer Low Dispersion Spectrograph 1* (FORS1) en el telescopio Melipal, del Gran Telescopio situado en cerro Paranal, dentro del desierto de Atacama, Chile (*Very Large Telescope*, VLT). Éste cuenta con un diámetro de 8.2 metros, siendo uno de los más grandes del mundo. El instrumento es un espectrógrafo de rendija larga que tiene un campo de visión de 6.8 minutos de arco.

Es importante mencionar que el espectrógrafo está diseñado, entre otras cosas, para espectroscopía de baja dispersión sobre un amplio rango del espectro electromagnético. Aunque se observan los dos primeros ordenes, teniendo el segundo orden mayor dispersión espectral, es más fácil y eficiente (en cuanto a número de fotones) usar una rejilla de difracción distinta y trabajar a primer orden [Kitchin, C R. (1995)]. Al hacer uso de distintas rejillas de difracción, y diferentes ángulos de incidencia, se pueden observar distintas partes del espectro electromagnético y, (dependiendo de la rejilla) se pueden observar con diferente poder dispersivo. Ahora bien, el uso de muchas configuraciones genera una contribución simultánea de más de un orden. De esta forma, para evitar tener fotones de dos ordenes distintos incidiendo sobre el mismo pixel, se usan filtros.

Se usaron tres configuraciones en el espectrógrafo. La primera, que abarca longitudes de onda situadas

en el azul, de 3450-5900Å, fue el grisma GRIS 600B+12, con una resolución efectiva de $\Delta\lambda \sim \lambda/1300$ y una dispersión de 1.18Å/pix. La siguiente configuración consideró el grisma 600R+14 con un filtro GG435 para longitudes de onda en el rojo, es decir, en el rango de 5350-7450Å, con una resolución efectiva de $\Delta\lambda \sim \lambda/1700$ y una dispersión de 1.05 Å/pix. Finalmente, se utilizó el grisma 300V con un filtro GG375 con rango en longitud de onda de 3850-8800Å y resolución efectiva de $\Delta\lambda \sim \lambda/700$ y una dispersión de 2.61Å/pix, considerado de baja dispersión.

3.2. Reducción de datos

Los datos obtenidos de las observaciones fueron reducidos con ayuda de IRAF¹. Debe hacerse una resta de bias, es decir, remover el efecto sobre la imagen de una contribución persistente debida a pequeñas imperfecciones en la construcción del CCD. Además del efecto anterior, frecuentemente se genera una señal térmica durante la exposición de la imagen, por lo que debe hacerse una resta de corriente oscura; para estas observaciones no fue necesario este último paso, ya que en exposiciones de una hora no había suficientes cuentas de electrones para ser considerado el efecto. Por último, existe un mayor conteo de electrones en algunas zonas del espectro relacionadas con la sensibilidad del instrumento, por lo que se hace necesario dividir la imagen entre un flat, en este caso sky flat, para remover las variaciones en la imagen dada la sensibilidad de los pixeles. Por otra parte, se hace una calibración para longitud de onda y flujo observado. Para lo primero, se utilizan lámparas de Neón, Helio o Argón, mientras que para el segundo se utilizan objetos estándar, los cuales tienen una distribución espectral de energía conocida. En el caso de estas observaciones se utilizaron las estrellas LTT 2415, LTT 7389, LTT 7987 y EG 21 (Hamuy et al. 1992, 1994), para realizar la calibración de flujo. Es importante mencionar que todas las correcciones antes mencionadas fueron realizadas por el Doctor Antonio Peimbert quién me explicó el procedimiento y la lógica detrás de ellas.

La imagen total obtenida para NGC346 fue dividida en 30 partes o ventanas, siendo sólo tres las estudiadas en el presente trabajo. Cada ventana está subdividida de acuerdo a los filtros utilizados, es decir, azul, rojo y baja dispersión. Los nueve espectros usados se presentan de la figura 3.1 a la figura 3.9.

¹*Image Reduction and Analysis Facility*, distribuido por el Observatorio Nacional de Astronomía Óptica, NOAO, por sus siglas en inglés, en Tucson, Arizona.

Los espectros obtenidos son analizados mediante IRAF, que cuenta con una rutina que presenta, gráficamente, la longitud de onda y el flujo observado. Dicha rutina se llama *plot*. Desplegando algún espectro correspondiente a una de las ventanas del objeto mediante dicha rutina, se estimó, a ojo, un continuo local. Esto permitió medir la intensidad de las líneas de emisión. El procedimiento se realizó en IRAF integrando cada emisión entre dos puntos, al inicio y al final de ésta, determinando el área bajo la curva. Los valores obtenidos se muestran en la tabla 3.1, específicamente en la cuarta, séptima y décima columna. En pocas ocasiones se encuentran líneas muy cercanas, a las que debe realizarse una medición diferente, esto es: se ajusta un perfil gaussiano a cada una de ellas escogiendo manualmente el máximo en longitud de onda establecida, obteniendo así, por separado, las intensidades correspondientes a cada una de ellas. Existen también líneas con diferencia entre longitudes de onda tan pequeña que no puede ajustarse dos perfiles gaussianos independientes. En estos casos se mide y se presenta la suma, como es el caso de $\lambda 3889$ [H+He].

Una vez medido el flujo para diferentes longitudes de onda, se identificaron las líneas de emisión con relación a los elementos químicos por medio de tres referencias; primero basándome en el artículo de Peimbert(2003) sobre 30 Doradus, que presenta mediciones e identificación para cerca de 400 líneas en una región H II; pero cuando las líneas no aparecían en esta lista, o para estar completamente seguro de eliminar correctamente los falsos positivos, usé también los espectos atómicos del *National Institute of Standards* ² y la lista de líneas atómicas presentada por Peter Van Hoof ³, las cuales contienen cientos de miles de líneas de cientos de iones. La determinación se presenta en la tabla 3.1, segunda columna.

3.3. Corrección de intensidades

La información que podemos obtener del objeto estudiado presenta defectos por diferentes factores debidos a los medios que recorre la luz y a como es detectada por el espectrógrafo. La atmósfera terrestre es el primer elemento que altera la información obtenida. El movimiento de las masas

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

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

Tabla 3.1: Intensidades de línea para las regiones 19, 20 y 24

λ (Å)	Ion	$f(\lambda)$	Ventana 19			Ventana 20			Ventana 24		
			$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	%err $I(\lambda)$	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	%err $I(\lambda)$	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	%err $I(\lambda)$
3614	He I	0.271	0.259	0.269	30
3669	H I	1.032	0.999	15
3672	H I	0.419	0.406	20
3680	H 21	0.268	0.193	0.201	30	0.662	0.691	20
3683	H 20	0.267	0.393	0.561	20	0.854	1.222	15	0.188	0.359	30
3687	H 19	0.266	0.208	0.407	30	0.755	1.206	15	0.259	0.472	20
3692	H 18	0.265	0.509	0.775	20	1.180	1.774	12	0.342	0.616	20
3698	H 17	0.264	0.943	1.280	15	1.019	1.733	12	1.062	1.404	12
3704	H 16	0.262	1.232	1.653	12	1.378	2.276	10	1.459	1.882	10
3712	H 15	0.26	1.326	1.842	12	1.557	2.674	10	1.303	1.819	10
3723	H I	0.257	1.824	1.887	12	1.773	1.842	10	1.782	1.799	8
3726	[O II]	0.256	50.173	51.912	3	32.198	33.452	3	19.459	19.641	3
3729	[O II]	0.255	73.184	75.702	3	46.766	48.574	3	27.754	28.010	3
3734	H 13	0.254	1.934	2.611	10	1.299	2.893	12	1.888	2.695	8
3750	H 12	0.25	1.901	2.809	10	1.499	3.393	10	2.202	3.094	8
3771	H 11	0.245	2.755	3.894	10	1.925	4.348	10	2.765	3.922	8
3798	[S III]+H 10	0.238	3.476	3.581	10	2.334	2.413	8	3.761	3.787	6
3820	He I	0.233	0.694	0.714	15	0.610	0.614	15
3836	H 9	0.229	5.476	7.267	6	2.871	6.464	8	5.439	7.230	5
3869	[Ne III]	0.222	31.362	32.196	3	34.956	35.978	3	41.074	41.264	3
3889	H I + He I	0.218	17.249	17.691	4	13.441	13.819	4	17.287	17.357	3
3969	H I + Ne III + He I	0.201	24.131	24.653	4	18.677	19.112	4	26.538	26.584	3
4009	He I	0.193	0.371	0.371	20
4027	He I	0.19	1.494	1.731	12	1.374	1.577	10
4069	[S II]	0.182	1.133	1.153	12	0.727	0.740	15	0.639	0.639	15
4077	[S II]	0.181	0.275	0.280	30
4102	H δ	0.176	24.282	26.508	3	21.126	25.646	4	24.135	26.091	3
4112	O II	0.174	2.081	2.114	10
4341	H γ	0.128	45.891	47.672	3	44.513	47.776	3	45.490	46.903	3
4363	[O III]	0.122	5.221	5.237	8	5.640	5.646	6	7.785	7.714	5
4389	He I	0.116	0.339	0.480	20	0.371	0.511	20

Tabla 3.1: continúa

λ (Å)	Ion	$f(\lambda)$	Ventana 19			Ventana 20			Ventana 24		
			$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	%err $I(\lambda)$	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	%err $I(\lambda)$	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	%err $I(\lambda)$
4391	Ne II	0.115	0.596	0.597	20
4401	[Fe II] + Ne I	0.112	0.186	0.186	30
4435	S II	0.103	0.063	0.062	50
4472	He I	0.094	3.677	3.954	8	2.243	2.786	10	3.701	3.948	6
4563	Mg I]	0.070	0.078	0.077	50	0.131	0.129	30
4607	[Fe III]	0.059	0.187	0.184	30
4638	O II	0.051	0.120	0.118	30
4659	[Fe III]	0.047	0.621	0.609	15
4712	[Ar IV]+He I	0.034	0.298	0.291	30	1.736	1.699	8
4740	[Ar IV]	0.028	0.539	0.526	20	0.910	0.890	12
4770	[Fe III]	0.021	0.192	0.187	30
4777	[Fe III]	0.020	0.303	0.296	20
4861	H β	0	100.000	98.800	2	100.000	98.800	2	100.000	98.900	2
4881	[Fe III]	-0.004	0.139	0.135	30
4922	He I	-0.013	1.038	1.149	15	0.532	0.740	20	0.915	1.054	12
4959	[O III]	-0.021	146.324	142.039	2	172.820	166.320	2	199.942	194.236	2
4987	[Fe III]	-0.027	0.251	0.244	30	0.793	0.770	12
5007	[O III]	-0.032	430.234	416.580	2	517.805	496.819	2	607.789	589.547	2
5016	He I	-0.034	1.516	1.694	10
5196	[N I]	-0.057	1.257	1.210	12	1.291	1.230	12	2.361	2.283	8
5271	[Fe III]	-0.089	0.342	0.329	20
5327	Ne I	-0.091	0.175	0.167	30	0.369	0.355	20
5518	[Cl III]	-0.14	0.329	0.311	20	0.295	0.275	30	0.278	0.266	20
5538	[Cl III]	-0.144	0.243	0.230	30	0.133	0.124	40	0.279	0.266	20
5574	Ni IV	-0.152	40.986	38.606	3	42.878	39.800	3	89.561	85.450	2
5585	Cu II	-0.154	0.184	0.171	30	0.176	0.168	30
5698	Al III	-0.179	0.097	0.089	40
5756	[N II]	-0.191	0.210	0.196	30	0.280	0.257	30
5865	...	-0.214	0.245	0.227	30	0.531	0.502	15
5876	He I	-0.216	11.665	10.954	5	11.358	10.499	5	11.071	10.649	4
5886	V I	-0.218	2.110	1.990	10	2.107	1.920	10	4.622	4.369	6
5893	S II	-0.219	1.222	1.151	12	1.297	1.182	12	2.579	2.438	7

Tabla 3.1: continúa

λ (Å)	Ion	$f(\lambda)$	Ventana 19			Ventana 20			Ventana 24		
			$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	%err $I(\lambda)$	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	%err $I(\lambda)$	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	%err $I(\lambda)$
5912	...	-0.222	0.149	0.140	40	0.239	0.218	30	0.289	0.273	20
5929	N II	-0.225	0.210	0.197	30	0.144	0.131	40	0.314	0.297	20
5950	...	-0.228	0.148	0.139	40	0.127	0.115	40	0.307	0.290	20
6153	C II	-0.261	0.263	0.243	30	0.107	0.096	40	0.483	0.454	15
6232	P I	-0.273	0.442	0.406	20	0.202	0.182	30	0.770	0.722	12
6254	Ti II	-0.277	0.442	0.406	20	0.266	0.238	30	0.670	0.628	15
6262	Cu III	-0.278	0.167	0.153	30	0.208	0.195	30
6284	Ne II	-0.281	0.279	0.256	30	0.404	0.362	20	0.599	0.561	15
6312	[S III]	-0.286	1.802	1.646	10	1.930	1.727	10	1.275	1.194	10
6319	...	-0.287	0.173	0.155	30	0.258	0.242	20
6326	Fe III	-0.288	0.316	0.308	30	0.294	0.263	30	0.557	0.522	15
6346	S II	-0.291	0.126	0.122	40	0.152	0.142	30
6353	...	-0.292	0.196	0.189	30	0.180	0.160	30	0.322	0.301	20
6364	[O I]	-0.294	0.164	0.146	30	0.251	0.235	20
6383	Ni III	-0.297	0.123	0.118	40	0.061	0.054	50	0.191	0.178	30
6462	C II	-0.308	0.265	0.236	30	0.371	0.346	20
6495	...	-0.312	0.290	0.268	30	0.432	0.384	20	0.706	0.659	15
6530	...	-0.317	0.351	0.320	20	0.335	0.297	20	0.497	0.464	15
6548	[N II]	-0.320	3.180	2.882	8	1.727	1.530	10	1.520	1.417	10
6563	H α	-0.322	314.222	285.393	2	322.092	285.843	2	307.077	287.248	2
6574	...	-0.323	0.199	0.180	30	0.268	0.237	30	0.471	0.439	15
6584	[N II]	-0.324	8.295	7.509	5	4.537	4.016	6	2.690	2.506	8
6600	...	-0.326	0.155	0.140	40	0.215	0.200	20
6678	He I	-0.337	3.298	3.037	8	3.323	2.980	8	3.178	3.041	6
6717	[S II]	-0.342	15.046	13.565	4	8.194	7.216	5	7.595	7.059	5
6731	[S II]	-0.343	11.192	10.088	5	5.918	5.210	6	5.561	5.167	5
6825	O II	-0.354	0.562	0.493	20	1.283	1.190	10
6829	Ni I	-0.355	1.345	1.209	12	0.380	0.333	20	0.892	0.827	12
6838	Ni III	-0.356	0.149	0.134	40	0.208	0.183	30	0.296	0.275	20
6860	O II	-0.358	0.873	0.784	15	0.882	0.774	15	1.856	1.721	8
6878	Si I	-0.361	0.231	0.208	30	0.480	0.420	20	0.295	0.274	20
6908	Cr II	-0.364	0.228	0.204	30	0.307	0.269	20	0.538	0.499	15

Tabla 3.1: continúa

λ (Å)	Ion	$f(\lambda)$	Ventana 19			Ventana 20			Ventana 24		
			$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	%err $I(\lambda)$	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	%err $I(\lambda)$	$F(\lambda)^a$	$I(\lambda)^b$	%err $I(\lambda)$
6919	Fe III	-0.366	0.501	0.449	20	0.544	0.476	20	0.916	0.848	12
6936	He I	-0.368	0.283	0.254	30	0.333	0.292	20	0.629	0.582	15
6945	Ne II	-0.369	0.503	0.450	20	0.572	0.500	20	1.133	1.049	10
6966	Cr II	-0.371	0.107	0.095	40	0.293	0.271	20
6975	[N II]	-0.372	0.249	0.223	30	0.266	0.233	30	0.667	0.617	15
6999	...	-0.375	0.193	0.173	30	0.207	0.180	30	0.264	0.244	20
7008	Ne I	-0.376	0.201	0.180	30	0.146	0.127	40	0.337	0.312	20
7045	Ar II	-0.381	0.187	0.167	30	0.192	0.167	30	0.495	0.457	15
7065	He I	-0.383	2.327	2.078	10	2.355	2.051	10	2.335	2.158	8
7136	[Ar III]	-0.391	8.240	7.346	5	8.458	7.349	5	7.085	6.540	5
7156	[Fe II]	-0.393	0.054	0.047	50
7320	[O II]	-0.410	1.452	1.255	10	0.792	0.729	12
7325	Fe III	-0.410	3650.174	3560.473	2	0.526	0.454	20	1.389	1.279	10
7330	[O II]	-0.411	1.097	0.948	12	0.657	0.605	15

^a ergs s⁻¹ cm⁻²^b ergs s⁻¹ cm⁻²

de aire y el vapor de agua absorbiendo energía proveniente del espacio es lo que hace necesaria la primera consideración. Este último se conoce como corrimiento gris y modifica la intensidad observada de las líneas de emisión de una manera homogénea sobre todas las longitudes de onda por una cantidad que cambia con el tiempo. Usando los espectros de baja dispersión se corregí las intensidades de los espectros azul y rojo, teniendo los de baja dispersión variaciones de unos cuantos por ciento.

La corrección se hace sobre las intensidades obtenidas en las regiones azul y roja con respecto a los obtenidos por baja dispersión, teniendo éstos ambas regiones del espectro y variaciones de unos cuantos por ciento, aún siendo observaciones dentro de la misma hora.

Convencionalmente los flujos absolutos, determinados por el procedimiento anterior, son presen-

tados con respecto a las líneas de hidrógeno, el elemento más abundante en la región, especialmente $H\beta$, una línea de recombinación intensa en el rango del espectro visible poco afectada por temperatura y densidad, situada en una región intermedia del espectro con un cociente de señal a ruido grande. Los valores absolutos de la intensidad de $H\beta$ se presentan en la tabla 3.2. La definición de EW se origina en las líneas de absorción, por lo que las líneas de emisión se representan con valores de EW negativos.

Tabla 3.2: Flujos absolutos de $H\beta$ en las tres ventanas usadas. La tercera columna muestra los anchos equivalentes en emisión.

Ventana	$F(H\beta)[\text{erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{\AA}^{-1}]$	$EW(H\beta)$
19	2.25×10^{-14}	-162.9
20	2.54×10^{-14}	-44.51
24	6.62×10^{-14}	-158.9

El siguiente fenómeno que presenta anomalías en el espectro y por el cual debe hacerse una corrección es la absorción subyacente, esto es, el continuo de radiación tiene una fuerte contribución de las estrellas presentes en la línea de visión, tanto las que están ionizando, como estrellas más frías presentes en la misma región del espacio; esta contribución es adicional a la del continuo de dos fotones, de recombinación y de frenado. Al analizar espectros provenientes de las estrellas, se observan líneas de absorción de hidrógeno y helio, esto se sobrepone al espectro de radiación y afecta tanto a los flujos observados como al ancho de las líneas de recombinación del gas y al ancho equivalente de éstas. Otro factor para la corrección de intensidades se presenta al considerar el polvo inherente al MI, este fenómeno es llamado extinción y se presenta por la dispersión y absorción de la luz proveniente de las estrellas por medio del polvo. La extinción se presenta como una función dependiente de la longitud de onda. El efecto más relevante en dicha dependencia es que los fotones de mayor longitud de onda (rojos o IR) tienen más facilidad para ignorar a los pequeños granos

de polvo, pero los fotones de menor longitud de onda (azules o UV), tienen más problemas para hacer esto; la forma exacta de dicha función depende de los diferentes tamaños de los granos de polvo y de la composición del polvo interestelar. Para realizar esta última corrección he adoptado la presentada en Cardelli et al (1989). La extinción como función de la longitud de onda se escribe:

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

donde $f(\lambda)$ es tal que $f(\lambda_{\text{H}\beta}) = 0$, mientras que $C(\text{H}\beta)$ es la extinción logarítmica de $\text{H}\beta$.

Renormalizando $\text{H}\beta$ (a un valor cercano a 100, explicado más adelante), la ecuación para corregir las intensidades queda de la forma:

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

Para obtener los valores de $EW_{abs}(\lambda)$ use la relación:

$$EW_{abs}(\lambda) = EW_{abs}(\text{H}\beta) \cdot g(\lambda), \quad (3.3)$$

donde los parámetros $f(\lambda)$ corresponde a la función de extinción y $g(\lambda)$ es el cociente entre el ancho equivalente para la línea de Balmer o de helio seleccionada y el ancho equivalente de $\text{H}\beta$. entonces, estos parametros fueron tomados sólo para las líneas de hidrógeno de la serie de Balmer y las líneas de helio, es decir, se utilizarón estas líneas para realizar la corrección, pero se aplicó sobre todas las intensidades observadas. Dichos parámetros fueron tomados de Peña Guerrero et al. (2012). La función de extinción se presenta en la tabla 3.1, mientras que la función inicial $g(\lambda)$ se puede ver en la tabla 3.3. Por otra parte, $F(\lambda)$ representa el flujo observado, mientras que $I(\lambda)$ es la intensidad corregida para cada longitud de onda observada, tanto el flujo como la intensidad se encuentran en la tabla 3.1. Los flujos y anchos equivalentes de $\text{H}\beta$ se localizan en la tabla 3.2.

Por último, los tres grados de libertad $C(\text{H}\beta)$, $EW_{abs}(\text{H}\beta)$ y $I(\text{H}\beta)$, fueron ajustados de manera acoplada. Se adecuaron a sus valores óptimos, para ello fueron utilizadas intensidades teóricas de

Tabla 3.3: Parámetro $g(\lambda)$, empleado para la corrección subyacente en los flujos observados y que corresponde al ancho equivalente absoluto.

Hidrógeno		Helio	
Línea	$\frac{EW_{abs}(\lambda)}{EW_{abs}(H\beta)}$	Línea	$\frac{EW_{abs}(\lambda)}{EW_{abs}(H\beta)}$
H α	0.90	3820	0.108
H γ	1.05	4026	0.100
H δ	1.08	4388	0.084
H7	0.99	4471	0.179
H8	0.93	4922	0.107
H9	0.78	4009	0.100
H10	0.67	5016	0.114
H11	0.54	5048	0.115
H12	0.42	5876	0.138
H13	0.35	6678	0.082
H14	0.30	7281	0.032
H15	0.25		
H16	0.20		
H17	0.16		
H18	0.13		
H19	0.10		
H20	0.08		
H21	0.06		
H22	0.05		

las líneas de hidrógeno, obtenidas de Brocklehurst (1971), tomando una densidad de $10^2 cm^{-3}$ y una temperatura de $10^4 K$. Se estableció un parámetro de normalización para la intensidad de cada línea con respecto al valor de las líneas de la serie de Balmer (de H3 a H12, saltándome H7 y H8, pues están contaminadas, además líneas con longitudes mayores dentro de esta serie son muy débiles), por lo que al no ser normalizadas con respecto a H β , la intensidad de ésta no tiene un valor absoluto de 100.

El criterio para valorar nuestros ajustes a los parámetros desconocidos se presentó por medio de

la distribución estadística χ^2 , que viene dada por la siguiente ecuación:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{I_{obs}(\lambda) - I_{teo}(\lambda)}{I_{teo}(\lambda)} \cdot \frac{1}{\%err(I(\lambda))/100} \right)^2, \quad (3.4)$$

donde $I_{obs}(\lambda)$ representa la intensidad de las líneas corregida por extinción y absorción subyacente, mientras que $I_{teo}(\lambda)$ denota la intensidad obtenida de la literatura, por otra parte $\%err[I(\lambda)]$ refiere al error porcentual de la intensidad observada, y se encuentra desplegada en la tabla 3.1.

El mejor ajuste se dió al minimizar el valor de χ^2 y los valores finales se encuentran escritos en la tabla 3.4. Las intensidades finales y sus errores se presentan en la tabla 3.1, segunda y tercera columna de cada ventana, respectivamente.

Tabla 3.4: Grados de libertad para la corrección de intensidades por extinción, absorción subyacente y normalización con la contribución de la líneas de hidrógeno de la serie de Balmer y las líneas de helio.

Ventana	$I(\text{H}\beta)$	$EW_{abs}(\text{H}\beta)$	$C(\text{H}\beta)$	χ^2
19	98.8	2.1	0.1	2.37
20	98.8	0.92	0.12	5.19
24	98.9	2.4	0.06	0.85

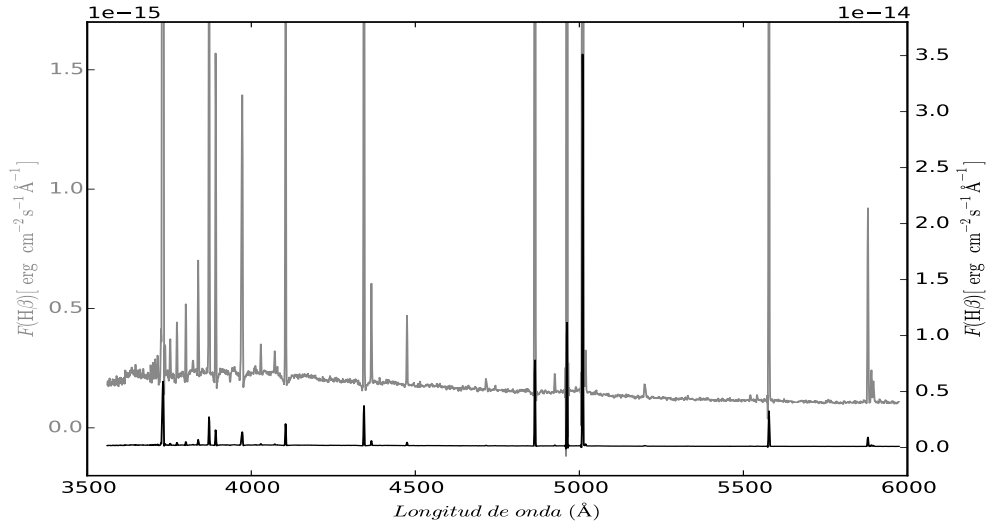


Figura 3.1: Espectro correspondiente a la ventana 19 y al filtro azul. El espectro color negro representa la ventana completa, mostrando las líneas de mayor intensidad, tales como $\lambda 5007$ y $H\beta$. El espectro gris muestra una ampliación del anterior, permitiendo observar líneas de menor intensidad, por ejemplo $\lambda 4363$, utilizada para obtener la temperatura.

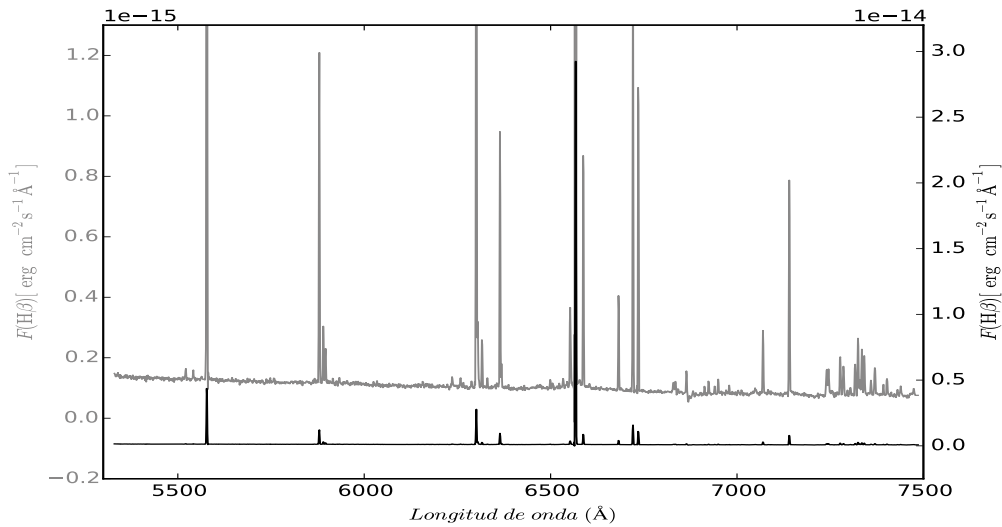


Figura 3.2: Espectro correspondiente a la ventana 19 y al filtro rojo. El espectro negro permite ver las intensidades de líneas muy intensas como $H\alpha$, mientras que el espectro en gris es una ampliación que permite ver líneas más débiles como $\lambda 5517$, una línea de cloro utilizada para la determinación de densidad.

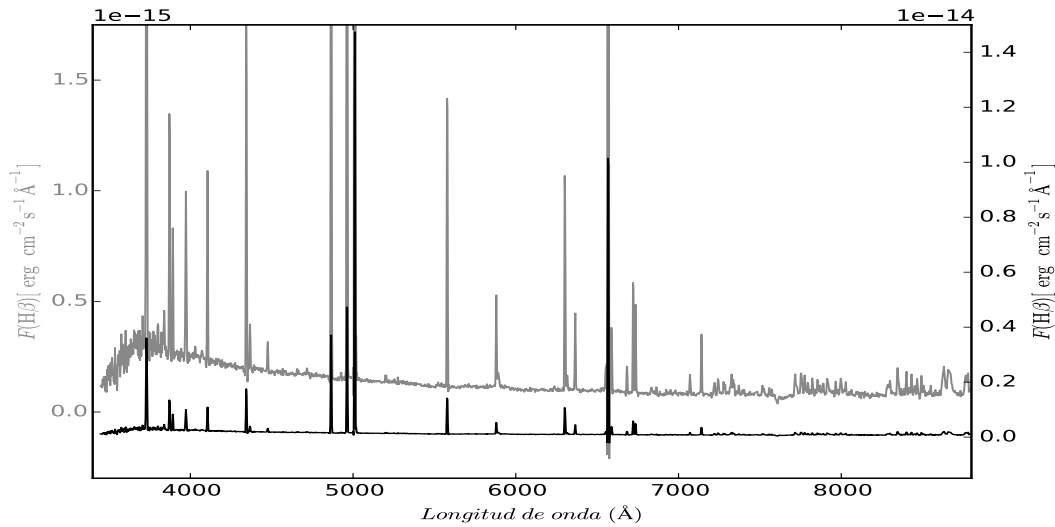


Figura 3.3: Espectro correspondiente a la ventana 19, baja dispersión. El espectro en negro permite visualizar las líneas más intensas como $\lambda 5007$, $H\alpha$ y $\lambda 4959$, mientras que el espectro en gris permite ver las intensidades más débiles, tal es el caso de las líneas de Balmer, o $\lambda 6716$ y $\lambda 6731$, ambas líneas de azufre e indicadores de temperatura.

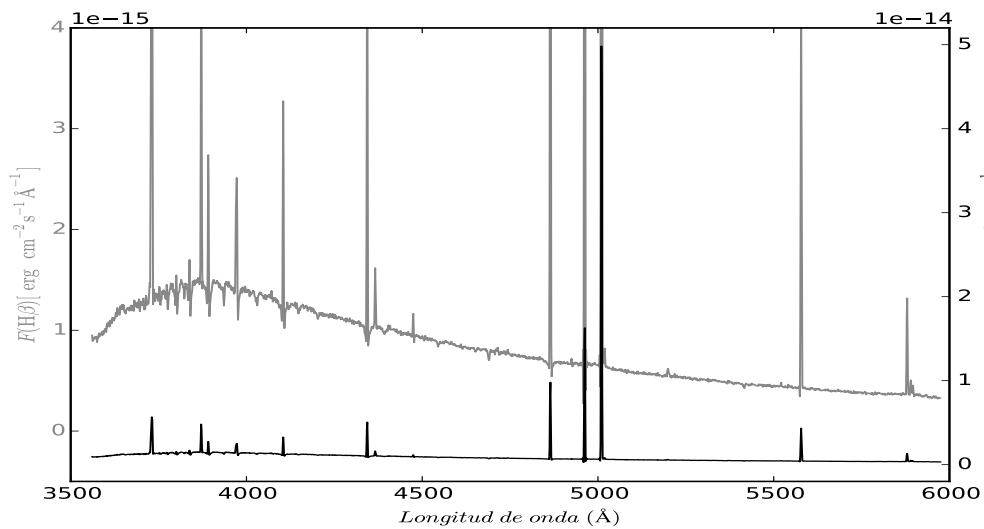


Figura 3.4: Como la figura 3.1, pero para la ventana 20.

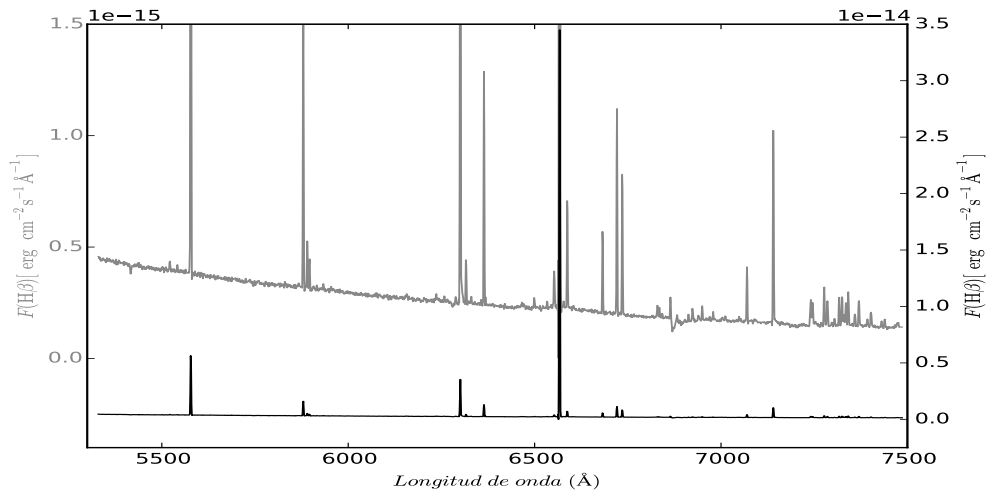


Figura 3.5: Como la figura 3.2, pero para la ventana 20.

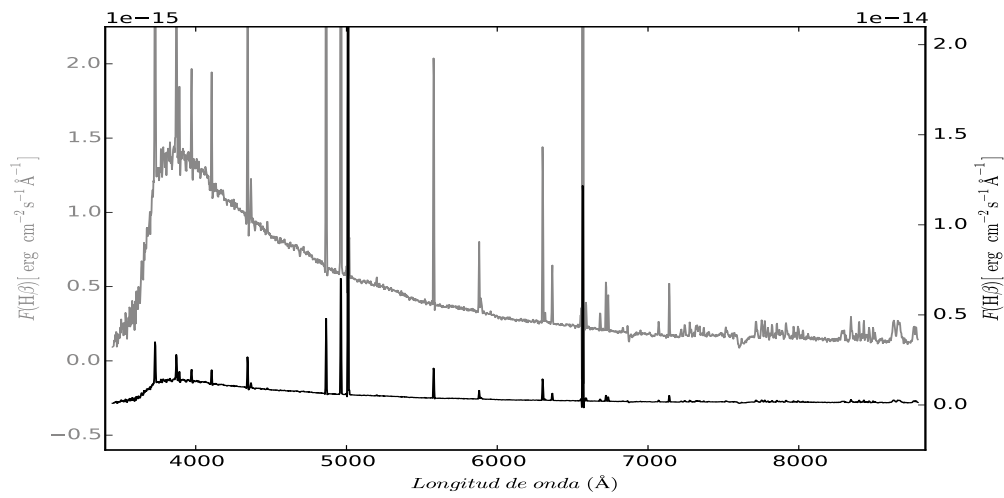


Figura 3.6: Igual que la figura 3.3, pero correspondiente a la ventana 20.

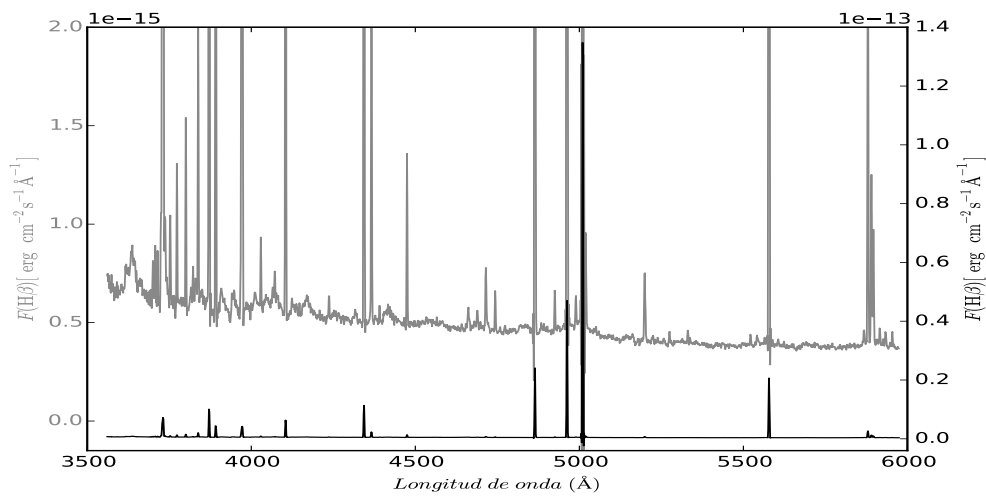


Figura 3.7: Misma descripción que la figura 3.1, para el espectro de la ventana 24.

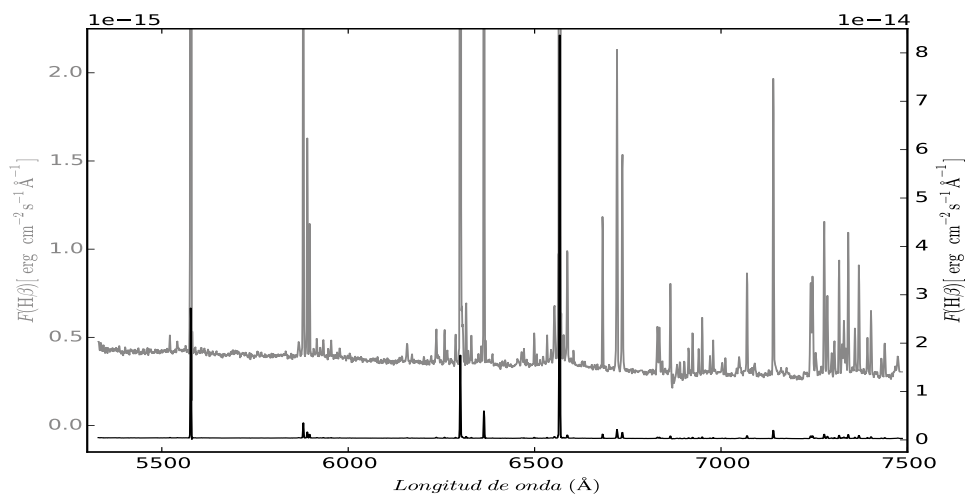


Figura 3.8: La descripción corresponde a la figura 3.2, para la ventana 24, filtro rojo.

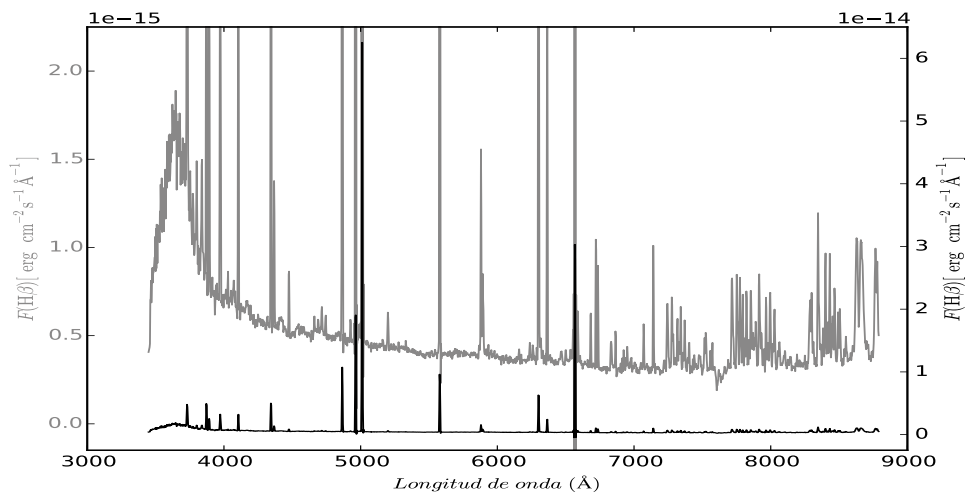


Figura 3.9: Descripción equivalente a la figura 3.3, pero correspondiente a la ventana 24.

Capítulo 4

Abundancias químicas

El desarrollo del principal objetivo que impulsa este trabajo requiere el cálculo de los parámetros físicos de NGC 346, para así obtener de manera directa las abundancias iónicas y totales de la misma. En esta rama de la astrofísica, el modelo utilizado para derivar dichos parámetros, normalmente no considera un gradiente de temperatura ni densidad sobre la nebulosa, sino sólo por zonas. Para estudiar los gradientes en la temperatura y densidad con una estructura de ionización establecida, deben considerarse procedimientos más sofisticados.

4.1. Temperaturas y densidades

Habiendo corregido las intensidades, mostradas en la tabla 3.1, el siguiente paso fue obtener la temperatura y densidad de cada ventana en la región. Como ya se vio en el Capítulo 2, esto se hace mediante el uso de cocientes de intensidades correspondiente a líneas tradicionalmente usadas.

En una región H II, los elementos químicos se encuentran distribuidos según su grado de ionización, en NGC 346 consideré los iones de [O III], [Cl III] y [Ar IV] como elementos con alto grado de ionización, mientras que [N II], [O II] y [S II] delimitaron los parámetros para baja ionización. Para obtener

la temperatura de baja ionización se utilizaron los cocientes de [O II] $\lambda 3727/\lambda 7325$, [S II] $\lambda 4072/\lambda 6725$, y [N II] $\lambda(6548 + 6584)/\lambda 5755$. Por otra parte para la temperatura de alta ionización se empleó el cociente de intensidades correspondientes a [O III] $\lambda(4959 + 5007)/\lambda 4363$. La temperatura de [O III] es más fácil de obtener dado los pequeños errores (debajo del 10%), mientras que la temperatura de [O II] depende del cociente de líneas muy débiles que pueden estar contaminadas por líneas telúricas, además una diferencias grande en las longitudes de onda empleadas para esta temperatura convierte un error pequeño de $C(H\beta)$ en uno de mayor importancia en la temperatura. Ahora bien, otra posibilidad es usar la ecuación 2.64 que nos relaciona estadísticamente la temperatura de [O III] con la de [O II]; la ventaja es que relaciona directamente $T(O III)$, con poca incertidumbre y pocos errores, con $T(O II)$; la desventaja es que se encuentra delimitada por modelos simples, cuando la realidad puede ser más compleja. Por lo anterior la temperatura de baja ionización fue obtenida con la temperatura de [O II] calculada mediante la ecuación 2.64, y después promediada con la temperatura de [O II], sacada del cociente de líneas $\lambda(3726 + 3729)/(7320 + 7330)$ para la ventana 20 y 24, mientras que para la ventana 20 se empleo la obtenida para [N II], pues no logré medir la intensidad de las líneas que corresponden a [O II].

La densidad de partículas se puede obtener mediante los cocientes de intensidades siguientes: [Cl III] $\lambda(5517)/(5537)$, [S II] $\lambda(6716)/(6731)$ y [O II] $\lambda(3726)/(3729)$. La incertidumbre de [Cl III] está por arriba del 25%, lo que no resulta conveniente al momento de obtener las abundancias, por lo que consideré una densidad para alta y baja ionización estimada con los cocientes de azufre y oxígeno. Desafortunadamente ambas densidades representan las partes del gas con baja ionización; de cualquier modo esto no perjudica mis datos ya que, para ningún ion observado en la zona de alta ionización, la determinación de abundancias sólo se ve afectada por densidades mayores a 20000 partículas/ cm^{-3} . Tanto las densidades como temperaturas adoptadas se muestran en la tabla 4.1. Éstas fueron obtenidas mediante un proceso iterativo usando la rutina *temden* de IRAF (versión 2.16), donde la tarea deriva un valor de la temperatura electrónica dada una densidad electrónica, o una densidad electrónica dando una temperatura. Esto lo hace resolviendo las ecuaciones para un átomo de cinco niveles, es decir, un modelo que busca la distribución de las poblaciones entre los cinco niveles de menor energía de los iones con 6, 7, 8, 14, 15 o 16 electrones. Se dió una densidad inicial de 10^2 partículas/ cm^{-3} , típico para regiones H II. Se repitió la rutina hasta converger a los valores finales. Dicha rutina utiliza las referencias de IRAF para datos atómicos. Estas se pueden consultar en la

librería *stdas* (versión 3.17), mediante la rutina *at_data*. La tabla 4.2, muestra los datos atómicos que utiliza IRAF.

Tabla 4.1: Temperatura (T_e) y densidad de partículas (n_e) para las tres ventanas utilizadas en NGC 346. Las temperaturas presentadas son de alta y baja ionización, mientras que la densidad adoptada fue la misma para ambos grados de ionización.

Ventana	Temperatura [K]				Densidad [cm^{-3}]
	Alta ionización	Baja ionización			
	O III	O II _{obs} / N II _{obs}	O II _{mod}	O II _{prom}	
19	12635±308	13386 ⁺³⁴²¹ ₋₁₇₂₁	12519±174	12953 ⁺¹⁰⁰⁰ ₋₁₆₀₈	45±20
20	12186±268	12336±733	12262±156	12299 ⁺¹⁰⁰⁰ ₋₁₃₆₇	40±20
24	12873±219	12689±867	12653±122	12671±1004	45±20

La diferencia de temperatura de alta y baja ionización para una misma ventana, como se puede apreciar en la tabla 4.1, se debe principalmente a mi medición de la intensidad en las líneas. Se puede ver como coinciden según su barra de error en la gráfica 4.1.

4.2. Abundancias iónicas

Las abundancias iónicas se obtienen a partir de la intensidad observada de su línea de emisión y de la emisividad, que representa la emisión por unidad de volumen ($\epsilon = 4\pi j$), que es una función que cambia exponencialmente con la temperatura y linealmente con la densidad en el caso de las líneas colisionalmente excitadas. Dicha emisividad fue calculada con la tarea *ionic* de IRAF (versión 2.16). Esta rutina calcula las poblaciones en los diferentes niveles energéticos, las densidades críticas y las emisividades de línea para una nebulosa dada una temperatura y una densidad. Para lo anterior, *ionic* utiliza la aproximación de N-niveles atómicos. De la misma forma, esta rutina utiliza la base de datos atómicos de IRAF.

Convencionalmente se presentan las abundancias iónicas con respecto a H^+ . Para obtener la abundancia

Tabla 4.2: Datos atómicos utilizados en las rutinas de IRAF: *ionic* y *temden*.

Ion	Probabilidades de transición	Fuerzas colisionales
N ⁺	[Wiese et al.(1996)], [Galavis et al.(1997)]	[Tayal(2011)]
O ⁺	[Wiese et al.(1996)], [Pradhan et al.(2006)]	[Tayal(2007)]
O ²⁺	[Wiese et al.(1996)]	[Aggarwal & Keenan(1999)]
Ne ⁺	[Badnell et al. (2006)]	[Galavis et al.(1995)]
S ⁺	[Mendoza & Zeippen(1982)]	[Tayal & Zatsarinny(2010)]
Cl ²⁺	[Mendoza(1983)]	[Butler & Zeippen(1989)]
Ar ²⁺	[Mendoza(1983)]	[Galavis et al.(1995)]
Ar ³⁺	[Mendoza(1983)]	[Zeippen et al. (1987)]

iónica de un elemento X^{+m} , siendo el grado de ionización m , se utiliza la siguiente ecuación:

$$\frac{n(X^{+m})}{n(\text{H}^+)} = \frac{I(\lambda)}{I(\text{H}\beta)} \frac{\epsilon(\text{H}\beta)}{\epsilon(\lambda)}. \quad (4.1)$$

Para varias líneas;

$$\frac{n(X^{+m})}{n(\text{H}^+)} = \frac{\sum_i I(\lambda_i)}{I(\text{H}\beta)} \frac{\epsilon(\text{H}\beta)}{\sum_i \epsilon(\lambda_i)}, \quad (4.2)$$

donde las intensidades utilizadas son las descritas en la tabla 3.1. Las emisividades, tanto $\epsilon(\lambda_i)$ como $\epsilon(\text{H}\beta)$, son arrojadas directamente por *ionic*. Las abundancias de alta y baja ionización se presentan en la tabla 4.3. La manera estándar de presentar las abundancias es $\log[X/n(\text{H}^+)] + 12$, como se ve en la tabla antes mencionada.

Para obtener la abundancia de helio, se ejecutó el código de fortran HELIO14, una evolución del programa presentado en Peimbert et al. (2012) para agregar la nueva física atómica del helio [Porter, R., Ferland, G., Storey, P. y Detisch M. (2013)]. Los parámetros de entrada son las intensidades de líneas de recombinación de helio, mostradas en la tabla 3.1, la temperatura de O⁺ y O⁺⁺, y la densidades electrónicas de la tabla 4.1. Las abundancias obtenidas se presentan en la tabla 4.3.

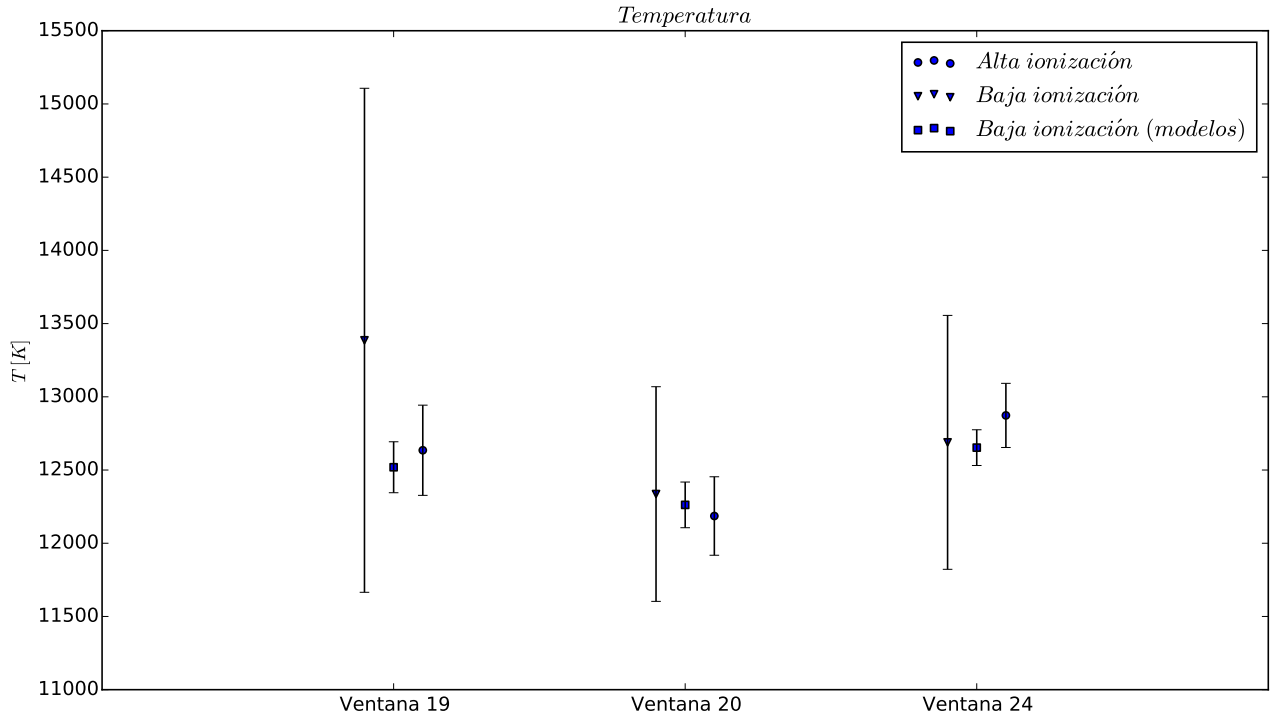


Figura 4.1: Comparación de las temperaturas de alta y baja ionización para las tres ventanas usadas. Se puede notar que la temperatura de baja ionización determinada por los modelos está dentro de las barras de error de la temperatura de baja ionización determinada directamente.

4.3. Abundancias totales

La abundancia total de un elemento particular se obtiene sumando las abundancias iónicas de todos sus iones presentes en la nebulosa. Dado lo anterior, no todos los iones son observados. Algunos iones no producen líneas colisionalmente excitadas, algunos producen líneas en diferentes rangos espectrales, las líneas que producen otros, pueden ser muy débiles o estar contaminadas por alguna otra característica del espectro observado. Se hace necesario considerar la contribución que tienen los iones que no pueden ser observados mediante un factor de corrección de ionización (ICF). Inicialmente estos factores de corrección consideraban

Tabla 4.3: Abundancias iónicas correspondientes a los elementos de baja y alta ionización. Se presentan en unidades de $\log[X/n(\text{H}^+)] + 12$.

IÓN	Abundancia		
	Ventana 19	Ventana 20	Ventana 24
He ⁺	10.898±0.014	10.867±0.015	10.897±0.012
N ⁺	5.92±0.10	5.71±0.10	5.52±0.08
O ⁺	7.24±0.16	7.13±0.16	6.85±0.09
O ⁺⁺	7.85±0.03	7.98±0.03	7.98±0.02
Ne ⁺⁺	7.14±0.04	7.25±0.03	7.22±0.03
S ⁺⁺	6.21±0.04	6.29±0.04	6.05±0.03
Ar ⁺⁺	5.62±0.02	5.65±0.02	5.55±0.02
Ar ³⁺		4.82±0.02	4.99±0.02
Cl ⁺⁺	4.25±0.06	4.15±0.03	4.22±0.02
S ⁺	5.47±0.10	5.25±0.09	5.21±0.08

potenciales de ionización similares, pero un estudio más cuidadoso debe considerar que la estructura de ionización no depende sólo de estos potenciales. Dada la distribución química de la región inmersa en la PNM, esperamos que las abundancias totales se mantuvieran iguales, sin embargo, no resulta extraño tener una pequeña variación en las abundancias iónicas obtenidas, puesto que no estamos observando la misma región, y las condiciones de ionización de gases iguales pueden ser distintas en cada ventana.

Para obtener la abundancia total de oxígeno basta con sumar la abundancia de O⁺ y O⁺⁺, pues al no presentarse líneas de He⁺⁺, esto implica la ausencia de O³⁺, ya que el potencial de ionización de He⁺ (54.4 eV) y O⁺⁺ (54.9 eV) son similares (Peimbert M. & Costero R. 1969). Del mismo modo, el potencial de ionización de O⁰ (13.61 eV) es similar al potencial de ionización de H⁰ (13.59 eV), por lo que se mantendrá completamente ionizado, no habiendo una contribución de O⁰. Dado lo anterior, la ecuación para el ICF de

oxígeno nos da un valor de 1, así, la abundancia total de oxígeno queda:

$$\frac{n(\text{O})}{n(\text{H})} = \frac{n(\text{O}^{++}) + n(\text{O}^+)}{n(\text{H}^+)}. \quad (4.3)$$

Para la abundancia total de nitrógeno con respecto al hidrógeno solo cuento con N^+ , por lo que debe usarse un ICF, presentado en Peimbert & Costero (1969), para considerar la contribución de N^{++} .

$$\frac{n(\text{N})}{n(\text{H})} = ICF(\text{N}^+) \frac{n(\text{N}^+)}{n(\text{H}^+)} = \left[\frac{n(\text{O}^{++}) + n(\text{O}^+)}{n(\text{O}^+)} \right] \frac{n(\text{N}^+)}{n(\text{H}^+)}. \quad (4.4)$$

El ICF se aproxima con las abundancias iónicas de oxígeno, ya que el potencial de ionización de N^+ es parecido al de O^+ .

El neón puede ser obtenido mediante un ICF que considere una aportación de Ne^+ . Ya que la estructura de ionización del neón es similar a la del oxígeno, como se presenta en Pérez-Montero et al. (2007), la expresión para la abundancia total de neón queda:

$$\frac{n(\text{Ne})}{n(\text{H})} = ICF(\text{Ne}^{++}) \frac{n(\text{Ne}^{++})}{n(\text{H}^+)} = \left[\frac{n(\text{O}^{++}) + n(\text{O}^+)}{n(\text{O}^{++})} \right] \frac{n(\text{Ne}^{++})}{n(\text{H}^+)}. \quad (4.5)$$

La abundancia total de azufre se calcula a partir de los iones encontrados, es decir, S^+ y S^{++} . Dado que la energía de ionización de S^{++} a S^{3+} es de 35 eV (igual que de O^+ a O^{++}), sabemos que en este objeto hay S^{3+} , sin embargo la proporción no es igual a la de O^{++} porque la recombinación del S^{3+} es más rápida. Stasińska (1978) realizó una serie de modelos de fotoionización de regiones H II donde obtuvo que hay una contribución de S^{3+} , así, se hace indispensable un ICF que considere su aportación. De lo anterior:

$$\frac{n(\text{S})}{n(\text{H})} = ICF(\text{S}^{++} + \text{S}^+) \frac{n(\text{S}^{++}) + n(\text{S}^+)}{n(\text{H}^+)} = \left[1 - \left(\frac{n(\text{O}^+)}{n(\text{O}^+) + n(\text{O}^{++})} \right)^3 \right]^{-1/3} \frac{n(\text{S}^{++}) + n(\text{S}^+)}{n(\text{H}^+)}. \quad (4.6)$$

Para obtener la abundancia total de argón debemos considerar el Ar^+ . Tomamos la ecuación para el ICF de Pérez-Montero et al. (2007):

$$\frac{n(\text{Ar})}{n(\text{H})} = ICF(\text{Ar}^{3+} + \text{Ar}^{++}) \frac{n(\text{Ar}^{++}) + n(\text{Ar}^{3+})}{n(\text{H}^+)} = \left[0.928 + 0.364(1 - w) + \frac{0.006}{1 - w} \right], \quad (4.7)$$

siendo $w = n(\text{O}^{++})/n(\text{O}^{++}) + n(\text{O}^+)$.

Por último, del cloro solo se obtuvo la abundancia iónica de Cl^{++} , para lo que una mejor consideración hace necesario emplear un ICF que tome en cuenta las líneas de Cl^+ y Cl^{3+} que no son observadas. Tomado

de Delgado-Inglada et al. (2014), la abundancia considera un ICF con respecto a O^+ y la ecuación del cloro total con respecto al hidrógeno queda:

$$\frac{n(\text{Cl})}{n(\text{H})} = ICF(\text{Cl}^{++}) \left[\frac{n(\text{Cl}^{++})}{n(\text{H}^+)} \right] = ICF(\text{Cl}^{++}/O^+) \left[\frac{n(O)}{n(O^+)} \right] \left[\frac{n(\text{Cl}^{++})}{n(\text{H}^+)} \right] = [4.162 - 4.1622w^{0.21}] \left[\frac{1}{1-w} \frac{n(\text{Cl}^{++})}{n(\text{H}^+)} \right], \quad (4.8)$$

donde w es la misma que para el argón.

La abundancia total de cada elemento se determinó sumando las abundancias iónicas de dicho elemento en la nebulosa multiplicando por el ICF correspondiente, agregando así, la contribución de las abundancias pertenecientes a iones que no pudieron ser observados. Ambas determinaciones se presentan en la tabla 4.4. Para el helio, la abundancia total, de manera formal, debe considerar la contribución de He^0 y He^{++} . Sin embargo, la línea más intensa de He^{++} es equivalente a Paschen alfa, para la transición de $n=3$ a $n=4$, es decir, $\lambda 4686$, que no fue observada, de esto se infiere que de estar presente, la abundancia de este ión sería mínima. Ahora bien, teniendo un objeto ionizante suficientemente caliente se puede establecer que teniendo más del 70% de O^{++} no habrá una aportación significativa de He^0 . En realidad, existe una pequeña porción de helio neutro dentro de la zona ionizada que no tendrá una contribución importante, así mismo, existe una pequeña porción de hidrógeno neutro dentro de la zona ionizada, siendo ambas de aproximadamente la misma magnitud. Dado lo anterior, el factor de corrección de ionización adoptado es $ICF(\text{He}^+ + \text{He}^{++}) = 1.00$. La abundancia total de helio se presenta en la tabla 4.4.

Tabla 4.4: ICFs adoptados para cada elemento, que al final fueron utilizados para la determinación de abundancias totales, también expuestas aquí.

Elemento	Ventana 19		Ventana 20		Ventana 24	
	ICF	Abundancia ^a	ICF	Abundancia ^a	ICF	Abundancia ^a
He	1.00	10.898±0.014	1.00	10.867±0.015	1.00	10.897±0.012
O	1.00	7.95±0.04	1.00	8.03±0.03	1.00	8.01±0.02
N	5.09±0.06	6.63±0.15	7.93±0.07	6.61±0.15	14.32±0.08	6.67±0.13
Ne	1.24±0.01	7.24±0.08	1.14±0.01	7.30±0.08	1.075±0.006	7.26±0.06
S	1.003±0.001	6.29±0.09	1.001±0.001	6.33±0.09	1.000±0.001	6.11±0.08
Ar	1.030±0.002	5.72±0.08	1.021±0.001	5.79±0.08	1.039±0.003	5.73±0.07
Cl	1.45±0.02	4.41±0.12	1.58±0.03	4.35±0.11	1.79±0.03	4.47±0.09

^aen $\log[X/n(H^+)] + 12$

Capítulo 5

Comparación de abundancias químicas

Como parte de este estudio es importante realizar una comparación con diferentes trabajos para NGC 346, así como otras regiones HII en la PNM. Empezando con las tres ventanas empleadas, se estableció un promedio de las abundancias totales. Ya que no todas las ventanas cuentan con la misma calidad, en cuanto a la determinación y errores de abundancias se refiere, el valor presentado viene dado por un promedio pesado, donde el 50 % de la estimación lo establece la ventana 20, el 30 % la ventana 24 y el 20 % restante la ventana 19. De esta forma, el resultado adoptado se presenta en la tabla 5.1, donde además se comparan los valores de otros trabajos en la misma región.

Las abundancias para los diferentes trabajos presentados en la tabla 5.1 fueron determinadas según los criterios de cada autor. Para la comparación con mis resultados estoy utilizando la determinación simple presentada en sus trabajos. Es importante comprender que el estudio de las abundancias en regiones HII nos ayuda a tener un mejor entendimiento de la evolución química de las galaxias. Para tener una mejor aproximación de esto, es importante hacer estudios cuidadosos de estas regiones, es decir, al momento de determinar las abundancias se hace necesario el uso de consideraciones más sofisticadas, como inhomogeneidades de temperatura, inhomogeneidades de densidad o corrección de la abundancias de oxígeno por la depleción en los granos de polvo, consideraciones que no son tomadas en este trabajo.

Como ya mencioné en el capítulo tres, las condiciones físicas las determiné dando los valores para cocientes

Tabla 5.1: Abundancias totales correspondientes al promedio de las tres ventanas empleadas. Por otra parte, se presentan las abundancias para el mismo objeto obtenidas en Peimbert et al. (2000), Aller (1979) y en Dufour & Harlow (1977).

Elemento	Este trabajo	Peimbert et al.	Aller	Dufour & Harlow
He	10.882±0.014	10.900±0.004	...	10.93
O	8.01±0.03	8.07±0.04	8.09	8.06
N	6.63±0.09	6.44±0.06	6.45	6.56
Ne	7.28±0.05	7.22±0.06	7.60	7.33
S	6.26±0.05	6.50±0.10	6.25	6.43
Ar	5.76±0.05	5.74±0.10	5.85	...
Cl	4.40±0.07

de distintas intensidades de línea en la tarea de IRAF, *temden* (versión 2.16). De forma muy similar, en Peimbert et al. (2000) se obtuvieron los parámetros físicos con IRAF. Siguiendo de esta forma lo presentado en Shaw y Dufour (1995).

Se puede observar que las abundancias obtenidas en este trabajo se encuentran muy cerca de las presentadas por otros autores, asumiendo condiciones muy similares. Refrendando que dentro de las distintas ventanas estudiadas aquí, existe una discrepancia que puede ser adjudicada a las diferentes temperaturas obtenidas para cada ventada.

En estudios convencionales del MI se espera que las regiones HII sean químicamente homogéneas, pero al estudiarse distintas zonas se observan diferentes grados de ionización, esto es: la abundancia iónica de algún elemento no es igual en dos partes distintas de la misma región. Sin embargo, se espera que la abundancia total de dicho elemento sí lo sea. Esto mismo observamos en las tres diferentes ventanas del objeto que se estudió, obteniendo abundancias iónicas diferentes según la zona que analizamos.

5.1. Abundancias químicas en diferentes objetos

En la PNM se espera que no haya un gradiente de composición química grande, pues se espera que en galaxias de baja masa la formación estelar no esté tan estratificada, y el gas pueda moverse de manera libre de las partes internas a las partes externas de las galaxias. Es así que se toma el trabajo de Peña-Guerrero (2012) que contiene el estudio de dos regiones HII en la misma: NGC456 y NGC460, siendo la primera una de las regiones más brillantes de la galaxia. Dado lo anterior, es válido presentar un promedio de abundancias en la PNM. Aquí, se usa el estudio hecho por Dufour (1984). La tabla 5.2 muestra una comparación entre mis abundancias, y las obtenidas en Peña-Guerrero (2012) y Dufour (1984).

Tabla 5.2: Abundancias totales correspondientes al promedio de las tres ventanas empleadas, las abundancias de NGC 456 y NGC 460 presentadas en Peña-Guerrero et al. (2012), y para la Pequeña Nube de Magallanes en Dufour (1984).

Elemento	NGC 346	NGC 456	NGC 460	<SMC>
	Este trabajo	Peña-Guerrero et al.	Peña-Guerrero et al.	Dufour
He	10.882±0.014	10.923±0.008	10.935±0.014	10.903±0.015
O	8.01±0.03	8.09±0.02	8.06±0.04	8.02±0.08
N	6.63±0.09	6.67±0.03	6.60±0.06	6.46±0.12
Ne	7.28±0.05	7.26±0.03	7.30±0.06	7.22±0.12
S	6.26±0.05	6.45±0.06	6.50±0.09	6.49±0.14
Ar	5.76±0.05	5.77±0.06	5.86±0.12	5.78±0.12
Cl	4.40±0.07	4.53±0.06	...	4.70:

Como puede notarse, los resultados para NGC 346 no difieren mucho de los obtenidos para otras regiones H II de la PNM presentadas por otros autores, cumpliendo como se esperaba con la premisa de un gradiente de abundancias bajo para una galaxia pequeña. Aún así, la diferencia que aún se observa puede tener varias razones, desde diferencias con la física atómica utilizada por los distintos autores, hasta diferencias reales en la evolución de las regiones HII.

5.2. Helio primordial

La abundancia química por masa de una especie química i , para un elemento X , esta dada por la ecuación:

$$X_i = \frac{M_i}{M_{gas}}. \quad (5.1)$$

De acuerdo con la definición, se cumple que:

$$\sum_{i=1,n} X_i = 1, \quad (5.2)$$

donde n representa el número total de especies químicas. Comúnmente se usa X , Y y Z indicando la abundancia por masa de hidrógeno, helio y metales (elementos más pesados que hidrógeno y helio), respectivamente. La materia bariónica del universo está hecha en un 73 % de hidrógeno, 25 % de helio y una fracción muy pequeña de metales. La composición química primordial por masa, esto es, tres minutos después del Bing Bang es aproximadamente 76 % hidrógeno, 24 % helio y cero por ciento elementos pesados ¹.

El resultado de la nucleosíntesis primordial, así como los fotones de la radiación de fondo de microondas, son el vestigio de la evolución del universo, cuyas observaciones demuestran el modelo estándar cosmológico. En la teoría estándar del Big Bang (SBB, por sus siglas en inglés), las abundancias de elementos como deuterio, helio o litio dependen sólo de un parámetro cosmológico, la relación del número de bariones a fotones. Una prueba importante de esta teoría es que, para un valor de dicho parámetro, las abundancias de los elementos antes mencionados, coincidan con las abundancias observadas. La determinación del deuterio y la estimación de Y_P , dan mayor fortaleza al SBB y otros parámetros cosmológicos. Así como esto, existen otros aspectos importantes en el análisis de la emisión de helio, por lo que en este trabajo se estima un valor de helio primordial.

Para determinar el valor de Y_P , en NGC 346, es necesario obtener la fracción de masa de las abundancias de helio presentadas en la tabla 4.4. Así mismo, se estimó la fracción de masa de las abundancias de helio obtenidas en diferentes trabajos. El resultado se presenta en la tabla 5.3.

Asumiendo que la evolución química del oxígeno es proporcional a la del helio, es decir, $\Delta Y/\Delta Z_O \approx \text{cte.}$,

¹Chemical Evolution of Galaxies, Matteucci.

Tabla 5.3: Fracción de masa de helio y oxígeno en NGC 346, NGC 456, NGC 6822 y 30 Doradus.

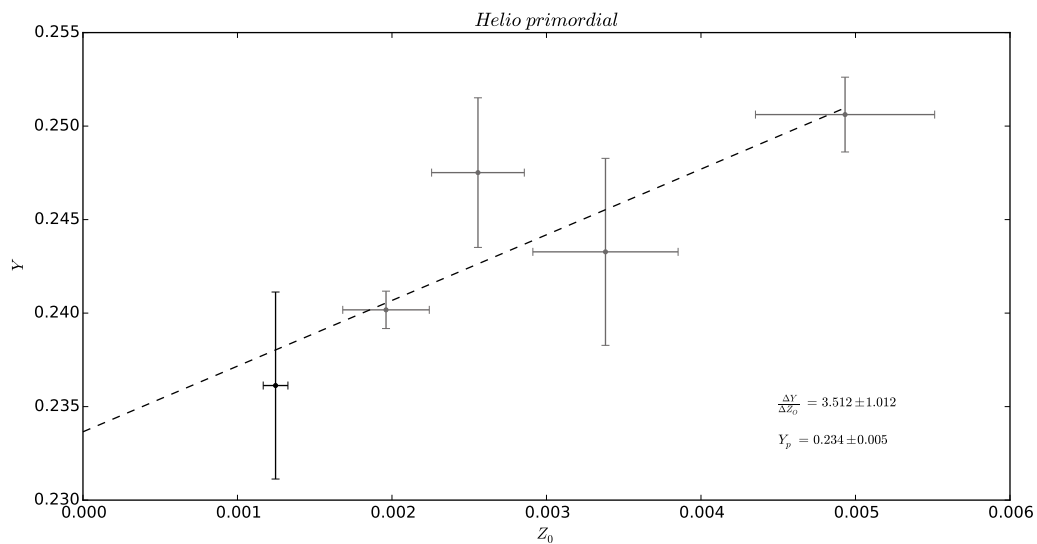
Elemento	NGC 346	NGC 346	NGC 456	NGC 6822	30 Doradus
	Este trabajo	Peimbert et al. (2002)	Peña-Guerrero et al. (2012)	Peimbert et al. (2005)	Peimbert (2003)
Y	0.236±0.005	0.240±0.001	0.247±0.004	0.243±0.005	0.250±0.002
Z _O	0.00124±0.00008	0.00196±0.00028	0.00255±0.00030	0.00338±0.00047	0.00493±0.00058

se obtiene:

$$Y = Y_P + \frac{\Delta Y}{\Delta Z_O} Z_O, \quad (5.3)$$

donde Z_O representa la abundancia de oxígeno por masa, se puede derivar el helio primordial mediante una regresión lineal. En la figura 5.1 se muestra la gráfica resultante de dicho proceso estadístico. Como se ve en la ecuación 5.3, que corresponde a la ecuación de una recta, con la pendiente se obtiene la relación del cambio en la fracción de masa de helio con respecto al cambio en la del oxígeno, es decir, se obtiene $\Delta Y/\Delta Z_O$, mientras que la ordenada al origen dicta el valor de Y_P . Ambos valores se presentan en la tabla 5.3.

Figura 5.1: Regresión lineal para obtener el valor de Y_P , usando los valores de la tabla 5.3. El punto negro representa al valor que obtuve en este trabajo.



Una tabla y gráfica comparativa da una mejor evidencia del resultado que se obtuvo. La tabla 5.4 y la gráfica 5.2, muestra los resultados de helio primordial y el cociente $\Delta Y/\Delta Z_O$ para ocho diferentes trabajos, siendo el más reciente Izotov et al. (2014).

Tabla 5.4: Helio primordial correspondiente a diferentes trabajos.

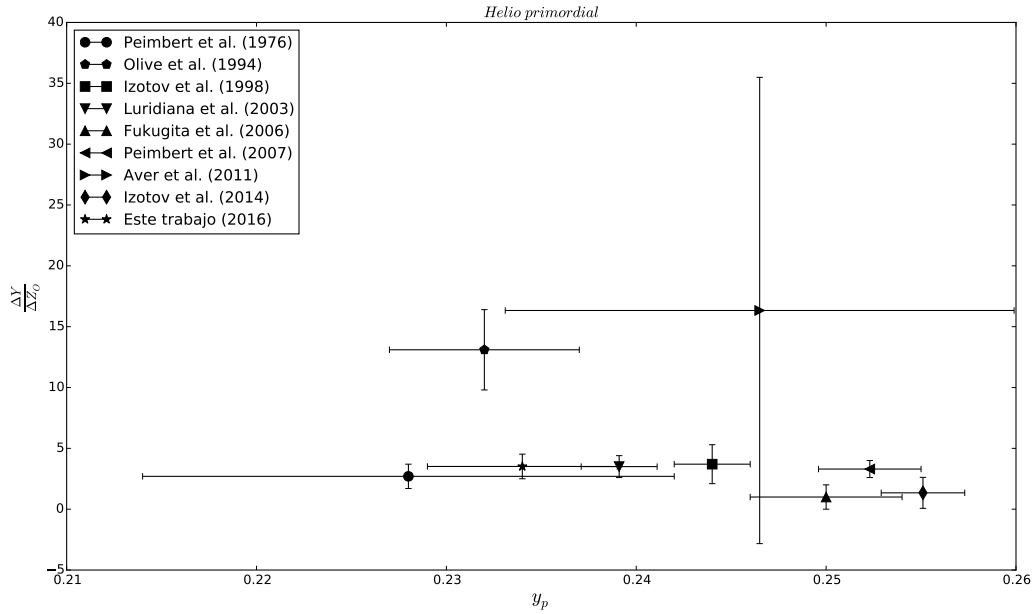
	Y_P	$\frac{\Delta Y}{\Delta Z_O}$
Peimbert et al. (1976)	0.228 ± 0.014	2.7 ± 1.0
Olive et al. (1994)	0.232 ± 0.005	13.1 ± 3.3
Izotov et al. (1998)	0.244 ± 0.002	3.7 ± 1.6
Luridiana et al. (2003)	0.2391 ± 0.0020	3.5 ± 0.9
Fukugita et al. (2006)	0.250 ± 0.004	1 ± 1
Peimbert et al. (2007)	0.2523 ± 0.0027	3.3 ± 0.7
Aver et al. (2011)	0.2465 ± 0.0134	16.33 ± 19.16
Izotov et al. (2014)	0.2551 ± 0.0022	1.344 ± 1.273
Este trabajo (2016)	0.234 ± 0.005	3.512 ± 1.012

En la tabla 5.4, se puede ver que mi estimación de Y_P es similar a las determinaciones más antiguas de Peimbert et al. (1976) y Olive et al. (1994). Para el primero, se emplean observaciones del observatorio interamericano del cerro Tololo en Chile, que pertenecen a NGC 346 y NGC 456. Para el segundo se usan observaciones de 41 regiones H II. En ambos se hace una determinación similar a la presentada en esta tesis.

Por otra parte, en un trabajo más reciente (Luridiana et al. 2003), se estudia el efecto de la excitación colisional en líneas de Balmer para la estimación de la abundancia de helio, teniendo así, efectos importantes en la determinación de Y_P . Realizan una regresión lineal con cinco regiones H II extragalácticas de baja metalicidad. Como se aprecia en la tabla 5.4, mi determinación coincide con la presentada en el artículo mencionado.

Una determinación más reciente (Aver et al. 2011), presenta un valor estimado con un método semejante al que yo empleé. Hace un análisis de regiones H II de baja metalicidad en galaxias pequeñas, utilizando

Figura 5.2: Valores de la tabla 5.4. Este gráfico permite visualizar que valores de Y_p coinciden según su barra de error. Además de la relación con $\frac{\Delta Y}{\Delta Z_O}$, para la cual no existe una correlación que nos arroje más resultados.



técnicas Monte Carlo, que han sido eficientes para una buena determinación de parámetros físicos, teniendo así, una mejor estimación de Y_P , sin embargo, mi valor se encuentra alejado de éste.

En Izotov et al. (2014) hacen una inclusión de la línea de HeI $\lambda 10830$, para tener una mejor dispersión de los puntos, haciendo la relación $Y-Z_O$ más ajustada. Así mismo, excluyen las líneas de $\lambda 3889$ y $\lambda 7065$ por la contaminación de la línea de hidrogeno H8 $\lambda 3889$, y por la incerteza de la medición al ser una línea débil, respectivamente, obteniendo un mejor resultado que el presentado en Izotov et al. (1998). En el trabajo de Fukugita & Kawasaki (2006) se estimó el valor de Y_P mediante la regresión de 30 región HII, mientras que en Peimbert et al. (2007) se obtuvo mediante el análisis de 13 áreas de NGC 346, estimando así, un valor de Y_P para la nube menor de Magallanes.

Capítulo 6

Conclusiones

En el presente trabajo se obtuvieron las abundancias químicas del objeto NCG 346, mediante una determinación directa. Para esto, se presenta un marco teórico en el capítulo dos que me ayudo a entender las bases de mi proyecto. Así mismo, se presentan, en el capítulo tres y cuatro, las herramientas que ayudaron a la determinación de las abundancias totales.

Posteriormente, se busco un valor de helio primordial. Como se puede notar en el capítulo cinco, los resultados más recientes toman criterios más refinados para la determinación de éste. Aún existiendo una serie de métodos y consideraciones que yo no he tomado, mi estimación de $Y_{\mathcal{P}}$ toma un valor similar a los publicados en Peimbert et al. (1976), Olive et al. (1994), Izotov et al. (1998), Luridiana et al. (2003), Fukugita et al. (2006), Peimbert et al. (2007), Aver et al. (2011) e Izotov et al. (2014).

Puede obtenerse una mejor determinación de las abundancias presentadas en esta tesis usando las treinta ventanas que se obtuvieron, de las cuales, ya mencioné, sólo trabajé tres, así como realizar una mejor medición de las líneas de emisión. Por otra parte, deben incluirse métodos que consoliden más los modelos con la realidad, por ejemplo, inhomogeneidades de temperatura o la depleción del oxígeno en los granos de polvo. Esto, además, mejorará a la estimación de $Y_{\mathcal{P}}$.

Este es un trabajo dentro de una lista larga que pretenden obtener una buena determinación de helio primordial. Siempre se busca estimar $Y_{\mathcal{P}}$ con los telescopios más grandes disponibles, por lo que la llegada

de una nueva generación de telescopios ($20m$ y $30m$) establecerá una nueva generación de determinaciones de helio primordial. Estos trabajos continuarán hasta llegar a un consenso en el error de $0.0020 - 0.0025$, en lo respectivo a Y_P , y ± 1 en $\Delta Y/\Delta Z_O$.

Bibliografía

- [Aggarwal & Keenan(1999)] Aggarwal, K. M., & Keenan, F. P. 1999, *Astrophysical Journal, Supplement*, 123, 311
- [Aver, E., Olive, K.A. y Skillman, E.D. (2012)] Aver, E. and Olive, K. A. and Skillman, E. D., "An MCMC determination of the primordial helium abundance", 2012, 4, 004,
- [Badnell et al. (2006)] Badnell, N. R. and Bautista, M. A. and Berrington, K. A. and Burke, V. M. and Butler, K. and Galavís, M. E. and Graziani, M. and Griffin, D. C. and Lennon, D. J. and Mendoza, C. and Mitnik, D. M. and Pelan, J. C. and Pradhan, A. K. and Saraph, H. E. and Storey, P. J. and Tully, J. A. and Zeippen, C. J. and Zhang, H. L., "Iron Project: atomic data for IR lines", 2006, IAU Symposium, 234, 211-218,
- [Bautista(2001)] Bautista, M. A. 2001, *Astron. & Astrophys.*, 365, 268
- [Brocklehurst, M. (1971)] Brocklehurst, M., "Calculations of level populations for the low levels of hydrogenic ions in gaseous nebulae.", *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 1971, 153, 471-490,
- [Butler & Zeippen(1989)] Butler, K., & Zeippen, C. J. 1989, *Astron. & Astrophys.*, 208, 337
- [Cardelli, J., Clayton, G. y Mathis, J. (1989)] Cardelli, J. A. and Clayton, G. C. and Mathis, J. S., "The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction", *Astrophysical Journal*, 1989, 345, 245-256,
- [Delgado-Inglada, G., Morisset, C. y Stasińska, G. (2014)] Delgado-Inglada, G., Morisset, C. y Stasińska, G., "Ionization correction factors for planetary nebulae - I. Using optical spectra"*Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 2014, 440, 536-554,

- [Draine, Bruce T. (2011)] Draine, Bruce T., 2011, Physics of the interstellar and intergalactic medium, 2ed., Princeton University Press, United States of America
- [Esteban, C., Peimbert, M., García-Rojas, J., Ruiz, M.T., Peimbert, A. y Rodríguez, M. (2004)] Esteban, C. and Peimbert, M. and García-Rojas, J. and Ruiz, M. T. and Peimbert, A. and Rodríguez, M., "A reappraisal of the chemical composition of the Orion nebula based on Very Large Telescope echelle spectrophotometry", Mon. Not. of the Royal Astron. Soc., 2004, 355, 229-247,
- [Galavis et al.(1995)] Galavis, M. E., Mendoza, C., & Zeippen, C. J. 1995, Astron. & Astrophys., Supplement, 111, 347
- [Galavis et al.(1997)] Galavis, M. E., Mendoza, C., & Zeippen, C. J. 1997, Astron. & Astrophys., Supplement, 123
- [Hamuy, M., Walker, A.R., Suntzeff, N.B., Gigoux, P., Heathcote, S.R., y Phillips, M.M. (1992)] Hamuy, M. and Walker, A. R. and Suntzeff, N. B. and Gigoux, P. and Heathcote, S. R. and Phillips, M. M., "Southern spectrophotometric standards.", Public. of the Astron. Soc. Pac., 1992, 104, 533-552,
- [Harrison, Ken M. (2011)] Harrison, Ken M., 2011, Astronomical spectroscopy for amateurs, 1ed., Springer, United States of america
- [Hartmann, L. (1998)] Hartmann, L., "Accretion processes in star formation.", Cambridge Astrophysics Series, 1998, 32,
- [Huggins, W. (1882)] Huggins, W., The photographic spectrum of the Great Nebula of Orion, The Observatory, 1882, 5, 106-107
- [Izotov, Y. I. y Thuan, T. X. (1998)] Izotov, Y. I. and Thuan, T. X., "The Primordial Abundance of ^4He Revisited", Astrophysical Journal, 1998, 500, 188-216,
- [Johansson et al.(2000)] Johansson, S., Zethson, T., Hartman, H., et al. 2000, Astron. & Astrophys., 361, 977
- [Karttunen et al.(2007)] Karttunen, H., Kröger, P., Oja, H., Poutanen, M., Donner, K.J., 2007, Fundamental Astronomy, 5ed., Springer, United States of America

- [Kitchin, C R. (1995)] Kitchin, C R., 1995, *Optical Astronomical Spectroscopy*, 1ed., IOP Publishing Ltd, UK
- [Kwok, S. (2005)] Kwok, S., "Planetary Nebulae: New Challenges in the 21st Century", *Journal of Korean Astronomical Society*, 2005, 38, 271-278,
- [Lennon, D.J. y Burke, V.M. (1994)] Lennon, D. J. and Burke, V. M., "Atomic data from the IRON project. II. Effective collision strength S for infrared transitions in carbon-like ions", *Astron. & Astrophys., Supplement*, 1994, 103,
- [Lequeux, James (2005)] Lequeux, James, 2005, *The interstellar medium*, 2ed. , Springer, Germany
- [Massey, P., Parker, J. W. y Garmany, C. D. (1989)] Massey, P. and Parker, J. W. and Garmany, C. D., "The stellar content of NGC 346 - A plethora of O stars in the SMC", *Astronomical Journal*, 1989, 98, 1305-1334,
- [Mendoza & Zeippen(1982)] Mendoza, C., & Zeippen, C. J. 1982, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 198, 127
- [Mendoza & Zeippen(1982)] Mendoza, C., & Zeippen, C. J. 1982, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 199, 1025
- [Mendoza(1983)] Mendoza, C. 1983, *Planetary Nebulae*, 103, 143
- [Osterbrock Donald S. y Ferland Gary J.(2006)] Osterbrock, Donald S. y Ferland, Gary J., 2006, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, 2ed., University Science Book, United States of America
- [Peimbert, A., Peimbert, M. y Luridiana, V. (2002)] Peimbert, A. and Peimbert, M. and Luridiana, V., "Temperature Bias and the Primordial Helium Abundance Determination", *Astrophysical Journal*, 2002, 565, 668-680,
- [Peimbert, A. (2003)] Peimbert, A., "The Chemical Composition of the 30 Doradus Nebula Derived from Very Large Telescope Echelle Spectrophotometry", *Astrophysical Journal*, 2003, 584, 735-750,
- [Peimbert, A., Peimbert, M., y Ruiz, M.T. (2005)] Peimbert, A. and Peimbert, M. and Ruiz, M. T., "Chemical Composition of Two H II Regions in NGC 6822 Based on VLT Spectroscopy", *Astrophysical Journal*, 2005, 634, 1056-1066,

- [Peimbert, A., Peña-Guerrero, M. A. y Peimbert, M (2012)] Peimbert, A. and Peña-Guerrero, M. A. and Peimbert, M., "A Classification of H II Regions Based on Oxygen and Helium Lines: The Cases of TOL 2146-391 and TOL 0357-3915", *Astrophysical Journal*, 2012, 753, 39,
- [Peimbert, M. y Costero, R. (1969)] Peimbert, M. y Costero, R., "Chemical Abundances in Galactic HII Regions", *Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya*, 1969, 5, 3-22,
- [Peimbert, M. (1970)] Peimbert, M., "On the Oxygen Abundance and Electron Temperature of NGC 604", *Public. of the Astron. Soc. Pac.*, 1970, 82, 636,
- [Peimbert, M., Peimbert, A. y Ruiz, M.T. (2000)] Peimbert, M. and Peimbert, A. and Ruiz, M. T., "The Chemical Composition of the Small Magellanic Cloud H II Region NGC 346 and the Primordial Helium Abundance", *Astrophysical Journal*, 2000, 541, 688-700,
- [Peimbert, M. y Peimbert, A. (2006)] Peimbert, M. and Peimbert, A., "Temperature Variations and Chemical Abundances in Planetary Nebulae", 2006, 234, 227-234,
- [Peña-Guerrero, M. A., Peimbert, A., Peimbert, M. y Ruiz, M. T. (2012)] Peña-Guerrero, M. A. and Peimbert, A. and Peimbert, M. and Ruiz, M. T., "Analysis of Two Small Magellanic Cloud H II Regions Considering Thermal Inhomogeneities: Implications for the Determinations of Extragalactic Chemical Abundances", *Astrophysical Journal*, 2012, 746, 115,
- [Pérez-Montero, E., Hägele, G.F., Contini, T. y Díaz, Á .I. (2007)] Pérez-Montero, E. and Hägele, G. F. and Contini, T. and Díaz, Á. I., "Neon and argon optical emission lines in ionized gaseous nebulae: implications and applications", *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 2007, 381, 125-135,
- [Porter, R., Ferland, G., Storey, P. y Detisch M. (2013)] Porter, R. L. and Ferland, G. J. and Storey, P. J. and Detisch, M. J., "Erratum: 'Improved He I emissivities in the Case B approximation'", *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 2013, 433, L89-L90,
- [Pradhan et al.(2006)] Pradhan, A. K., Montenegro, M., Nahar, S. N., & Eissner, W. 2006, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 366, L6
- [Quinet(1996)] Quinet, P. 1996, *Astron. & Astrophys., Supplement*, 116, 573
- [Sparke, Linda S. y Gallagher, John S. (2007)] Sparke, Linda S. y Gallagher, John S., 2007, *Galaxies in the universe an introduction*, 2ed. , Cambridge University Press, UK

- [Spitzer, Lyman (1978)] Spitzer, Lyman, 1978, Physical processes in the interstellar medium, 2ed. , John Wiley Sons, United States of America
- [Stasińska, G. (1978)] Stasińska, G., "Empirical methods for determining elemental abundances tested on model H II regions", *Astron. & Astrophys.*, 1978, 66, 257-267,
- [Strömgren, B. 1939] Strömgren, B., The Physical State of Interstellar Hydrogen., *Astrophysical Journal*, 1939, 89, 526
- [Tayal & Gupta(1999)] Tayal, S. S., & Gupta, G. P. 1999, *Astrophysical Journal*, 526, 544
- [Tayal(2007)] Tayal, S. S. 2007, *Astrophysical Journal*, Supplement, 171, 331
- [Tayal(2011)] Tayal, S. S. 2011, *Astrophysical Journal*, Supplement, 195, 12
- [Tayal & Zatsarinny(2010)] Tayal, S. S., & Zatsarinny, O. 2010, *Astrophysical Journal*, Supplement, 188, 32
- [Tielens, A.G.G.M. (2006)] Tielens, A.G.G.M., 2006, The physics and chemistry of the interstellar medium, 2ed. , Cambridge University Press, UK
- [Wiese et al.(1996)] Wiese, W. L., Fuhr, J. R., & Deters, T. M. 1996, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, Monograph 7. Melville, NY: AIP Press,
- [Zhang(1996)] Zhang, H. 1996, *Astron. & Astrophys.*, Supplement, 119, 523
- [Zeippen et al. (1987)] Zeippen, C. J. and Butler, K. and Le Bourlot, J., "Effective collision strengths for fine-structure forbidden transitions in the 3p3 configuration of AR IV", *Astron. & Astrophys.*, 1987, 188, 251-257,