



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

POSGRADO EN ASTROFÍSICA

ASTROFÍSICA TEÓRICA

ABUNDANCIA DE HELIO EN REGIONES HII DE CALIFA

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:  
MAESTRO EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:

JOSÉ ANDRÉS SIXTOS GONZÁLEZ

TUTOR:

DR. ANTONIO PEIMBERT TORRES  
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

MÉXICO, CIUDAD DE MÉXICO, ENERO 2018



Universidad Nacional  
Autónoma de México



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

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

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

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



# Agradecimientos

Agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por la beca que me otorgó durante los dos años de maestría. Este sustento económico ha sido parte material de mucha importancia para la realización de este trabajo y maestría en general.

Agradezco al Instituto de Astronomía de la Universidad Nacional Autónoma de México, y a la misma Universidad, por brindarme todos los recursos necesarios para mi estadia en esta institución, que hicieron mucho más fácil mi paso por la maestría

A mi asesor de tesis, Antonio Peimbert, agradezco sus enseñanzas y tiempo para que mi desarrollo intelectual estuviera al nivel requerido de este posgrado, y de esta investigación.

A Sebastián Sánchez, por enfocar el curso que tome con él en algo que me ayudaba a entender mejor los datos de mi tesis. Por proporcionarme el catálogo con el que trabaje y explicarme varias cosas que también ayudaron a mi desarrollo académico. Así mismo, por todos sus comentarios como parte de mi sínodo que ayudaron a enriquecer mi investigación.

A Christophe Morisset, por regalarme tiempo para aconsejarme en varios aspectos académicos y personales. Las enseñanzas de Christophe han sido escencia en mi tesis y en mi desarrollo profesional. Agradezco mucho el cambio de aires y que se preocupara por mi en una nueva ciudad.

A Yilén Gómez Maqueo, por las buenas tardes de consejos. Por ser parte de mi comité tutor y estar

#### IV

pendiente de mi.

Agradezco a la Dra. Gloria Delgado, a la Dra. Aida Nava, a la Dra Mónica Rodríguez y al Dr. Pablo Velázquez, por aceptar formar parte de mi sínodo y brindarme diferentes comentarios desde varios puntos de vista que hicieron mejorar el escrito y el trabajo aquí presentado.

A Manuel Chimal, por todo.

A René Ortega y Sheila Flores, por hacer muy ameno mi paso por la maestría, por las reuniones divertidas y largas, por los juegos de mesa, por el karaoke, por compartir su tiempo y espacio con conmigo.

Agradezco a Alejandro Aroche, por sus consejos, compañía, y ayuda cuando la necesite. Por el café compartido, por la tardes tranquilas y por que aún a la distancia podemos ser amigos.

A Elizabeth Moreno, agradezco su integración al grupo, ha sido una adición de frescura. Gracias por la música increíble, el café, los cigarros y la atención que me has brindado, así como esos pequeños detalles que sacan sonrisas. Gracias por las buenas platicas y la confianza que me has brindado.

A Alejandro Aguayo, por todo, por iluminar mi oficina al entrar, por hacerme reír, por regalarme tu confianza, por los abrazos que nadie más da. Por ser alegría en el grupo aún cuando tienes muchas preocupaciones. Por el té y la vida misma.

A Mayra Valerdi, por integrarme a tu trabajo, por ser una increíble amiga, y por dejarme conocerte aún más estos años. Gracias por dejarme quedar en casa y compartirme tus historias.

A Eliab Canúl, por que aunque ya ha pasado tanto tiempo, aún eres increíble. Agradezco mucho tu ayuda y tu preocupación que puedes llegar a tener por mi.

Agradezco a Verónica Gómez Llanos, por regalrme el mundo en dos años. Por compartirlo todo conmigo y ser el corazón de este trabajo. Por darme conocimiento, tiempo, alegría, tristeza, enojo, amor y vida.

# Índice general

<b>Índice</b>	<b>III</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Fases del medio interestelar . . . . .	2
1.2. Regiones HII . . . . .	5
1.3. Calar Alto Legacy Integral Field Area . . . . .	7
1.4. Evolución química de galaxias . . . . .	9
1.5. Helio primordial . . . . .	10
<b>2. Regiones fotoionizadas</b>	<b>12</b>
2.1. Equilibrio de fotoionización . . . . .	13
2.1.1. Fotoionización de hidrógeno y helio . . . . .	17
2.1.2. Fotoionización de elementos pesados . . . . .	21
2.2. Equilibrio térmico . . . . .	22
2.2.1. Ganancia de energía por fotoionización . . . . .	23
2.2.2. Pérdida de energía por radiación libre-libre . . . . .	24
2.2.3. Pérdida de energía por recombinación . . . . .	24
2.2.4. Pérdida de energía por radiación de líneas colisionalmente excitadas . . . . .	25
2.2.5. Otras fuentes de pérdida de energía . . . . .	27

2.3. Espectro de regiones fotoionizadas . . . . .	28
2.3.1. Líneas de recombinación . . . . .	30
2.3.2. Líneas de excitación colisional . . . . .	32
2.4. Determinación de parámetros físicos . . . . .	33
2.4.1. Temperatura . . . . .	34
2.4.2. Densidad . . . . .	38
2.5. Abundancias iónicas . . . . .	40
2.6. Abundancias totales . . . . .	41
<b>3. Metodología</b>	<b>43</b>
3.1. Muestra de CALIFA . . . . .	43
3.2. PyNeb . . . . .	45
3.3. HELIO14 . . . . .	49
<b>4. Resultados</b>	<b>51</b>
4.1. Parámetros físicos . . . . .	53
4.2. Abundancias iónicas . . . . .	58
4.3. Abundancias totales . . . . .	60
4.4. Abundancia de helio . . . . .	66
<b>5. Conclusiones</b>	<b>73</b>
<b>A. Parámetros físicos y abundancias</b>	<b>81</b>
<b>B. NGC 346</b>	<b>85</b>

# Resumen

El trabajo desarrollado en esta tesis tiene como principal objetivo obtener la abundancia de helio de las regiones HII de CALIFA (Calar Alto Legacy Integral Field Area, Sánchez et al. (2016a)), el primer proyecto usando espectroscopía de imagen que fue diseñado para proveer un conjunto de datos de una muestra de galaxias representativas del Universo Local. Adicionalmente, estimar las abundancias químicas de otros elementos químicos (O, S, Cl, N) haciendo uso del método directo, el cual requiere la determinación de la temperatura y densidad electrónicas mediante el uso de líneas nebulares. La determinación de las abundancias químicas en regiones HII da información de la composición química actual de las galaxias que la contienen y así, de diferentes regiones del Universo. Para lo anterior, utilicé las herramientas: *PyNeb* (Luridiana et al. 2015) y HELIO14, siendo ésta última una versión actualizada del código presentado en (Peimbert et al. 2012). *PyNeb* me permitió realizar una interfaz para sistematizar la determinación de abundancias químicas y condiciones físicas en las 33,684 regiones HII en 829 galaxias del catálogo. Por otro lado, se implementó HELIO14 para obtener la abundancia de helio con una mejor precisión, respecto a la determinación de *Pyneb*, por ejemplo. Lo anterior tomando en cuenta la fracción de  $O^+$ ,  $O^{++}$ , la temperatura obtenida mediante líneas de oxígeno  $T[OII + OIII]$  y las intensidades de las líneas de helio disponibles, las cuales forman un conjunto de 8 líneas de HeI.

El método directo hace necesario tomar los flujos de líneas colisionalmente excitadas de los iones



disponibles en el rango óptico, para este catálogo, líneas de oxígeno, nitrógeno, azufre y cloro. Se obtuvieron los parámetros físicos mediante una iteración acoplada, es decir, se supone uno de los parámetros, el cual se usa para calcular el el siguiente parámetro mediante cocientes de intensidades específicos. Dicho proceso se repite hasta tener valores estables de ambos parámetros, es decir, que ya no varían al continuar con estas iteraciones. Para lo anterior es necesaria la medición de algunas líneas nebulares, tales como [OIII]  $\lambda\lambda 4959, 5007$ , y la línea auroral de  $\lambda 4363$ . Ya que las regiones extragalácticas estudiadas no cuentan con dichas líneas o resultan muy débiles, para muchas de ellas no se han podido calcular temperatura  $T_e[\text{OIII}]$ . Se seleccionaron los objetos con temperaturas electrónicas típicas para regiones HII. De esta manera se presentan las abundancias químicas de 114 regiones HII que forman la nueva muestra.

Ahora bien, usando la temperatura de  $T_e[\text{OIII}]$  se estimó la temperatura de  $T_e[\text{OII}]$  mediante una relación teórica. Lo anterior, sumado al cálculo de la fracción iónica de  $\text{O}^+$  y  $\text{O}^{++}$ , la densidad electrónica adoptada del párrafo anterior y la intensidad de las líneas de HeI disponibles, se obtuvo con HELIO14 la abundancia de  $\text{He}^+/\text{H}^+$ , así como la profundidad óptica  $\tau(3889)$ .

Se presentan las correlaciones encontradas para todas la abundancias estimadas como indicador de la estructura química de las regiones HII, así como una gráfica de la abundancia de  $\text{He}^+/\text{H}^+$ , como un límite inferior de la abundancia total de helio para las 114 regiones HII estudiadas, contra la abundancia total de oxígeno.

Finalmente, para complementar el trabajo realizado se uso la estimación de la abundancia de helio, para hacer una estimación de helio primordial, el cual fue de  $0.240 \pm 0.009$ . La determinación de helio primordial sirve como parámetro para poner a prueba la teoría estandar de nucleosíntesis del Big Bang, así como las predicciones que de esta surgen. Sirve, además, para el estudio de la evolución química de galaxias y física de partículas (específicamente, para la adeterminación de las familias de neutrinos)

La sistematización de este trabajo fue posible con la interfaz desarrollada en python que utiliza como herramienta principal *PyNeb*. La creación de la misma, nos permitió realizar trabajos adicionales a esta tesis, el más importante se presenta en el apéndice B, y resulta de una colaboración como autor menor, donde se determinaron las abundancias químicas de 97 zonas de NGC 346, una región HII de la Nube Menor de Magallanes.



# Capítulo 1

## Introducción

A lo largo de la historia, diferentes grupos de astrónomos han intentado develar el inicio del Universo. Para ésto, han contruido una serie de teorías que dan un indicio a la respuesta universal. Una de ellas es la Gran Explosión (Big Bang), la cual ha sido argumentada con diferentes piezas que le dan cada vez más valor. Algunas de estas piezas tienen su sustento en el estudio del Medio Interestelar (MI), desde las componentes inherentes a éste, hasta la dinámica del mismo.

La composición química del medio interestelar está determinada en número por un 90 % de átomos de hidrógeno, un 9.9 % de helio y cerca del 0.1 % de elementos pesados. La mayoría del espacio entre las estrellas está constituido por gas atómico y molecular, y pequeñas partículas sólidas o polvo, compuesto principalmente de carbon, azufre y oxígeno. En algunos lugares este material interestelar es muy denso, formando nubes. El polvo tiene tamaños que van de los nanómetros hasta el orden de una micra y se forman principalmente en las envolturas de estrellas gigantes, esparciéndose al medio interestelar mediante la presión de radiación. Ya que la información que recibimos de los diferentes objetos astronómicos está representada por luz, la importancia del polvo radica en los procesos que genera sobre ésta, algunos de ellos son: la polarización de la luz dada por la configuración y forma

de los granos de polvo que se encuentran alineados, y tienen una forma alargada rotando alrededor de un eje en la dirección del campo magnético local. Otros fenómenos importantes son la absorción y la extinción de la luz estelar, esta última refiere a la dispersión de la luz por el polvo. Finalmente, existe un enrojecimiento de la luz dada la extinción diferencial y generada por estas partículas de polvo, esto ocasiona un desplazamiento de la longitud de onda de las líneas de emisión hacia la parte roja en el espectro electromagnético.

## 1.1. Fases del medio interestelar

El gas en el medio interestelar puede encontrarse en diferentes fases caracterizadas por sus condiciones físicas; tales como densidad, temperatura y estado de la materia. Aquí dividiremos el número de dichas fases en las más representativas: molecular, atómico e ionizado.

Como es de esperar, el gas que se encuentra en forma atómica tiene como principal elemento hidrógeno, sin embargo, pueden encontrarse algunos iones de baja excitación como  $C^+$  y  $Ca^+$ . Así mismo, conforma la mayor parte de la masa del MI, cerca del 60 %. El gas atómico es detectado principalmente por tres diferentes mecanismos: mediante la línea de 21 cm, es decir, la emisión proveniente de la transición del primer nivel excitado del hidrógeno y el nivel base debido a un cambio en el momento angular del espín del electrón y el protón, pasando de ser paralelos a antiparalelos. Otro método de detección son las líneas de estructura fina en el infrarojo lejano, éstas son la principal fuente de enfriamiento del medio. Por último, las líneas de absorción interestelar, que ayudan a obtener la composición química, así como algunos parámetros físicos del medio. Esta componente del MI cuenta a su vez con dos importantes fases: la parte fría, que típicamente tiene densidades entre 1-100 partículas/cm<sup>3</sup>, temperaturas entre 50-150 K y presenta líneas de absorción. Su contraparte; la zona templada, tiene densidades de 0.1-1 partículas/cm<sup>3</sup>, temperaturas entre 5000-6000 K y es rara vez observada en líneas de absorción.

La componente molecular del MI representa alrededor del 17% de la materia total del mismo (Draine 2011), se asocia principalmente a nubes moleculares que están conformadas principalmente de hidrógeno molecular. El proceso de creación de dichas moléculas suele ser más eficiente en la superficie de los granos de polvo y suelen destruirse por fotodisociación. La región cuenta con traza de otras moléculas como CO, lo que permite su detección mediante la emisión de transiciones rotacionales en las mismas. Ésta fase del medio interestelar puede encontrarse a densidades de  $10^3 - 10^5$  partículas/cm<sup>3</sup>, y temperaturas en el intervalo de 10 -30 K. Las nubes alcanzan dimensiones de aproximadamente 5 parsecs, sin embargo, se han encontrado nubes moleculares del tamaño del kiloparsec. Las nubes moleculares son ampliamente estudiadas por ser las zonas de formación estelar.

Finalmente, el gas del MI puede ser encontrado en otro estado de la materia, esto conforma la parte ionizada. Según la referencia, la fase puede ser dividida en distintos objetos, aquí haremos una división muy similar a la presentada en Lequeux (2005), siendo así, las componentes de la materia ionizada en el MI son: regiones fotoionizadas, gas difuso ionizado y gas coronal. En las regiones fotoionizadas podemos encontrar Nebulosas Planetarias (NPs) y regiones HII, las primeras aluden a estrellas entre  $0.8-8M_{\odot}$  (Peimbert et al. 2017) que se encuentran en una fase evolutiva final, es decir, después de la fase AGB la envoltura de la estrella ha sido expulsada por vientos quedando alrededor del núcleo estelar, que ahora ha formado una enana blanca, donde el tiempo que tardará en llegar a dicho estado dependerá de la masa del núcleo de la estrella. Los parámetros físicos típicos de la superficie de la estrella central se encuentran en el intervalo de  $3 \times 10^4 - 2 \times 10^5$  K para temperatura,  $10^2 - 10^4$  partículas/cm<sup>3</sup> para densidad, y  $0.1 - 1M_{\odot}$  para masa de la estrella. Debido a las altas temperaturas de la estrella central, las NPs tienden a estar altamente ionizadas, incluyendo importantes cantidades de He<sup>++</sup>. Por otro lado, las regiones HII son objetos formados de gas ionizado por estrellas jóvenes muy calientes, de tipo espectral O o B, que emiten fotones con la energía necesaria para ionizar el medio circundante, la temperatura efectiva de dichas estrellas oscila entre los  $3 - 5 \times 10^4 K$ . Puesto que el hidrógeno es el elemento más abundante en el universo,

el medio alrededor de las estrellas ionizantes es esencialmente de dicha composición química, de aquí el nombre que reciben. Típicamente, el gas en estas zonas tienen temperaturas entre  $8000 - 12000K$ , y densidades de  $10-100$  partículas/cm<sup>3</sup>, sin embargo, existen regiones HII con densidades  $\geq 10^4$  partículas/cm<sup>3</sup> conocidas como ultra compactas e incluso hasta valores de  $10^6$  partículas/cm<sup>3</sup>, llamadas hiper compactas (Kalcheva et al. 2018).

Fuera de las regiones HII se junta material conformado por gas difuso ionizado, otra fase del MI. El gas es resultante de diferentes mecanismos, tales como: la ionización por fotones ultravioleta provenientes de estrellas calientes aisladas, o bien, por efecto champagne, el cual refiere a la transmisión del gas ionizado fuera de la nebulosa, debido a la presión que se genera por la expansión de la region HII dentro de la nube molecular (Tenorio-Tagle & Bedijn 1982). En nuestra galaxia, el gas difuso ionizado contiene mucha más masa que las regiones HII y llega a tener valores físicos para densidad de  $0.03$  partículas/cm<sup>3</sup>, y  $8 \times 10^3 K$  para temperatura. Existen diferentes métodos para detectarlo, por ejemplo: mediante las líneas de estructura fina de nitrógeno ionizado a  $122$  y  $205 \mu m$ , o por la emisión libre-libre del radio continuo o la absorción libre-libre del continuo sincrotrón de fuentes que emiten en radio (Lequeux 2005).

Por último, dentro del medio interestelar ionizado podemos encontrar gas con temperaturas cercanas a  $10^5 - 10^6 K$  y densidades alrededor de  $6 \times 10^{-3}$ , lo que permite mantener el hidrógeno ionizado por colisiones, este gas se encuentra principalmente fuera de los discos galácticos y es conocido como gas coronal. Se produce por explosiones de supernovas, que lo distribuyen hacia el exterior del disco galáctico, el gas se calienta al pasar la onda de choque de la supernova y tiene un tiempo de enfriamiento muy alto. Es importante remarcar que fuera de la clasificación antes mencionada, también se considera material ionizado en el MI por choques. Ejemplo de lo anterior son los objetos Herbig-Haro, que contienen estrellas recién formadas con cantidades de gas expulsado que colisiona con el material circundante a velocidades de varios kilómetros sobre segundo.

## 1.2. Regiones HII

Las regiones HII adquieren su forma de la distribución inicial del gas y son consideradas como indicadores de formación estelar reciente. Como ya se menciono, las estrellas inmersas en estos objetos son de tipo espectral O o B, es decir, con temperatura efectiva lo suficientemente alta para generar fotones con energía  $\geq 13.8eV$ , el flujo de estos fotones disminuyen al alejarse de la fuente por dilución geométrica, lo que limita la zona de hidrógeno ionizado. Los iones y electrones libres, generados a partir de la fotoionización, pueden recombinarse y emitir nuevos fotones que podrían tener la energía necesaria para volver a fotoionizar. Las recombinaciones al estado base emitirán uno o más fotones con energía por debajo de la energía del fotón inicial, lo que podría dejar a los fotones resultantes con energía por debajo del potencial de ionización del hidrógeno.

La zona de hidrógeno ionizado fue estudiada en un modelo simple por Strömgren en 1939, las conocidas esferas de Strömgren pueden formarse de hidrógeno y helio según la distribución y cantidad inicial de dichos elementos, teniendo así una región ionizada para cada uno, y zonas de material neutro fuera de las mismas. Pensar en este modelo es acertado, pues el helio es el segundo elemento más abundante en el Universo. El potencial de ionización del helio es de 24.6 eV mientras que el potencial de ionización de  $He^+$  es 54.4 eV, por lo que en regiones HII típicas no se encuentra  $He^{++}$  pues las estrellas de tipo espectral O, para efectos prácticos, no llegan a emitir fotones con esta energía, aún las más calientes. Los fotones con energía entre  $13.6eV \leq h\nu < 24.6eV$  solo ionizan hidrógeno, sin embargo, los fotones con energía  $h\nu \geq 24.6$ , pueden ionizar tanto hidrógeno como helio, es así que se puede generar una esfera de Strömgren para cada uno de estos dos elementos como función del espectro de radiación ionizante y de la cantidad de helio. De forma detallada, si el espectro de radiación ionizante esta concentrado a frecuencias que esten jsuto por el límite de 13.6 eV y contiene solo unos pocos fotones con energía  $h\nu \geq 24.6eV$ , entonces los fotones con energía  $13.6eV \leq h\nu < 24.6eV$  mantendrán completamente ionizado el hidrógeno, y los pocos fotones con



$h\nu \geq 24.6eV$  serán absorbidos en su totalidad por el helio. De esta forma la estructura de ionización estará formada por una pequeña zona central de  $He^+$  y  $H^+$  pues los fotones más energéticos serán prioritariamente absorbidos, y una zona exterior de mayor extensión de  $H^+$  y  $He^0$ . Ahora bien, si la fracción ionizante tiene una contiene una fracción grande de fotones con energía  $h\nu \geq 24.6eV$ , estos fotones dominarán tanto la ionización de hidrógeno como de helio y los límites de ambas zonas ionizadas concideran, estableciendocce una única zona conteniendo  $H^+$  y  $He^+$ .

De manera general, en las regiones fotoionizadas hay un equilibrio de fotoionización y recombinación. La cantidad de fotones provenientes de las estrellas fuente, y que se encuentran ionizando, es igual a las recombinaciones entre iones y electrones libres. Este último proceso involucra la caída de los electrones capturados a niveles inferiores dentro del átomo, lo que genera emisión de fotones traducidos comúnmente como líneas de recombinación. Las líneas de hidrógeno y helio suelen ser las más intensas. A la par de estos procesos, es emitida radiación en el continuo debido a interacciones de partículas cargadas no ligadas, los niveles de energía de dichas partículas no estarán cuantizados y el cambio en la energía cinética es significativa en su espectro. Por otro lado, los electrones libres pueden colisionar con los iones y excitar electrones ligados por encima del nivel base, éstos a su vez decaen por emisión espontánea emitiendo fotones que son reconocidos como líneas excitadas colisionalmente. A lo largo de capas inferiores de átomos o iones con muchos electrones las transiciones son típicamente de dipolo o cuadrupolo magnético, es decir, que las probabilidades de transición (coeficientes de Einstein) de estas transiciones son diferentes de cero solo cuando se consideran perturbaciones de alto orden en los hamiltonianos. A las líneas emitidas en estas transiciones se les llama líneas prohibidas. Por otra parte, a algunas líneas colisionalmente excitadas de átomos o iones con muchos electrones emitidas en el rango ultravioleta, con probabilidades de transición alta, se les llama líneas permitidas.

### 1.3. Calar Alto Legacy Integral Field Area

El estudio de regiones HII brillantes e individuales, fue por más de 50 años la principal herramienta para medir directamente la abundancia de gas en posiciones espaciales discretas dentro de las galaxias. Adicionalmente, entender desde un punto de vista observacional como es la distribución de las abundancias químicas sobre la superficie de galaxias cercanas, nos ayuda a restringir teorías de evolución química galáctica. De la misma forma, esto nos permite obtener, de maneras cada vez más precisas, la historia de formación estelar, y obtener información de la nucleosíntesis estelar en galaxias espirales típicas (Sánchez et al. 2012).

Existen diversos factores que establecen la evolución química de una galaxia, por ejemplo, la composición primordial, la distribución y la cantidad de gas neutro y molecular, la historia de formación estelar, el transporte y mezclado del gas, la función inicial de masa, entre otros. Todos estos factores contribuyen de manera general, a través de un proceso complejo, a la historia de evolución de galaxias. Mediante estudios y medidas precisas de abundancias químicas actuales se pueden restringir los diferentes escenarios de dicha evolución, de aquí se deriva la importancia de obtener la composición química como aproximación global sobre diferentes tipos de galaxias.

El estudio de las galaxias requiere una combinación de estudios estructurales, dinámicos, químicos y del entorno de las mismas. Tanto la parte dinámica como química son esencialmente obtenidas mediante mediciones espectroscópicas. Sin embargo, a diferencia de sus contrapartes fotométricas, los grandes catálogos espectroscópicos de galaxias cuentan con pocas mediciones, debido a las relativamente largas exposiciones de un solo objeto, a las múltiples rendijas largas o a la cantidad de unidades de campo integral (IFU) requeridos por galaxia. Los grandes reconocimientos de miles de galaxias mediante espectroscopía de campo integral (IFS, por sus siglas en inglés), tales como ATLAS3D, CALIFA, SAMI y MaNGA han permitido observaciones espectroscópicas resueltas espacialmente (Gilhuly & Courteau 2018).

El proyecto de *Calar Alto Legacy Integral Field spectroscopy Area* (CALIFA) utiliza una muestra de tamaño seleccionado que abarca una variedad de entornos en el universo local ( $0.005 < z < 0.03$ ), ejemplificando así lo anterior. El poder seleccionar las galaxias a observar en el universo, permite un uso más eficiente de los IFU, así como una buena cobertura de los objetivos y asegura una muestra estadísticamente uniforme de las propiedades resueltas espacialmente, tales como edad, metalicidad y densidad superficial de masa. CALIFA tiene una extensión óptica de  $\sim 2.5r_e$ , mientras que proyectos anteriores como Atlas3D tiene entre  $1-1.5r_e$ . El rango espectral que cubre va de los  $3700-7000\text{\AA}$ , con dos configuraciones sobrepuestas, una en el rojo ( $4300-7000\text{\AA}$ ) a resolución espectral de  $R=850$ , y otra en el azul ( $3700-5000\text{\AA}$ ) a una resolución espectral de  $R\sim 1650$ . Cuenta con campo de visión  $> 1\text{arcmin}^2$  con un alto factor de llenado en un solo punto (65 %). Las 829 galaxias observadas por CALIFA forman una muestra lo suficientemente grande para permitir alguna significancia estadística, y además, lo suficientemente pequeña para permitir observar simple detalles en un amplio campo mapeado por cada galaxia. CALIFA provee una base en espectroscopía local para los grandes proyectos extragalácticos con objetivos similares. Cuenta con cubos de datos que ofrecen una mejor resolución espacial, cobertura espacial y señal a ruido que algunos otros grandes proyectos tales como MaNGA y SAMI, así como una resolución espectral equivalente o inferior, y una cobertura espectral menor que MaNGA. Aún con una muestra menor respecto a los otros proyectos, la cobertura y resolución permiten resolver espacialmente estructuras como regiones HII y brazos espirales (Gilhuly & Courteau 2018).

La segregación de regiones HII y la extracción de sus espectros es realizada mediante un procedimiento semi automático llamada *HIIexplorer*, dicho procedimiento está basado en suposiciones básicas: las regiones HII son estructuras aisladas y débiles con una fuerte emisión debido al gas ionizado, dicha emisión está por debajo de la emisión del continuo y sobre la emisión promedio del gas ionizado de toda la galaxia. La segunda suposición establece que las regiones HII tendrán un tamaño típico entre 100 parsecs hasta algunos poco cientos de parsecs, lo cual corresponde a un

tamaño típico proyectado a la distancia de las galaxias en unos pocos segundos de arco (Sánchez et al. 2012).

## 1.4. Evolución química de galaxias

Las galaxias típicamente se encuentran en compañía de algunos pocos objetos cercanos o en cúmulos a grandes escalas. La información necesaria para su estudio viene normalmente en forma de espectro. Estos pueden ser de estrellas individuales si es posible resolverlas, o integrados, los cuales son resultado de la convolución de varias poblaciones estelares simples, es decir, una generación de estrellas que han nacido al mismo tiempo y con la misma composición química. De dichos espectros, es posible obtener la composición química de estrellas o de la población estelar dominante en el espectro visible. Por otra parte, el espectro del gas en la galaxia tanto frío como templado, provee de las condiciones físicas de éste, tales como temperatura y densidad, así como la composición química del mismo. Ésto resulta importante para estudiar como los principales elementos químicos son formados y restablecidos dentro de las estrellas por vientos estelares y supernovas dentro del MI, tomando así partido en las siguientes generaciones de estrellas. Todo lo anterior conforma la evolución química de las galaxias.

Los ingredientes básicos para entender y modelar la evolución química de una galaxia involucran: condiciones iniciales, una función de la tasa de nacimiento estelar, nucleosíntesis y flujos de gas. Teniendo dichos factores, es necesario escribir las ecuaciones que describan la evolución del gas y las abundancias químicas. Estas ecuaciones podrán describir las variaciones temporales y espaciales del gas y las abundancias por masa. La abundancia química por masa de una especie química  $i$ , esta definida por:  $X_i = M_i/M_{gas}$ , y por definición, la suma sobre todas las especies es igual a la unidad. Generalmente, en estudios de la evolución química suelen usarse las etiquetas para especies químicas de  $X$ ,  $Y$  y  $Z$ , indicando las abundancias por masa de hidrógeno (H), helio (He) y elementos pesados

( $Z$ ), respectivamente. Aunque, como ya se menciono, el Universo bariónico está principalmente formado en masa por hidrógeno (73 %) y helio(25 %), la pequeña fracción de elementos pesados es crucial para entender cómo las estrellas y galaxias se formaron y evolucionaron. Es importante destacar que la composición química primordial por masa, cerca de tres minutos después del Big Bang es 76 % hidrógeno, 24 % helio y cero por ciento de elementos pesados (Matteucci 2012).

## 1.5. Helio primordial

Debido a la nucleosíntesis primordial y a los fotones de la radiación de fondo de microondas, se ha logrado establecer la evolución del Universo, dando así una demostración del modelo estándar cosmológico. Dentro de la teoría estándar del Big Bang (SBB), las abundancias de deuterio, helio y litio dependen únicamente de la relación del número de bariones a fotones, una prueba importante de dicha teoría se presenta al observar que para un valor específico de este parámetro cosmológico las abundancias de los elementos mencionados coincidan con las observadas.

La abundancias química de una especie dada ( $X_i$ ) esta dada por  $X_i = \frac{M_i}{M_{gas}}$ , cumpliéndose que  $\sum_{i=1..n} X_i = 1$ , siendo  $n$  el número total de especies químicas. Es típicamente empleada la notación  $X$  para masa de hidrógeno por masa,  $Y$  para helio y  $Z$  para elementos pesados.

La determinación de helio primordial ( $Y_p$ ) es importante desde un punto de vista cosmológico y para la evolución química de galaxias. El helio primordial puede ser usado para probar la teoría estándar de nucleosíntesis del Big Bang (SBBN), al ofrecer, mediante distintas restricciones, que se mantenga dentro de un margen aceptado. Las propiedades que ayuda a delimitar son: el número de familias de neutrinos, la variación del tiempo de vida del neutrón y la diferencia de masa neutrón-protón, la variación de la constante de gravitación universal, la presencia de energía de vacío durante la nucleosíntesis del Big Bang (BBN), y por último, la presencia de decaimiento de partículas durante la BBN. Por otra parte, los modelos de evolución estelar requieren un valor inicial de  $Y$  preciso, el

cual viene dado por  $Y_p$  más el valor de  $Y$  producida por la evolución química galáctica, que puede ser obtenida del cociente  $\Delta Y/\Delta O$ ). Así mismo, la combinación de  $Y_p$  y el cociente mencionado es necesario para probar los modelos de evolución química de las galaxias (Peimbert et al. 2007).

Una variable importante para la determinación de helio primordial es la estimación de la abundancia de helio. Para objetos de bajo grado de ionización es importante considerar la presencia de  $\text{He}^0$  dentro de la zona de  $\text{H}^+$ , mientras que para objetos de alto grado de ionización es necesario considerar la posible presencia de  $\text{H}^0$  dentro de la zona de  $\text{He}^+$ . Para los primeros objetos, el factor de corrección de ionización de He podría ser mayor que 1, mientras que para los objetos de alto grado de ionización dicho factor podría ser menor a 1. Cada región HII es diferente y se hacen necesarios buenos modelos de fotoionización para estimar los factores de corrección de ionización de helio con gran precisión (Peimbert et al. 2002).

## Capítulo 2

# Regiones fotoionizadas

Las regiones fotoionizadas son caracterizadas por tener una fuente, principalmente estrellas, de radiación ultravioleta. Los fotones emitidos ionizan el gas que circunda la fuente. Los principales exponentes de las regiones fotoionizadas son: regiones HII y Nebulosas Planetarias (NPs), sin embargo, estas últimas tienen una física muy similar a las regiones HII típicas y el estudio teórico de los procesos de fotoionización suele ser muy parecido.

Considerando un modelo solo de hidrógeno, la fotoionización se presenta al interactuar un fotón que tiene cierta energía  $h\nu$ , con un átomo de hidrógeno; ya que el hidrógeno es el elemento más abundante del Universo es acertado pensar en esta interacción, sin embargo, podrán ionizarse otros elementos. El hidrógeno se encontrará en su estado fundamental fuera de la región HII, ya que el tiempo en llegar a dicho estado no será mayor a 0.1s, mientras que el tiempo para que ocurra una interacción con fotones o partículas es aproximadamente de minutos u horas. Considerando que la energía necesaria para retirar un electrón del átomo de hidrógeno es de  $13.6eV$  (potencial de ionización del hidrógeno,  $\chi_H$ ), la energía en el fotón deberá ser superior a ésta. La energía cinética que adquirirá el electrón será la diferencia de la energía del fotón menos el potencial de ionización

del átomo.

Es importante marcar que los fotones emitidos por la fuente serán finitos, lo que automáticamente supone que solo fotoionizarán un determinado volumen. Si la nube de gas es suficientemente grande se establecerá una región de material ionizado con una capa externa de material neutro. El ancho de la transición de uno a otro material será cercano al valor del camino libre medio de un fotón ionizante y mucho menor que el radio de la zona ionizada (Osterbrock & Ferland 2006). Si tomamos una estrella con temperatura arriba de los  $2 \times 10^4 \text{K}$ , generando fotones ionizantes, y con luminosidad por unidad de frecuencia  $L_\nu$ , la tasa de fotones que son emitidos y ionizan el medio circundantes es:

$$Q(\text{H}^0) = \int_{\nu'}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu, \quad (2.1)$$

donde  $\nu' = \chi_H/h$  es la frecuencia umbral de los fotones que ionizan. Si consideramos parámetros típicos para regiones HII de temperatura de las estrellas tipo O ( $T_* = 39700$ ) y densidad de átomos de hidrógeno y iones sobre  $\text{cm}^3$  ( $10 \text{ cm}^{-3}$ ), la ecuación anterior toma valores del orden de  $10^4$  fotones/s.

## 2.1. Equilibrio de fotoionización

La base que nos permitó estudiar a detalle la física en las regiones fotoionizadas involucra considerar un balance entre la fotoionización y las recombinaciones de electrones libres. Para explicar lo anterior seguiremos la notación y secuencia de Osterbrock & Ferland (2006). Suponiendo una nube solo de hidrógeno, el equilibrio de fotoionización estará dado por la ecuación:

$$n(\text{H}^0) \int_{\nu_{\text{H}^0}}^{\infty} \frac{4\pi}{h\nu} J_\nu a_\nu d\nu = n_e n_p \alpha(\text{H}^0, T), \quad (2.2)$$



donde  $h\nu$  representa la energía de ionización del hidrógeno,  $n_e$ ,  $n_p$  y  $n(H^0)$  la densidad de electrones, protones y de hidrógeno neutro, respectivamente, y  $a_\nu$  la sección eficaz de fotoionización. Adicionalmente,  $J_\nu$  corresponde a la intensidad promedio, que es la radiación emitida por la estrella y está descrita como:

$$4\pi J_\nu = \frac{R^2}{r^2} \pi F_\nu(0) = \frac{L_\nu}{4\pi r^2} [\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}], \quad (2.3)$$

siendo  $F_\nu(0)$  el flujo sobre la superficie de la estrella,  $r$  la distancia a la estrella,  $R$  el radio de la estrella y  $L_\nu$  la luminosidad por unidad de frecuencia. Regresando a la ecuación 2.2,  $\alpha(H^0, T)$  representa el coeficiente de recombinación, el cual es calculado como la suma de todos los coeficientes de recombinación, y de todos los estados de energía del hidrógeno, es decir:

$$\alpha_A(H^0, T) = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n(H^0, T), \quad (2.4)$$

estando definido el coeficiente de recombinación para el estado  $n$  como:

$$\alpha_n(H^0, T) = \int_0^{\infty} \sigma_n(v) v f(v, T) dv, \quad (2.5)$$

es decir, el producto de la distribución Maxwell-Boltzman,  $f(v, T)$ , la sección eficaz de recombinación radiativa,  $\sigma_n(v)$ , y la velocidad  $v$ , lo anterior, integrado sobre todos los posibles valores de la velocidad de los electrones.

Tomemos en cuenta que para transiciones permitidas, seguidas de la emisión de un fotón, la probabilidad de que ocurran en el átomo de hidrógeno será de  $10^4 \text{ s}^{-1}$  a  $10^8 \text{ s}^{-1}$ . Dichos valores corresponden a tiempos de vida, en niveles excitados del mismo átomo, de  $10^{-4} \text{ s}$  y  $10^{-8} \text{ s}$ . Por otro lado, las transiciones del nivel  $2^2S$  al estado base ocurren con la emisión de dos fotones, y tienen una probabilidad de transición aproximada de  $8.23 \text{ s}^{-1}$ , valor equivalente al tiempo de vida en el nivel  $2^2S$ , el cual es de 0.12s. Este último resulta mucho menor al tiempo de vida promedio que le

toma a un átomo de hidrógeno ser fotoionizado nuevamente, es decir,  $10^8 s$  para el nivel base y del mismo orden para los niveles excitados. Lo anterior sirve para establecer una buena aproximación en el balance de fotoionización respecto a los fotones emitidos del nivel  $2^2S$  al estado fundamental. Considerando que todo el hidrógeno neutro se encuentra en el estado base ( $1^2S$ ), las fotoionizaciones de este nivel son equilibradas con las recombinaciones provenientes de todos los niveles, mientras que las recombinaciones a cualquier estado excitado serán seguidas de una transición radiativa muy rápida que conducirá finalmente al estado base. Finalmente, el coeficiente de recombinación expuesto en la ecuación 2.4, es definido tomando en cuenta esta aproximación, la cual es denominada *caso A*. En el cual se asume que todos los fotones emitidos en la nebulosa escapan sin ser absorbidos y son causar transiciones extra, resultando así una buena aproximación para nebulosas que son ópticamente delgadas, aunque estas nebulosas pueden contener relativamente poco gas y ser más débiles en intensidad por lo que son más difíciles de observar.

Típicamente, cuando la nebulosa es considerada ópticamente gruesa se considera que los fotones ionizantes no pueden escapar de ella, por lo que los fotones del campo de radiación difusa generados en la nebulosa son absorbidos en alguna otra parte de la misma, dicha suposición lleva el nombre de *on the spot*. Tomando en cuenta que las recombinaciones al estado base pueden producir fotones con energía mayor a  $\xi_H$ , supondrían una fuente extra de fotoionización, de hecho, dichos fotones representan aproximadamente el 40% de los fotones ionizantes (Peimbert et al. 2017). Considerando la aproximación *on the spot* y que los fotones al estado base tienen la energía suficiente para ionizar nuevamente, la suposición de que son inmediatamente absorbidos en la nebulosa permite no contabilizarlos en el equilibrio de fotoionización, y así, ignorar las recombinaciones al estado base; esto es normalmente referido como el llamado *caso B*, para el cual el coeficiente de recombinación es:

$$\alpha_B(H^0, T) = \alpha_A(H^0, T) - \alpha_1(H^0, T) = \sum_{n=2}^{\infty} \alpha_n(H^0, T), \quad (2.6)$$

siendo el  $\alpha_n(H^0, T)$  definido anteriormente.

Dada la tasa de recombinaciones, es requerido un cierto número de fotones ionizantes para mantener un volumen de gas ionizado. En 1939, el astrónomo Bengt Strömngren presentó un modelo simple donde establece que se puede determinar en buena medida el tamaño de la región fotoionizada dada la tasa de fotones ionizantes. Dichos fotones se terminarán cuando un volumen de tamaño  $\frac{4\pi}{3}r_S^3$  sea ionizado, así, para una estrella con luminosidad por unidad de frecuencia  $L_\nu$ , tal que el número de fotones ionizantes por unidad de tiempo es:

$$Q(H^0) = \frac{4\pi}{3}r_S^3 n^2(H)\alpha_B(H^0, T), \quad (2.7)$$

siendo  $r_S$  el radio de Strömngren, es decir, el radio que tendrá el volumen de gas ionizado.

Consideremos ahora que la única fuente de fotones ionizantes es una sola estrella inmersa en la nebulosa independiente del tiempo y homogénea, el problema se reduce a resolver un sistema de ecuaciones de transferencia radiativa que se se pueden escribir de la forma:

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

para una intensidad específica  $I_\nu$ , donde  $j_\nu$  es el coeficiente de emisión local de radiación ionizante en unidades de energía por unidad de volumen, tiempo, ángulo sólido y frecuencia.

Para resolver la ecuación de transporte radiativo, es conveniente separar la intensidad específica en dos partes, una estelar y otra difusa, la primera debida a la radiación proveniente de las estrellas, mientras que la segunda será consecuencia de la emisión del gas ionizado, así la intensidad puede ser escrita como la suma de ambas, es decir,  $I_\nu = I_{\nu s} + I_{\nu d}$ .

Los fotones emitidos por la estrella fuente son absorbidos en su camino a la frontera de la nebulosa, debido a esto, y a la dilución geométrica, la radiación estelar disminuye conforme avanza a la parte externa de la zona de ionización. Este efecto puede ser descrito mediante el flujo de radiación estelar  $\pi F_{\nu s}$ , si la estrella es la única fuente de radiación ionizante la expresión queda:

$$4\pi J_{\nu s} = \pi F_{\nu s}(r) = \pi F_{\nu s}(R) \frac{R^2 \exp(-\tau_\nu)}{r^2} [\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}], \quad (2.9)$$

dado el flujo en unidades de energía por unidad de área, tiempo e intervalo de frecuencia.  $R$  el radio de la estrella, y  $\tau_\nu$  la profundidad óptica como función del radio, la cual se define de la siguiente manera:

$$\tau_\nu = \int_0^R n(H^0, r') a_\nu dr'. \quad (2.10)$$

Por otra parte, para una nebulosa ópticamente delgada la radiación difusa puede ser aproximada a  $J_{\nu d} \sim 0$ , sin embargo, para una nebulosa ópticamente gruesa, se hace necesaria la suposición de que todos los fotones son absorbidos en un punto cercano a el que fueron generados, es decir, la antes mencionada aproximación *on the spot*. Así, la componente difusa de la intensidad específica puede ser descrita con la radiación difusa del gas ionizante, que a su vez es proporcional al coeficiente de emisión de la misma, de la forma:

$$J_{\nu d} = \frac{j_\nu}{n(H^0) a_\nu}. \quad (2.11)$$

Si la energía para ionizar es mucho mayor a la energía térmica, la única fuente de radiación ionizante será la recaptura de electrones desde el continuo hasta el estado base y el coeficiente de emisión como función de la temperatura se expresará:

$$j_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left( \frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} a_\nu \exp[-h(\nu - \nu_0)/kT] n_p n_e. \quad (2.12)$$

El número de fotones generados por recombinaciones al estado base es establecido por el coeficiente de recombinación a este nivel. Sí resulta menor a la suma de todos los coeficientes de recombinación obtenidos para cada uno de los niveles de energía del hidrógeno, el campo de radiación difusa será mucho menor que la radiación estelar y se podrá obtener de manera iterativa.

### 2.1.1. Fotoionización de hidrógeno y helio

Una inclusión acertada en el estudio de la estructura de las regiones fotoionizadas resulta de establecer una visión más realista de las nebulosas. De esta manera, es significativo presentar un

modelo de los procesos físicos involucrados considerando helio, el siguiente elemento más abundante del MI, que como ya se ha mencionado en el capítulo 1, en número, forma cerca del 10% de la composición química del mismo. Ahora bien, refrendando lo visto en secciones anteriores, el potencial de ionización del hidrógeno es de  $\chi_H = 13.6eV$ , para el helio neutro es de  $\chi_{He^0} = 24.6eV$ , y para helio ionizado es  $\chi_{He^+} = 54.4eV$ . Típicamente, en regiones fotoionizadas existen pocas fuentes que puedan emitir fotones con energías lo suficientemente altas para ionizar dos veces al helio. Dado lo anterior, si los fotones emitidos con energías entre  $13.6eV < h\nu < 24.4eV$  son más numerosos que los emitidos con energías  $h\nu > 24.4eV$ , los primeros mantendrán completamente ionizado el hidrógeno y los segundos podrán ionizar tanto hidrógeno como helio, como resultado, una zona de  $H^+$  y  $He^+$  se formará hacia el centro de la nebulosa, rodeada de una de mayor extensión de  $H^+$ , y finalmente una capa exterior de  $He^0$ . Contrario a esto, suponiendo una fuente ionizante de aproximadamente  $4 \times 10^4 K$ , se podrán emitir fotones con energías por encima del potencial de ionización del helio y la estructura de la nebulosa correspondiente al helio ionizado tendrá la misma extensión que la de hidrógeno, con una capa exterior de hidrógeno y helio neutro.

Como ya se ha mencionado, las regiones HII están compuestas de estrellas de tipo espectral O, las cuales no generan numerosos fotones con energía capaz de ionizar dos veces el helio, es decir, la mayoría de los fotones tienen energía por debajo de los  $h\nu < 54.4eV$ . Sin embargo, el panorama cambia para las NPs, las cuales cuentan con estrellas centrales mucho más calientes que las antes mencionadas por lo que resulta común que produzcan zonas hacia el centro de la nebulosa con  $He^{++}$ .

La formalización de lo anterior se puede establecer con las ecuaciones de equilibrio considerando ambos elementos, para ello se considera la aproximación *on the spot*, esto es, tengamos presente que los fotones emitidos de la recombinación al estado base del helio puede ionizar tanto hidrógeno como helio. De manera puntual, la fracción de dichos fotones que son absorbidos por hidrógeno se

puede escribir de la forma:

$$y = \frac{n(H^0)a_{\nu_2}(H^0)}{n(H^0)a_{\nu_2}(H^0) + n(He^0)a_{\nu_2}(He^0)}, \quad (2.13)$$

es decir, será solo función de la densidad de hidrógeno y helio neutro, así como de la sección eficaz de cada uno. Complementando, la fracción absorbida por helio será  $1 - y$ . Por otro lado, hemos de considerar que no todas las recombinaciones llegan al estado baso, así, las recombinaciones al niveles excitados de helio son aproximadamente tres cuartos para tripletes, es decir, configuraciones electrónicas con espín total uno, y un cuarto a los singuletes, esto es, configuraciones donde se puede adoptar una distribución con espín total cero. Popularmente, las capturas a los tripleteles resultan altamente metaestables, sin embargo, pueden decaer emitiendo una línea prohibida hacía el estado base. Al mismo tiempo pueden ocurrir, aunque menos probables, transiciones colisionales al estado base que ayuden a despoblar los niveles excitados, lo que genera un cambio en el espín total.

Dos tercios de las recombinaciones al singulete terminarán en el estado  $2^1P$  y un tercio en el  $2^1S$ . Los electrones localizados en el nivel  $2^1P$  pueden decaer al estado  $2^1S$ , sin embargo la probabilidad es menor frente al decaimiento al nivel  $1^1S$ . Por otro lado, los electrones en el nivel  $2^1S$  decaen al estado base, emitiendo dos fotones con energía total de 20.6 eV, que podrían, según la configuración, ionizar nuevamente hidrógeno, pero no helio. Un conteo rápido permite establecer que la probabilidad de que alguno de los dos fotones pueda ionizar hidrógeno es de 0.56. Considerando el número total de recombinaciones a niveles excitados, la fracción,  $p$ , que podrá ionizar inmediatamente el medio circundante considerando el límite de baja densidad es  $p \approx 0.96$ , mientras que en límite de alta densidad, la fracción es  $p \approx 0.66$ .

Dispuesto lo anterior, las ecuaciones de equilibrio de fotoionización considerando el helio, se pueden escribir de la siguiente manera para hidrógeno:

$$\begin{aligned} \frac{n(H^0)R^2}{r^2} &= \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}(R)}{h\nu} a_{\nu}(H^0) \exp(-\tau_{\nu}) d\nu + yn(He^+)n_e\alpha_1(He^0, T) + pn(He^+)n_e\alpha_B(He^0, T) \\ &= n_p n_e \alpha_B(H^0, T); \end{aligned} \quad (2.14)$$

y para helio:

$$\begin{aligned} \frac{n(\text{He}^0)\mathbf{R}^2}{r^2} &= \int_{\nu_2}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}(R)}{h\nu} a_{\nu}(\text{He}^0) \exp(-\tau_{\nu}) d\nu + (1-y)n(\text{He}^+)n_e\alpha_1(\text{He}^0, T) \\ &= n(\text{He}^+)n_e\alpha_A(\text{He}^0, T), \end{aligned} \quad (2.15)$$

donde la profundidad óptica como función de la distancia se puede escribir como:

$$\frac{d\tau_{\nu}}{dr} = n(\text{H}^0)a_{\nu}(\text{H}^0) \quad \text{para } \nu_1 < \nu < \nu_2 \quad (2.16)$$

y

$$\frac{d\tau_{\nu}}{dr} = n(\text{H}^0)a_{\nu}(\text{H}^0) + n(\text{He}^0)a_{\nu}(\text{He}^0) \quad \text{para } \nu_2 < \nu, \quad (2.17)$$

así mismo, la densidad electrónica considerando el helio se puede escribir:

$$n_e = n_p + n(\text{He}^+). \quad (2.18)$$

Partiendo de lo anterior, se puede obtener el tamaño de la región de  $\text{He}^+$ , para ello es necesario ignorar la absorción por hidrógeno en dicha zona. De esta manera, para  $y = 0$  y  $n(\text{H}^0) = 0$ , en la ecuación de equilibrio de ionización, se puede obtener la tasa de fotones ionizantes de helio neutro  $Q(\text{He}^0)$ :

$$\int_{\nu_2}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} d\nu = \frac{4\pi}{3} r_2^3 n(\text{He}^+)n_e\alpha_B(\text{He}^0), \quad (2.19)$$

siendo  $r_2$  el radio de la región de  $\text{He}^+$ . Por otro lado, también se puede estimar el número de fotones ionizantes para hidrógeno,  $Q(\text{H}^0)$ . Para ello es importante considerar que no se reducirá dada la absorción de helio, entonces, la expresión se ve de la forma:

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} d\nu = \frac{4\pi}{3} r_1^3 n(\text{H}^+)n_e\alpha_B(\text{H}^0), \quad (2.20)$$

donde  $r_1$  corresponde al radio de la zona de hidrógeno ionizado. Comúnmente, la zona de  $\text{He}^+$  será mucho más pequeña que la de  $\text{H}^+$ , de esta forma, los electrones libres encontrados en las zona de  $\text{H}^+$ , provendrán solo de la ionización del hidrógeno, sin embargo, los electrones libres de la región de  $\text{He}^+$  podrán ser resultado de la ionización tanto de helio como de hidrógeno.

### 2.1.2. Fotoionización de elementos pesados

Seguidos del hidrógeno y helio, los elementos químicos más abundantes en el MI son el oxígeno, carbón, neón, nitrógeno, azufre y hierro, que si bien representan el 0.1 % de la abundancia en número del mismo, juegan un papel importante en los procesos dentro de las nebulosas. El balance de fotoionización de estos elementos se puede escribir de forma general con la siguiente ecuación:

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

para un elemento  $X$  dado, donde  $i$  e  $i + 1$  representan el  $i$ -ésimo grado de ionización y su estado sucesivo, respectivamente, adicionalmente  $n(X^{+i})$  y  $n(X^{+(i+1)})$  son las densidades de dichos estados,  $\sigma_\nu(X^{+i})$  representa la sección eficaz en el estado base de  $X^{+i}$ ,  $J_\nu$  la intensidad promedio que incluye contribuciones estelares y de radiación difusa, pero para la cual la abundancia de elementos pesados es menor que dichas contribuciones y solo la emisión de H, He y He<sup>+</sup> son consideradas, y finalmente,  $\alpha_G(X^{+i}, T)$  el coeficiente de recombinación, tomado desde el estado base de  $X^{+(i+1)}$  hasta todos los niveles de  $X^{+i}$ . El coeficiente de recombinación puede escribirse contemplando una parte radiativa y dieléctrica:

$$\alpha_G(X^{+i}, T) = \alpha_R(X^{+i}, T) + \alpha_d(X^{+i}, T). \quad (2.22)$$

La primera parte corresponde a las capturas ligado-libre y es la suma sobre todos los niveles, dominado por los más excitados. Por otro lado, cuando el electrón libre tiene la energía cinética necesaria para excitar un estado ligado del ión, la parte dieléctrica es típicamente mayor que la radiativa respecto a la temperatura nebular.

Algunos de los iones de elementos pesados pueden tener uno o más niveles electrónicos debajo del nivel de valencia, los electrones pueden ser arrancados si la fuente ionizante genera fotones con suficiente energía para excitar algunos, tal que al decaer la energía resultante permita remover otros



en energías características.

Tipicamente, la estructura de ionización en regiones HII se define con grandes cantidades de iones de alto grado de ionización cerca de las estrellas ionizantes, donde el campo de radiación es más intenso, mientras que hacia las capas externas, donde la dilución geométrica ha disminuido los fotones ionizantes, los iones presentes tienden a ser de elementos una vez ionizados, tales como  $O^+$  y  $N^+$ . Por otra parte, las Nebulosas Planetarias cuentan con un grado de ionización mayor, debido a las altas temperaturas de la estrella central.

## 2.2. Equilibrio térmico

De manera general, para una región fotoionizada, la estructura térmica esta dada por la ecuación:

$$\frac{3}{2} \frac{d}{dt} (n + n_e) kT = G - L, \quad (2.23)$$

siendo  $n$  la densidad numérica del átomo/ión,  $n_e$  la densidad electrónica,  $G$  y  $L$  la ganancia y pérdida de energía del gas, respectivamente, por unidad de volumen y tiempo. si la región se encuentra en estado estacionario, la primera parte de la ecuación es cero, por lo que el equilibrio térmico queda de la forma:  $G = L$ .

La ganancia de energía es debida al proceso de fotoionización, es decir, los electrones en el gas de la nube reciben energía de los fotones UV de la fuente ionizante, calentando el medio. Aunque bien la fotoionización del hidrógeno neutro es el principal proceso en la inyección de energía, cerca del 90%, algunas otras fotoionizaciones tienen una pequeña contribución al mismo, tal es el caso de helio neutro y helio ionizado, contando aproximadamente el 10% o menos (Peimbert et al. 2017). Ahora bien, de manera breve, los principales procesos de enfriamiento en la región fotoionizada son: pérdida de energía debido a la recombinación de los electrones libres, pérdida por la radiación

de frenado debida a la interacción de electrones libres con los iones en la nebulosa, y por último, pérdida de energía por la transición, dentro del ión, de electrones a niveles inferiores.

### 2.2.1. Ganancia de energía por fotoionización

Los fotones provenientes de la fuente ionizante y con energía  $h\nu$ , son absorbidos en la nebulosa causando la fotoionización del hidrógeno. Los electrones termalizados resultantes de dicha fotoionización tendrán una energía cinética igual a la diferencia entre la energía del fotón menos la necesaria para arrancarlo del átomo, es decir, el potencial de ionización. Considerando una nebulosa solo de hidrógeno, la energía por unidad de volumen y tiempo en cualquier punto de la nebulosa es:

$$G(H) = n(H^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{\nu} (\nu - \nu_0) a_{\nu}(H^0) d\nu, \quad (2.24)$$

en unidades de  $erg\ cm^{-3}\ s^{-1}$ , donde  $\nu_0$  corresponde a la frecuencia de la energía necesaria para ionizar el hidrógeno. Si consideramos equilibrio de fotoionización en la nebulosa, se puede sustituir el valor de  $n(H^0)$  despejado de la ecuación 2.2, así, la ecuación de ganancia de energía se puede expresar en términos de las recombinaciones y la energía térmica de los electrones termalizados:

$$G(H) = \frac{3}{2} kT n_e n_p \alpha(H^0, T). \quad (2.25)$$

Adicionalmente, existen algunos procesos físicos dentro de la nebulosa que proporcionan un calentamiento a la misma, dando así un pequeño aporte en la ganancia de energía, pero que no domina sobre la fotoionización. Tales procesos pueden venir del calentamiento del polvo debido a los fotones incidentes, esto es, los granos de polvo, absorben fotones ultravioleta que desprenden electrones de los átomos en el polvo, transfiriendo energía a estos, que se termalizaran en el gas. Así mismo, algunos fenómenos que son típicamente ignorados para la ganancia de energía son los rayos cósmicos y las ondas de choque, sin embargo en casos específicos estas últimas podrían ser importantes de manera local (Peimbert et al. 2017).

Ahora bien, si se busca establecer un modelo más realista de la nebulosa, el segundo elemento más importante a considerar es el helio. Para ello se puede introducir la tasa de calentamiento para el helio, la cual queda, en términos de las recombinaciones, de la forma:

$$G(He) = n_e n(He^+) \alpha_A(He^0, T) \frac{\int_{\nu_2}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{\nu} (\nu - \nu_2) a_{\nu}(He^0) d\nu}{\int_{\nu_2}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(He^0) d\nu}, \quad (2.26)$$

tamando el coeficiente recombinaciones y la tasa de fotones ionizantes respecto al helio.

### 2.2.2. Pérdida de energía por radiación libre-libre

Cuando un electrón sufre una colisión inelástica con un ión, el electrón pierde energía y es frenado, esta energía sobrante es emitida mediante un fotón que no tiene energía suficiente para ionizar el medio y la energía térmica en el gas se reduce. La tasa de enfriamiento, por este proceso, integrada sobre todas las frecuencias para un ión dado con carga  $Z$  es:

$$L_{ll}(Z) = 4\pi j_{ll} = \frac{2^5 \pi e^6 Z^2}{3^{3/2} h m c^3} \left( \frac{2\pi kT}{m} \right)^{1/2} g_{ll} n_e n_+, \quad (2.27)$$

siendo  $n_+$  la densidad por número de los iones, pudiendo ser incluido el  $He^+$  escribiendo  $n_+ = n_p + n(He^0)$ , y  $g_{ll}$  un factor numérico de emisión libre-libre llamada *Gaunt factor*. Basta variar la carga  $Z$  para obtener la pérdida de energía por diferentes iones. Para  $He^+$  basta poner  $Z = 1$ , mientras que para la pérdida por iones de  $He^{++}$ :  $Z = 2$ .

### 2.2.3. Pérdida de energía por recombinación

Si bien la ganancia de energía por fotoionización permite que el gas se caliente, los electrones libres son rápidamente termalizados y dado el equilibrio de fotoionización, por cada átomo ionizado habrá una recombinación, la cual supondrá que un electrón termalizado con energía cinética  $\frac{1}{2}mv^2 = h(\nu - \nu_0)$  desaparezca, así, el número de recombinaciones establecerá la pérdida de energía promedio

en el gas de la nebulosa por este proceso. La relación de pérdida de energía por el número de recombinaciones puede escribirse de la siguiente manera:

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

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

$$\beta_A(H^0, T) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{L=0}^{n-1} \beta_{nL}(H^0, T) \text{ [cm}^3 \text{ s}^{-1}], \quad (2.29)$$

siendo el coeficiente de recombinación para una energía cinética promedio:

$$\beta_{nL}(H^0, T) = \frac{1}{kT} \int_0^{\infty} u \sigma_{nL}(H^0, T) \left( \frac{1}{2} m u^2 + \chi_{nL} \right) f(u) du. \quad (2.30)$$

Los electrones de baja energía cinética son preferentemente capturados y el promedio de la energía de los electrones capturados es menor a  $\frac{3}{2}kT$ . Nuevamente, un modelo más acertado de la nebulosa nos permite agregar un término de pérdida de energía por recombinación para el helio. La expresión es:

$$L_R(He) = n_e n(He^+) kT \beta_A(He^0, T). \quad (2.31)$$

Tipicamente los elementos más pesados que el hidrógeno y helio son mucho menos abundantes, y la contribución de estos al equilibrio térmico es mucho menor, sin embargo, pueden resultar significativas para desarrollar un modelo más realista.

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

Los átomos y iones que se encuentran en capas inferiores de energía, representan el mayor aporte a la pérdida de energía por excitación colisional, esto es, al interactuar un electrón libre con un átomo o ión, este cede energía a los electrones ligados, promoviendo los a niveles superiores e inestables que tendrán un decaimiento a niveles inferiores en un intervalo de tiempo, emitiendo así, fotones que no tienen la energía suficiente para volver a ionizar el medio circundante. Comúnmente, los iones de  $O^+$ ,  $O^{++}$  y  $N^+$ , son los principales enfriadores en las regiones fotoionizadas, mientras que elementos

más abundantes como el hidrógeno y helio, necesitan energías de excitación mucho mayores y suelen no ser importantes a la tasa de enfriamiento por excitación colisional.

Es necesario resolver el sistema de ecuaciones dado por la población de niveles excitados para cada ión o átomo que contribuye a la función de enfriamiento en esta pérdida de energía. Tomando la relación para el número total de iones:

$$n = \sum_j n_j, \quad (2.32)$$

se puede obtener la pérdida de energía debida a excitación colisional para cada  $n_j$  población de todos los niveles importantes de cada ión, de esta forma, la expresión de pérdida de energía queda:

$$L_C = \sum_i n_i \sum_{j<i} A_{ij} h\nu_{ij}, \quad (2.33)$$

donde  $A_{ij}$  representa el coeficiente de Einstein  $A$  de la transición espontánea  $i \rightarrow j$ , y  $h\nu_{ij}$  es la energía asociada a esta transición. Ahora bien, el sistema de ecuaciones a resolver esta dado por el equilibrio estadístico entre excitación y desexcitación, esto es:

$$\sum_{i>j} n_i A_{ij} + n_e \sum_{i \neq j} n_i q_{ij}(T) = \sum_{i<j} n_j A_{ij} + n_e \sum_{i \neq j} q_{ij}(T) n_j. \quad (2.34)$$

Para un átomo de dos niveles, la tasa de excitación colisional puede ser escrita de la forma:

$$n_e n_2 q_{12} = n_e n_1 \frac{8.629 \times 10^{-6} \Omega(1,2)}{T^{1/2}} \frac{1}{w_1} \exp(-\chi/kT), \quad (2.35)$$

y la tasa de desexcitación colisional

$$n_e n_2 q_{21} = n_e n_2 \frac{8.629 \times 10^{-6} \Omega(1,2)}{T^{1/2}} \frac{1}{w_2}, \quad (2.36)$$

donde  $w_1$  y  $w_2$  representan los pesos estadísticos para cada ión,  $\Omega(1,2)$  la intensidad de colisión para la transición y  $\chi$  la energía entre los niveles.

Como ya se menciona anteriormente y considerando el límite de baja densidad, y de manera más detallada, para un ión con un solo nivel excitado, todas las excitaciones colisionales son seguidas de

la emisión de un fotón, para esta configuración, la desexcitación puede ser depreciada y la tasa de enfriamiento por excitación colisional puede ser escrita de la forma:

$$L_C = n_e n_1 q_{12} h\nu_{21}. \quad (2.37)$$

Por otro lado, si la densidad es lo suficientemente alta para no poder hacer una suposición respectiva, el término de la desexcitación colisional no puede ser despreciado, por lo que la ecuación de equilibrio estadístico se escribe de la forma:

$$n_e n_1 q_{12} = n_e n_2 q_{21} + n_2 A_{21}, \quad (2.38)$$

y así, la tasa de enfriamiento para este proceso se puede escribir:

$$L_C = n_2 A_{21} h\nu_{21} = n_e n_1 q_{12} h\nu_{21} \left[ \frac{1}{1 + \frac{n_e q_{21}}{A_{21}}} \right]. \quad (2.39)$$

Existen algunos iones con solo dos niveles inferiores, haciendo loable este formalismo en dichos casos, sin embargo, la mayoría de los iones tienen más niveles de energía que deben ser considerados, es aquí donde la ecuación 2.33 es sustancial como una representación general de la pérdida de energía por excitación colisional.

### 2.2.5. Otras fuentes de pérdida de energía

Existen algunas otras fuentes de pérdida de energía en regiones fotoionizadas, que adquieren importancia para diferentes escenarios físicos dentro de la nebulosa estudiada, el más relevante es la ionización colisional. La pérdida debida a este proceso puede ser escrita de la forma:

$$L_{ion} = n_e \sum_i n_i c_i(T) \chi_i, \quad (2.40)$$

donde  $c_i$  es el coeficiente de ionización colisional y  $\chi_i$  el potencial de ionización para el  $i$ -ésimo ión. Los términos que dominan este enfriamiento son la ionización de HI, HeI y HeII, siendo significativo en gas neutro que es chocado a una temperatura por encima de los  $10^4 K$ .

Es importante destacar que en el límite baja densidad, todos los términos del balance térmico son proporcionales a la densidad electrónica y a la densidad iónica, por lo que las temperaturas resultantes serán independientes de la densidad total. Así mismo, cuando la desexcitación colisional se hace importante, la tasa de enfriamiento como función de la temperatura decrece, y el equilibrio de temperaturas como función del campo de radiación, incrementa.

Finalmente, el equilibrio térmico es:

$$G - L_R = L_{II} - +L_C. \quad (2.41)$$

Típicamente, se presenta como el balance entre la ganancia total en el proceso de fotoionización, el cual esta esquematizado por la ganancia de energía por la fotoionización menos la energía pérdida por las recombinaciones, igualado a la pérdida de los siguientes procesos importantes que contribuyen a la pérdida de energía, es decir, la radiación libre libre y la correspondiente a la radiación por líneas de excitación colisional.

### 2.3. Espectro de regiones fotoionizadas

Es absolutamente necesario estudiar y conocer los procesos físicos a nivel microscópico, tales como la fotoionización, la recombinación, radiativa y dielectrónica; las reacciones de intercambio de carga, la excitación y desexcitación colisional; y todos los procesos radiativos, para entender la ionización y estructura térmica de las regiones fotoionizadas teniendo una buena interpretación de su espectro emitido, el cual representa la firma del gas que lo conforma. Lo anterior nos permite, además, conocer la historia y evolución de las nebulosa, así como saber que la radiación emitida tiene una fuerte dependencia con las abundancias de los elementos presentes en la misma.

La característica más preponderante de los espectros de regiones fotoionizadas son las ya mencionadas líneas de emisión, descritas por procesos de excitación colisional o recombinación. De manera

general, la intensidad de una línea de emisión,  $I(\lambda)$ , se puede escribir de la forma:

$$I(\lambda) = \int j_\lambda ds = \int n(X^{+i})n_e\epsilon_\lambda(T_e)ds, \quad (2.42)$$

siendo  $j_\lambda$  el coeficiente de emisión,  $n(X^{+i})$  es la densidad del ión que emite la línea, y  $\epsilon_\lambda$  es la emisividad (Peimbert et al. 2017).

El formalismo presentado para el estudio de la tasa de enfriamiento o el equilibrio térmico es usado aquí para calcular las intensidades de dichas líneas, las cuales nos permitirán obtener una función de enfriamiento específica para la nebulosa de estudio. Aunque a lo largo de todo el espectro podemos encontrar diferentes manifestaciones de la emisión por alguno de estos procesos, la región correspondiente a longitudes de onda en el óptico resultan de mucha importancia para la determinación de abundancias químicas, entre otras cosas. Algunas de las más importantes líneas para esto son las líneas nebulares de [OII]  $\lambda\lambda 3727.3729$  y [OIII]  $\lambda\lambda 4959.5007$ . Por otra parte, para objetos extragalácticos la atenuación en la intensidad de algunas líneas, tales como la línea auroral de [OIII]  $\lambda 4363$  impiden la determinación de ciertos parámetros en la nebulosa, así, imposibilitan el uso del método directo para determinación de abundancias, que es considerado uno de los métodos más utilizados para la determinación de abundancia de oxígeno (Zinchenko et al. 2016).

Existen diferentes estudios sobre otras líneas de emisión dentro del rango óptico que permiten, por ejemplo, fortalecer la teoría del equilibrio de fotoionización. Algunos trabajos calculan las contribuciones tanto de recombinación como de excitación colisional de los coeficientes de emisión en las transiciones de hidrógeno, específicamente, en transiciones de un nivel  $n$  al 2, es decir, la serie de Balmer, encontrando relaciones con la temperatura que permitirán caracterizar las nebulas cada vez mejor (Raga et al. 2015).

A través de la historia han existido diferentes estudios donde se han usado un gran número de nebulosas que permitan demostrar el variado comportamiento de las líneas de emisión, sugiriendo así que difícilmente pueden provenir del mismo elemento, planteando en su tiempo condiciones que



ahora son bien conocidas (Bowen 1928).

### 2.3.1. Líneas de recombinación

Cuando un electrón termalizado es capturado por un ión, este desciende a lo largo de los niveles energéticos de dicho ión. Las transiciones dentro de la recombinación tiene como resultado la emisión de fotones que estan presentes en el espectro de la nebulosa. Existen diferentes estudios sobre este proceso físico. En Seaton (1959), se presenta un calculo de la cascada de recombinación para el hidrógeno considerando las transiciones entre diferentes números cuánticos y asumiendo una distribución de equilibrio entre los niveles del momento angular.

La disminución y discontinuidad de Balmer cerca de  $\lambda 3646\text{\AA}$  del espectro de recombinación de HI se ha usado por mucho tiempo como estimador del enrojecimiento interestelar, diagnóstico de temperatura y densidad electrónica, sin embargo, considerar el diagnóstico del espectro de recombinación del helio una y dos veces ionizado podría aportar información importante a las características de la nebulosa. Es importante destacar que existen dificultades observacionales al momento de obtener la emisión del helio, particularmente para medir el continuo de recombinación de helio débil (Liu 2012).

Se puede considerar el número cuántico de energía,  $n \geq 1$ , y el momento angular,  $0 \leq L \leq n$ , para describir los niveles excitados del hidrógeno, es decir,  $E_n = -\frac{\chi_H}{n^2}$ . Si adicionalmente se toman en cuenta los coeficientes de Einstein,  $A_{nL, n'L'}$ , diferentes de cero mediante la aproximación dipolar para  $L' = L \pm 1$ , que permitan obtener las transiciones espontáneas, y el límite de muy baja densidad, el único proceso necesario para considerarse serán las capturas y transiciones radiativas hacia niveles inferiores. De esta manera la ecuación de equilibrio estadístico para cualquier nivel  $nL$

se puede escribir de la forma:

$$n_e n_p \alpha_{nL}(T) + \sum_{n' > n}^{\infty} \sum_{L'} n_{n'L'} A_{n'L',nL} = n_{nL} \sum_{n''=1}^{n-1} \sum_{L''} A_{nL,n''L''}. \quad (2.43)$$

Dado la ecuación anterior, se puede definir la matriz de cascada de recombinación,  $C_{nL,n'L'}$ , como la probabilidad de que los electrones que pueblan del nivel  $nL$  lleguen al nivel  $n'L'$  mediante una transición directa o por una o más transiciones a través de niveles intermedios. La cascada de recombinación puede generarse de la matriz de probabilidad, la cual da la probabilidad de que los electrones en el nivel  $nL$  sufran una transición radiativa directa al nivel  $n'L'$ :

$$P_{nL,n'L'} = \frac{A_{nL,n'L'}}{\sum_{n''=1}^{n-1} \sum_{L''} A_{nL,n''L''}}, \quad (2.44)$$

de esta forma, la expresión general de la cascada de recombinación puede escribirse:

$$C_{nL,n'L'} = \sum_{n'' > n'}^n \sum_{L''=L' \pm 1} C_{nL,n''L''} P_{n''L'',n'L'}. \quad (2.45)$$

Así, la solución para las ecuaciones de equilibrio se puede poner en términos de la cascada de recombinación:

$$n_e n_p \sum_{n'=n}^{\infty} \sum_{L'=0}^{n'-1} \alpha_{n'L'}(T) C_{n'L',nL} = n_{nL} \sum_{n''=1}^{n-1} \sum_{L''=L \pm 1} A_{nL,n''L''}, \quad (2.46)$$

siendo  $n_{nL}$  la densidad en el nivel  $n.L$  como función de la densidad electrónica  $n_e$ ,  $n_p$  y la temperatura. Ahora bien, los niveles poblados deben ser obtenidos, lo que permite calcular los coeficientes de emisión para las transición  $n \rightarrow n'$ , el cual se puede escribir de la siguiente manera:

$$j_{nn'} = \frac{h\nu_{nn'}}{4\pi} \sum_{L=0}^{n-1} \sum_{L'=L \pm 1} n_{nL} A_{nL,n'L'} \equiv n_e n_p \alpha_{nn'}^{eff}(T) \frac{h\nu_{nn'}}{4\pi}, \quad (2.47)$$

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

Finalmente, la cascada de recombinación puede ser obtenida haciendo las suposiciones del caso A, o bien del caso B. Para el primero se estaría suponiendo que todas las líneas son ópticamente delgadas, mientras que para el segundo que las líneas de Lyman, es decir, las transiciones al nivel  $1s$ , son ópticamente gruesas, y que los coeficientes de Einstein para estas líneas son cero, es decir,  $A_{NL,1s} = 0$ .

### 2.3.2. Líneas de excitación colisional

Típicamente, las líneas de emisión provenientes de átomos o iones de elementos pesados son debidas a excitación colisional desde el estado base, esto es, surgen de niveles que se encuentran a unos pocos volts del estado base y pueden ser excitados por colisiones con termoelectrones. Resulta común llamar a estas emisiones como líneas prohibidas, sin embargo, es más acertado nombrarlas como líneas de excitación colisional, aunque de hecho en el rango óptico, todas estas líneas sí son prohibidas, ya que en los iones más abundantes, todos sus niveles excitados que se encuentren a pocos volts del estado base surgen de la misma configuración electrónica que éste, siendo así sus transiciones radiativas prohibidas por las reglas de selección del dipolo eléctrico.

Considerando las transiciones colisionales en el equilibrio estadístico, se puede obtener la siguiente ecuación en términos de las probabilidades de transición, de los coeficientes de excitación y desexcitación:

$$\sum_{n' > n}^{\infty} \sum_{L' = L \pm 1} n_{n'L'} A_{n'L',nL} + \sum_{L' = L \pm 1} n_{n'L'} n_p q_{nL',nL''} = n_{nL} \left[ \sum_{n'' = n_0}^{n-1} \sum_{L'' = L \pm 1} A_{nL,n''L''} \right] + n_{nL} \left[ \sum_{L'' = L \pm 1} n_p q_{nL,nL''} \right], \quad (2.48)$$

donde  $n_0 = 1$  o  $2$  para los casos A y B, respectivamente. El coeficiente de excitación colisional se

pueden expresar de forma general como:

$$q_{nL,n'L'}(T) = \int_0^\infty u \sigma(nL \rightarrow n'L') f(u) du [cm^3 s^{-1}]. \quad (2.49)$$

En términos de los esfuerzos colisionales y tomando los coeficientes de Einstein de tablas, los coeficientes de excitación y desexcitación colisional se puede reescribir de la forma:

$$q_{nL,n'L'}(T) = \frac{8.629 \times 10^{-6} \Omega_{nL,n'L'}(T)}{T^{1/2} w_{nL}}, \quad (2.50)$$

y

$$q_{nL,nL''} = \frac{w_{nL}}{w_{nL'}} \exp(-h\nu_{nL,n'L'}/kT) q_{nL,n'L'}(T), \quad (2.51)$$

donde  $w_{nL}$  y  $w_{nL'}$  corresponde a los pesos estadísticos donde empieza y termina la transición, respectivamente.

Es importante mencionar que la excitación colisional del hidrógeno es despreciable en comparación con la recombinación de electrones en niveles excitados, tanto en NPs como en regiones HII, ya que el umbral, incluso del nivel más bajo (10.2 eV para  $n = 2$ ), es mayor en comparación con las energías térmicas a temperaturas nebulares típicas. Por otro lado, en  $\text{He}^0$ , el nivel  $2^3S$  es altamente metaestable, y la excitación colisional de este puede ser importante.

## 2.4. Determinación de parámetros físicos

Como ya se ha mencionado, el espectro de las nebulosas fotoionizadas muestran líneas de emisión, las cuales sirven, entre muchas cosas, para la determinación de las condiciones físicas de las mismas, estos parámetros son principalmente, la temperatura electrónica del gas ionizado de la nebulosa ( $T_e$ ), y la densidad electrónica ( $n_e$ ).

Las configuraciones electrónicas con una sola subcapa completa solo tienen una configuración específica, es decir, un nivel disponible, estas son las configuraciones del nivel base que tienen

una subcapa con solo un electrón, así como aquellas que carecen de un electrón para completar. Teóricamente, pueden tener más de una configuración, sin embargo, tienen varias configuraciones que son equivalentes y por lo tanto, tienen la misma energía. Para estos tres tipos de configuraciones, el primer estado excitado requiere al menos un electrón para pasar de una capa electrónica a otra. La cantidad de energía requerida para tales transiciones es demasiado alta para ser fácilmente accesible a través de colisiones y se encuentra en el ultravioleta.

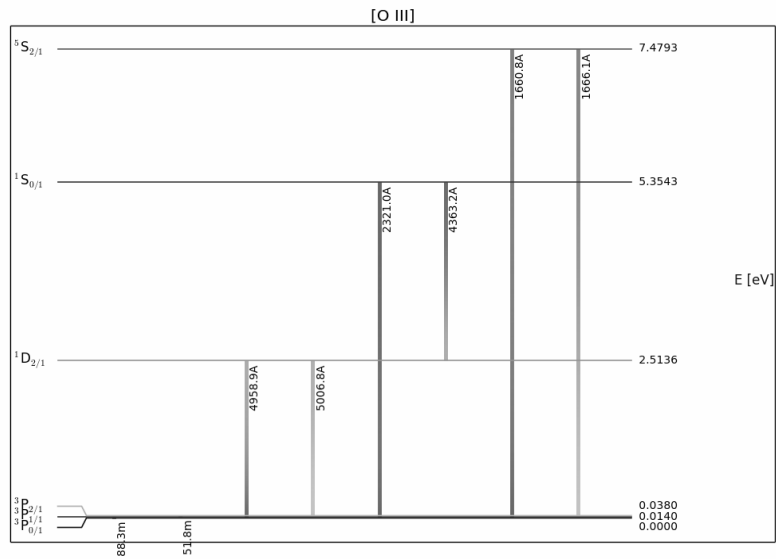
Los iones en estados  $p^2$ ,  $p^3$  y  $p^4$  tienen cocientes de líneas sensibles a la temperatura electrónica. El número de electrones requeridos para estas configuraciones son 6, 7, 8, 14, 15 o 16. Iones con 32, 33 y 34 electrones cumplen también con estas configuraciones, sin embargo, son mucho menos abundantes que el  $O^+$ , y sus líneas de emisión son demasiado débiles para ser vistas.

Adicional a lo anterior, los iones en estados  $p^3$  también tienen cocientes de líneas sensibles a la densidad electrónica, para estos, el número de electrones necesarios son 7 y 15. En esencia, los iones en el estado  $d^i$  pueden ser útiles para la determinación de los parámetros físicos, sin embargo, su física atómica hace impracticable el uso de dichos iones, aún así, existen algunos que son utilizados, tal es el caso de  $Fe^{++}$ ,  $Fe^{3+}$  y  $Ni^{++}$  (Peimbert et al. 2017).

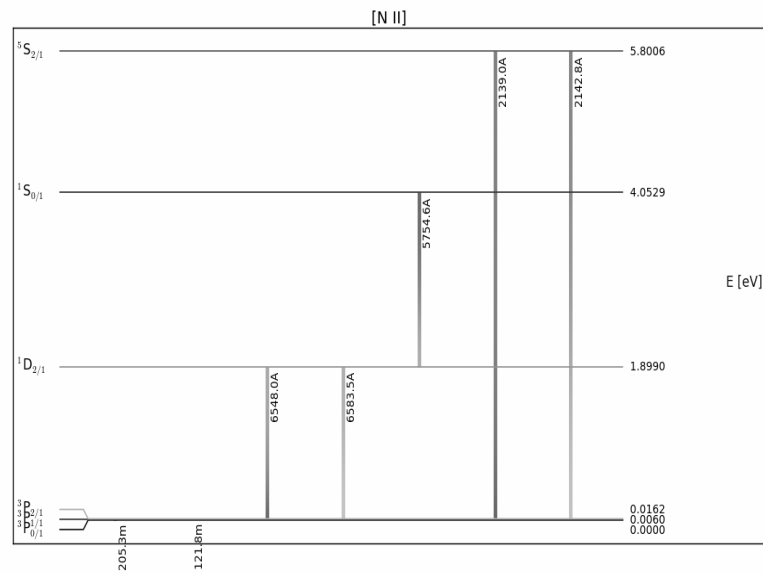
### 2.4.1. Temperatura

Como ya se menciona en la sección anterior, algunos cocientes de la intensidad de líneas prohibidas son altamente sensibles a la temperatura electrónica, si se es considerada homogénea a través de toda la nebulosa. Esto se debe a que son necesarios electrones con energías muy diferentes para poblar niveles iónicos distintos de un mismo ión a través de colisiones. Comúnmente, las líneas prohibidas de [OIII] y [NII] son los más utilizados. Los  $n$  niveles energéticos de ambos iones pueden ser vistos en la figura 2.1, donde se puede observar que para [OIII] $\lambda$ 4363 ocurre del nivel superior  $^1S$ , mientras que  $\lambda$ 4959 y  $\lambda$ 5007 ocurren desde el nivel intermedio  $^1D$ , dependiendo así de la temperatura, lo que

permite usar el cociente de estas líneas para la determinación de la temperatura electrónica de la nebulosa.



(a) OIII



(b) NII

Figura 2.1: Diagramas de niveles energéticos de [OIII] y [NII]. Ambos desde la configuración  $2p^3$ . Se pueden observar las líneas en el rango óptico e infrarrojo principalmente.

En el límite de baja densidad, haciendo uso del cociente de líneas de [OIII] antes mencionado, se puede obtener la relación:

$$\frac{j_{\lambda 4959} + j_{\lambda 5007}}{j_{\lambda 4363}} = \frac{\Omega_{3P,1D}}{\Omega_{3P,1S}} \left[ \frac{A(^1S,^1D) + A(^1S,^3P)}{A(^1S,^1D)} \right] \frac{\bar{\nu}(^3P,^1D)}{\nu(^1D,^1S)} e^{\Delta E/kT}, \quad (2.52)$$

donde la frecuencia promedio de la transición  $^3P$  a  $^1D$  se escribe:

$$\bar{\nu}(^3P,^1D) = \frac{A(^1D_2,^3P_2)\nu(\lambda 5007) + A(^1D_2,^3P_1)\nu(\lambda 4969)}{A(^1D_2,^3P_2) + A(^1D_2,^3P_1)}, \quad (2.53)$$

siendo  $\Delta E$  la diferencia de energía entre los niveles  $^1D_2$  y  $^1S_0$ ,  $\nu(^1D,^1S)$  la frecuencia entre niveles y  $\Omega_{x,y}$  el esfuerzo colisional para que el ion pase del estado  $x$  al  $y$ . La ecuación 2.52 es una buena aproximación hasta  $n_e \approx 10^5 \text{ cm}^{-3}$ . Para densidades mayores las desexcitaciones colisionales tienen un papel más significativo y deben ser consideradas.

Haciendo uso de los valores para los esfuerzos colisionales y las probabilidades de transición presentados en Lennon & Burke (1994), la ecuación 2.52 puede ser reescrita como:

$$\frac{j_{\lambda 4959} + j_{\lambda 5007}}{j_{\lambda 4363}} = \frac{7.90e^{3.29 \times 10^4/T}}{1 + 4.5 \times 10^{-4} n_e / T^{1/2}}. \quad (2.54)$$

Así, mediante un proceso iterativo o suponiendo una densidad característica de la nebulosa, es posible obtener un valor de la temperatura. Este proceso puede ser aplicado para cada ión, aplicando las intensidades de línea y los valores de los datos atómicos necesarios.

Lo anterior puede ser descrito mediante un formalismo adicional si la suposición de homogeneidad en la nebulosa no es tomada. Para esto es necesario contemplar que para algunas regiones HII, pueden existir variaciones en la temperatura a lo largo de la línea de visión, de esta forma, se puede caracterizar la estructura térmica de la misma con dos parámetros: la temperatura promedio  $T_0$ , y la fluctuación representada por la raíz del segundo término de una expansión de serie de Taylor centrada en el origen,  $t$ , esquemáticamente se tiene:

$$T_0(X^{+i}) = \frac{\int T_e n_e n(X^{+i}) dV}{\int n_e n(X^{+i}) dV}, \quad (2.55)$$



donde:

$$t^2(X^{+i}) = \frac{\int (T_e - T_0(X^{+i}))^2 n_e n(X^{+i}) dV}{T_0(X^{+i})^2 \int n_e n(X^{+i}) dV}, \quad (2.56)$$

siendo  $n_e$  y  $n(X^{+i})$  la densidad electrónica y la densidad del  $i$ -ésimo ión, respectivamente, y  $V$  el volumen observado (Peimbert 1967).

Para determinar  $T_0$  y  $t^2$  es necesario tener dos mediciones de  $T_e$ , una para las regiones de alta temperatura y otra para las zonas de baja temperatura dentro del volumen observado.

### 2.4.2. Densidad

La densidad electrónica puede ser obtenida a partir de cocientes de líneas colisionalmente excitadas del mismo ión que las origine y que provengan de niveles con energías de excitación similares. De esta forma, los cocientes no dependerán de la temperatura electrónica, sino que serán función solo de los esfuerzos colisionales. Si las líneas involucradas tienen diferentes probabilidades de transición o diferentes tasas de desexcitación colisional, su cociente de intensidades será fuertemente dependiente de la densidad electrónica.

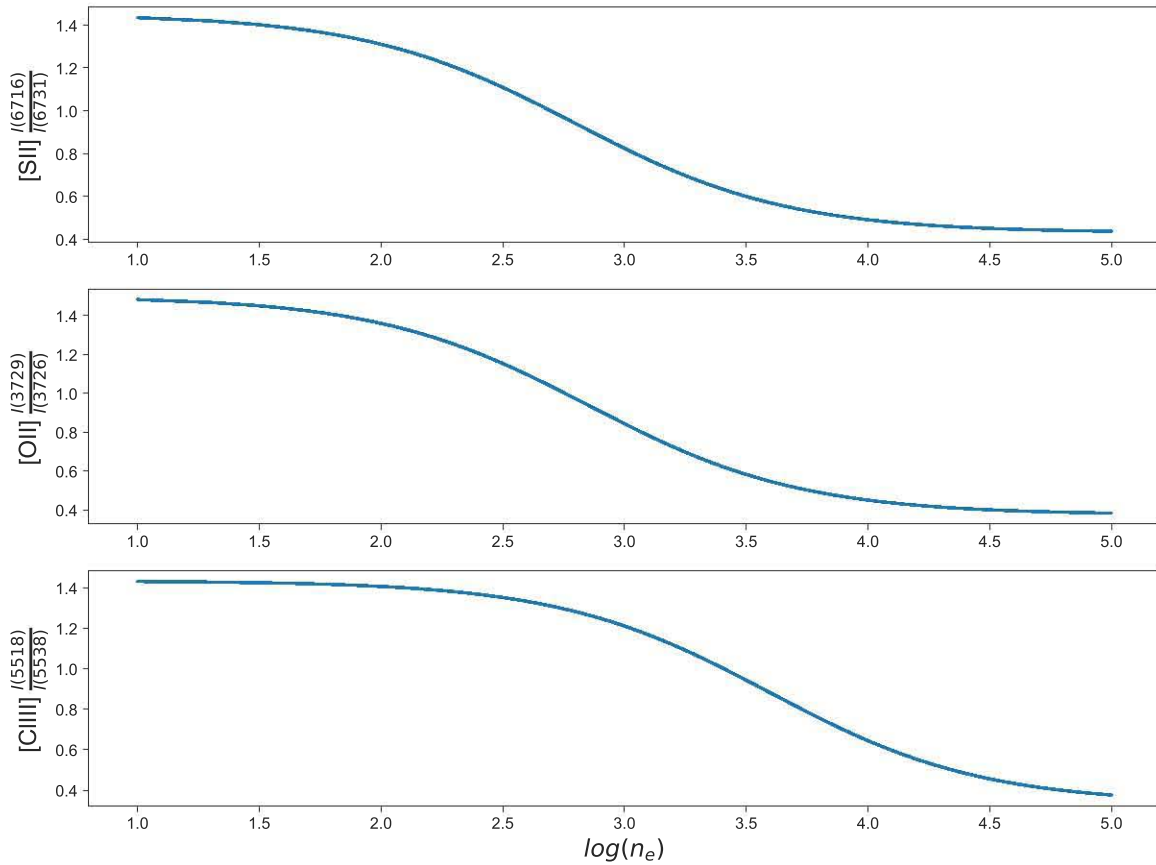


Figura 2.2: Dependencia de la densidad electrónica para diferentes cocientes de líneas para una temperatura típica de  $10^4 K$

La temperatura y densidad electrónica obtenidas a partir de un cociente de intensidades particular es representativo de la zona de la nebulosa donde las líneas involucradas son emitidas. Cuando se parte a obtener las abundancias de la región deben tomarse consideraciones de la estructura de temperatura y densidad de la misma, por ejemplo, si la temperatura y densidad serán homogénea

a lo largo de toda la región fotoionizada o si se dividirá la región en distintas zonas, cada cual con una densidad o una temperatura.

## 2.5. Abundancias iónicas

Como ya se menciono, la intensidad observada a lo largo de la línea de visión de una línea de emisión esta dada por la ecuación 2.42. Para todas las líneas de recombinación, la emisividad es:  $\epsilon_{\lambda}(T) \propto T^{-m}$ , que puede ser ajustada sobre un rango limitado de temperaturas con  $m = 1$ . Este coeficiente de emisión-recombinación no es particularmente sensible a la temperatura. Las abundancias dervidas a partir del mismo no tendrá una fuerte dependencia de la temperatura asumida. En contraste, para líneas colisionalmente excitadas, el coeficiente de emisión tiene una dependencia mayor con la temperatura, así la emisividad se puede ver como:  $\epsilon(T) \propto T^{-1/2}\exp(-\chi/kT)$ . La medición de estas intensidades permite determinar las abundancias iónicas en la nebulosa. La mayoría de las líneas nebulares son ópticamente delgadas, lo que descarta los efectos de curvatura en las mismas que se presentan al determinar las abundancias de atmósferas estelares. En el caso de las líneas colisionalmente excitadas, pueden ser bastante brillantes, sin embargo sus intensidades tienen una fuerte dependencia de la temperatura lo que puede dificultar la determinación de sus abundancias relativas.

En el capítulo 1 se mencionó que el elemento más abundante del MI, y por tanto en las regiones fotoionizadas, es el hidrógeno. Estas regiones son consideradas ionizadas si la mayoría de los átomos estan ionizados, así, en la mayoría de las regiones fotoionizadas, el  $H^+$  es el ión más abundante comparado con el  $\sim 90\%$  de los iones disponibles. Por esta razón, típicamente las abundancias son medidas relativas a la densidad de  $H^+$ , es decir,  $n(X^{+i})/n(H^+)$  o como  $12 + \log(n(X^{+i})/n(H^+))$  (Peimbert et al. 2017). Ahora bien, si la población de los niveles es conocida, la

abundancia iónica para un ión  $X^{+i}$  puede ser determinada con la ecuación:

$$\frac{n(X^{+i})}{n(H^+)} = \frac{n_e h \nu \alpha_{eff}(H\beta)}{A_{ij} n_i E_{ij}} \frac{I(\lambda)}{I(H\beta)}, \quad (2.57)$$

donde  $I(\lambda)$  representa la intensidad de la línea para el ión  $X^{+i}$ , desde el nivel superior  $i$  al  $j$ .  $A_{ij}$  es el coeficiente de Einstein para la esa transición,  $E_{ij}$  es la energía del fotón de esa línea de emisión y  $\alpha_{eff}(H\beta)$  es el coeficiente de recombinación efectivo de  $H\beta$ .

El análisis tradicional para la obtención de las abundancias químicas es denominado método directo. Para éste es generalmente asumida una temperatura electrónica  $T_e(NII)$  para las especies de bajo grado de ionización y la temperatura de  $T_e(OIII)$  para los iones de alto grado de ionización. Sin embargo, las temperaturas electrónicas derivadas de los cocientes de líneas nebulares de [NII] y [OII] pueden ser sobreestimadas debido a la contaminación de las líneas aurales por recombinación de excitación de los mismo iones (Liu et al. 2004).

## 2.6. Abundancias totales

La abundancia total de un elemento  $X$  está dada por la suma de de todas las abundancias iónicas presentes en la nebulosa de ese mismo elemento, así, la relación se puede ver como:

$$\frac{X}{H} = \sum_i \frac{X^{+i}}{H^+}. \quad (2.58)$$

Sin embargo, no todos los iones son observados, ya sea que los iones emiten líneas en un rango espectral distinto al de la observación o que las líneas son demasiado débiles para ser detectadas. En estos casos un factor de corrección por ionización (ICF, por sus siglas en inglés) puede ser empleado para tomar en cuenta la contribución de estos iones para los cuales no se han podido obtener abundancias iónicas. De esta forma, una expresión más acertada para la estimación de las abundancias totales es (Peimbert et al. 2017)

$$\frac{X}{H} = \sum_i \frac{X^{+i}}{H^+} \times ICF. \quad (2.59)$$

El primer ICF propuesto en la literatura es de Peimbert & Costero (1969), donde usan la similitud de los potenciales de ionización para establecer estos factores de corrección. Los ICFs basados en los potenciales de ionización deben ser tratados cuidadosamente, ya que la estructura de ionización no depende solo de sus potenciales. Existen diferentes trabajos donde son usados distintos métodos para obtener ICFs correspondientes a diferentes iones, algunos de ellos utilizan modelos de fotoionización para ser obtenidos; lo que permite tener una mejor consideración de los procesos físicos en las nebulosas (Delgado-Inglada et al. 2014).

Finalmente, hay una gran variedad de trabajos que hacen extensos estudios de los parámetros físicos y abundancias iónicas de regiones fotoionizadas usando observaciones provenientes de rendija larga, sin embargo, el uso de IFU también permite un buen estudio de nebulosas ionizadas aún con las bajas resolución espectrales que suelen tener los instrumentos. Es así que existen diversos trabajos del estudio de abundancias con el uso IFU, Rosales-Ortega et al. (2013) o Zinchenko et al. (2016).

## Capítulo 3

# Metodología

En el primer capítulo se presentó el proyecto CALIFA, de donde fueron tomados los datos para este trabajo. De manera general, el tratamiento de los datos constó de dos importantes etapas: la preparación de los datos junto a la determinación de los parámetros físicos y abundancias químicas (O, N y S), y la estimación de la abundancia de helio. Para el primer punto se desarrollaron funciones que permitirán el procesamiento posterior con *PyNeb* (Luridiana et al. 2015) mediante una clase en python. Para el segundo punto, se utilizó una versión actualizada de HELIO10 (Peimbert et al. 2012), desarrollado en fortran.

### 3.1. Muestra de CALIFA

La muestra utilizada consta de 33684 regiones fotoionizadas. La figura 3.1 muestra un diagrama BPT con todas las regiones. De toda la muestra, no todas tienen líneas de emisión medidas. El tratamiento de los datos es efectuado mediante PIPE3D (Sánchez et al. 2016b), un dataducto creado para ajustar el espectro continuo con modelos de poblaciones estelares, así como medir las líneas de emisión de las nebulosas. El método empleado por esta herramienta inicia modelando las

poblaciones estelares mediante una librería de poblaciones estelares simples (SSPs) para cada spaxel dentro del cubo. Los ingredientes básicos para realizar una síntesis de población estelar involucran elementos como la función inicial de masa (IMF) que permita saber cuantas estrellas más y menos masivas se han formado. Ulteriormente, se puede conocer las isocronas en el diagrama HR que nos permitan seguir la evolución según su masa. Una vez localizadas las estrellas en el diagrama HR, se pueden tomar de éste los parámetros físicos, que sumado a la cantidad de estrellas de cada masa, permite obtener el espectro de cada una, el cual se irá moviendo según la estrella se mueva en la isocrona correspondiente. Ahora bien, las poblaciones estelares dependen de tres componentes no lineales, la velocidad, la dispersión de velocidades y la extinción. Factores como la dispersión de velocidades ensancharán las líneas dentro de la síntesis de población estelar. Por otro lado, el problema lineal involucra la descomposición de poblaciones estelares subyacentes y los parámetros no lineales son fijados para la derivación de las propiedades de éstas, es decir, el problema no lineal es direccionado prioritariamente e independiente del lineal.

El resultado obtenido debe ser independiente de las librerías de SSP utilizadas. El dataducto ha sido probado ajustando con diferentes librerías de poblaciones estelares (Cid Fernandes et al. 2014). Teniendo el modelo de población estelar, se sustrae del cubo de datos original, de esta forma se crea un nuevo cubo de puro gas que estará formado con las líneas de emisión del gas ionizado y ruido. Como bien se sabe, el polvo puede afectar los resultados mediante la extinción, para este punto, PIPE3D adopta la ley de extinción presentada en Cardelli et al. (1989), que si bien no resulta ser la solución más actual para el estudio de la atenuación por polvo en galaxias de formación estelar, es práctica y consistente respecto a trabajos nuevos en el rango visible.

La extracción de las regiones HII se hacen mediante *HIIEXPLORER* Sanchez (2016), un paquete para la detección y extracción de los espectros integrados de regiones HII en cubos de datos de espectroscopía de campo integral (IFS). Dicha extracción requiere dos importantes suposiciones: las regiones HII son estructuras aisladas con una fuerte emisión de gas ionizado que está por encima de

la emisión del continuo y del promedio de emisión del gas ionizado a través de la galaxia, y que tienen un tamaño típico alrededor de cien parsecs. Para obtener los espectros es necesario introducir un conjunto de parámetros: un mapa de las líneas de emisión, preferentemente de  $H\alpha$ , con un sistema de coordenadas universal y misma resolución que el cubo de datos original, un límite en la intensidad del flujo para el pico de emisión de cada región HII; una distancia máxima a la ubicación del pico de emisión en un pixel para cada región HII, y un límite relativo y absoluto del mínimo de intensidad con respecto a este pico de emisión correspondiente a cada región. Los parámetros pueden ser obtenidos manualmente o mediante un análisis estadístico del mapa de emisión de  $H\alpha$ . El algoritmo usa un proceso de iteración hasta no encontrar un pixel con un pico de emisión por encima del límite absoluto impuesto, de esta forma crea una segmentación para posteriormente crear un cubo de datos y el espectro para cada región HII.

### 3.2. PyNeb

Desde hace varios años, la determinación de abundancias químicas es posible mediante la implementación de diferentes métodos. Algunos, como el método directo o método de líneas fuertes, son producto de diferentes trabajos, tales como el presentado en Peimbert & Costero (1969). Aquí nos enfocaremos en el método directo, el cual se basa en la determinación de la temperatura electrónica usando los cocientes de algunas líneas intensas. Para ello, la nebulosa es separada en dos importantes regiones, una zona de bajo grado de ionización con iones típicos como [NII], [SII] u [OII] y otra de alto grado de ionización, donde se encuentran iones como [OIII] y [ArIII] y [ArIV]. Para ambas regiones se obtienen las condiciones físicas como densidad y temperatura. Una vez calculadas, las abundancias iónicas pueden ser obtenidas para cada ión mediante las relaciones con los parámetros físicos. La importancia de este método es la caracterización de la nebulosa mediante las observaciones empleando directamente intensidades de líneas observadas, teniendo así un enfoque



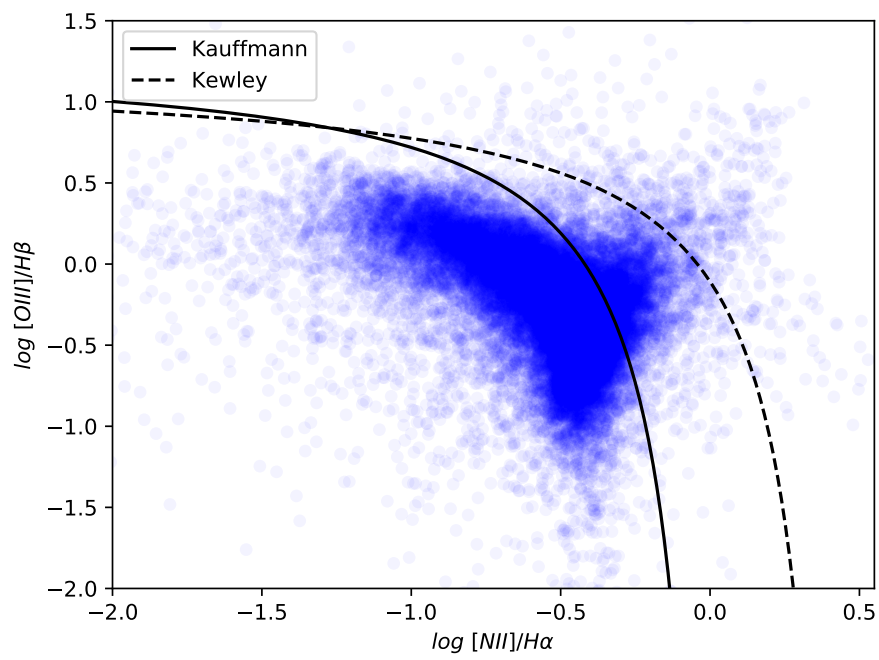


Figura 3.1: Diagrama BPT donde se muestran las 33684 regiones HII que cuentan con mediciones de  $\lambda\lambda 5007, 6584\text{\AA}$

realista.

Para el método anterior se utilizó la librería *PyNeb* (Luridiana et al. 2015) desarrollada en python. Esta paquetería fue diseñada para facilitar el análisis nebuloso mediante el método directo. Utilizó diagnósticos de cocientes de intensidades de líneas para estimar la temperatura y la densidad ( $[\text{OIII}] 4363/5007 + 4959$ ,  $[\text{SII}] 6731/6716$ , entre otros), de esta manera, permite calcular las abundancias iónicas y totales para una gran cantidad de elementos químicos que son observados típicamente en nebulosas fotoionizadas. El concepto central de *PyNeb* son los modelos internos de cada ión, los cuales están involucrados con las clases de *Atom* y *RecAtom*, así mismo, la representación del conjunto de observaciones en UV, óptico o IR, las cuales se encuentran en la clase *Observation*, finalmente, los diagnósticos utilizados están inmersos de la clase *Diagnostics*.

*PyNeb* como herramienta, me permitió realizar una interfaz constituida por una clase que contiene los métodos necesarios para la determinación de abundancias mediante el método directo, y a su vez la estimación de los errores. La estructura básica de la interfaz es la siguiente: i) el primer método utiliza la clase de *Observation* para leer las observaciones mediante uno o diversos archivos. Dentro de este método se realiza el desenrojecimiento de las líneas, adicionalmente, realizó montecarlos alrededor de las intensidades según el número deseado por el usuario, tomando en cuenta las incertidumbres absolutas o relativas de la emisión de cada línea. De manera puntual, toma como límite inferior y superior las incertidumbres de la intensidad y crea valores aleatorios en este intervalo. Cada uno de estos valores serán usados para realizar sus respectivos cocientes de líneas ii) se establecen los datos atómicos con la posibilidad de cambiarlos según el conjunto más confiable por el usuario, iii) se establecen los cocientes de líneas a utilizar; iv) se obtienen las condiciones físicas mediante una correlación cruzada hasta converger a una solución, dando así los valores de temperatura de bajo grado de ionización y de alto grado de ionización, y la densidad de azufre; v) se calculan las abundancias iónicas, para esto se elige la temperatura a utilizar según el grado de ionización de cada ión; vi) por último, se usan factores de corrección por ionización (ICF, por sus siglas en inglés)

para determinar la abundancias total, el usuario puede utilizar el ICF por defecto o cambiarlo. La motivación inicial de esta interfaz es desarrollar un dataducto de abundancias químicas con la mayor cantidad de parámetros variables, que sirva para la determinación de parámetros físicos y abundancias químicas de una manera eficiente y personalizada para usuarios que cuenten ya con el conocimiento teórico del método.

Para dar una prueba del funcionamiento correcto de la interfaz, se tomó la compilación de regiones HII presentada en Marino et al. (2013), trataron algunas de estas regiones mediante el método directo y se presentan la abundancia de oxígeno para todas. Inicialmente, se filtró la muestra para dejar solo las regiones HII que cuentan con todas las líneas necesarias para obtener las condiciones físicas, así, la muestra tiene un total de 88 regiones HII, de las cuales se obtuvieron las abundancias totales y se comparó con las presentadas en el trabajo antes mencionado.

En la gráfica 3.2 se puede ver una dispersión  $\sim 3\%$ , lo que nos permite afirmar que las abundancias estimadas con el código son fiables. El factor que puede estar involucrado en la dispersión, refiere a una diferente selección de los datos atómicos.

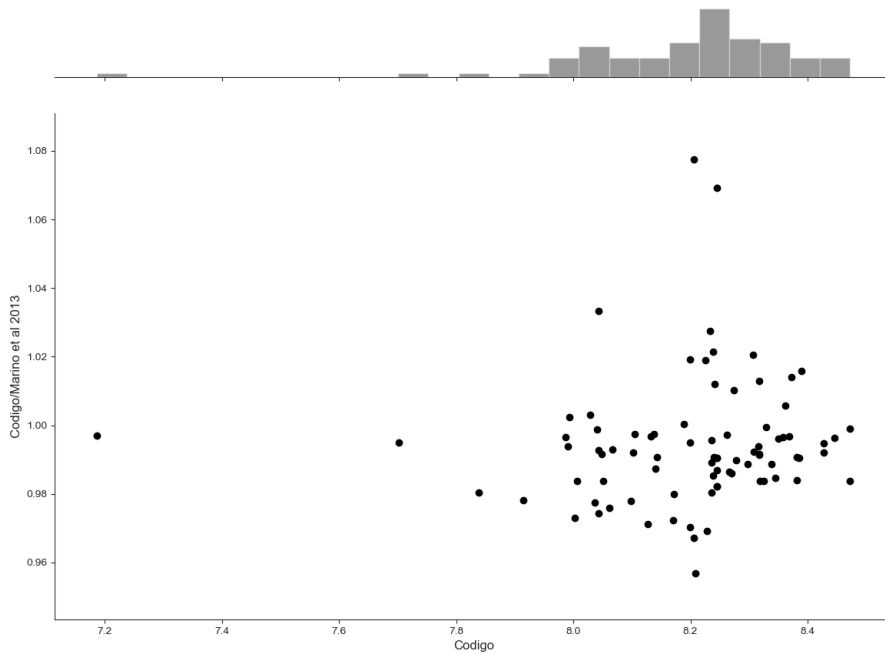


Figura 3.2: Abundancia de oxígeno para las regiones HII presentadas en Marino et al. (2013). En el eje abciso se muestra la abundancia obtenida con el código desarrollado para este trabajo, mientras que el eje ordenado muestra el cociente entre esta abundancia y la presentada en el artículo antes mencionado, para cada región HII de la muestra de 88 objetos descritos en esta sección

### 3.3. HELIO14

La importancia de las líneas de recombinación es la posibilidad de determinar el enrojecimiento a partir de ellas. Esto se debe a la baja dependencia que tienen los cocientes entre ellas de la temperatura y densidad. Es posible obtener la temperatura electrónica con el salto de Balmer si se tienen espectros estelares bien modelados, esto debido a que dicha discontinuidad se muestra en absorción y más del 50% del continuo es estelar.

Las líneas de He II tienden a ser mucho más débiles que las líneas de recombinación de hidrógeno,

sin embargo resultan útiles al estar presentes en el espectro para determinar el enrojecimiento. Por otro lado, las líneas de recombinación de elementos pesados resultan menos útiles para esto. Así, aunque sus intensidades sean ligeramente más débiles que la intensidad de las líneas de recombinación de elementos pesados, las líneas de He I resultan ser las mejores para determinar las condiciones físicas. La dependencias de la densidad es prácticamente lineal, mientras que su dependencia con la temperatura resulta una potencia de  $-\alpha$ , variando ésta según la línea estudiada. Es importante recalcar que el nivel metaestable  $2^3S$  produce una dependencia adicional con la densidad y la profundidad óptica. Este nivel es estable tan solo 2.5 hrs antes de decaer radiativamente, produciendo un efecto apreciable en la intensidad de las líneas de HeI.

Teóricamente, son necesarias al menos cuatro líneas de HeI para determinar las condiciones físicas, como temperatura, densidad, y opacidad, sin embargo, el utilizar más líneas nos permite tener una mejor estimación de los parámetros físicos, pues las dependencias con densidad, temperatura y profundidad óptica son débiles para la mayoría de los cocientes de líneas.

Para este trabajo, después de obtener los valores de los parámetros físicos y las abundancias químicas, principalmente de oxígeno, se utilizó el código HELIO14, que es una versión actualizada por Antonio Peimbert, de su código presentado en Peimbert et al. (2012). Este código fue diseñado para determinar la abundancias de helio considerando la intensidad de un máximo de 20 diferentes líneas de helio. Para el cálculo, toma en cuenta la temperatura, densidad y profundidad óptica de la línea de HeI  $\lambda 3889$ , y utiliza  $\chi^2$  para determinar el mejor ajuste. Esta versión aventaja a su predecesor presentada en el 2012 pues se hizo una revisión para usar las dependencias de temperatura correctas para las líneas de helio considerando la corrección de Porter et al. (2013).

## Capítulo 4

# Resultados

Para tener mejores calculos de los parámetros físicos y abundancias, seleccionamos las regiones HII que consideramos tienen mejores observaciones (respecto a otras dentro de la muestra), lo que nos da un filtro para la calidad de nuestros datos. Para ello utilizamos los cocientes de [OIII] 5007/4959 Å y [NII] 6548/6584 Å, los cuales no son sensibles a las condiciones nebulares (Weidmann & Gamen 2011). Ambos cocientes han sido ampliamente estudiados y se sabe que tienen valores establecidos, los cuales son muy cercanos a 3. En el caso del doblete de [OIII] el valor es de 3.01 y se ha observado que cuando las líneas son débiles ( $I(4959) < 10^3$ ), el cociente muestra una alta dispersión, mientras que para líneas intensas ( $I(4959) > 10^5$ ) el cociente de vuelve débil debido al efecto de saturación (Acker et al. 1989). Por otra parte, para el doblete de [NII], el cociente 6548/6584 Å tiene un valor determinado de 2.95, encontrándose pequeñas variaciones en su estudio, sin embargo, es importante tener presente que la medición de este doblete esta afectada por la cercanía con  $H\alpha$  (Acker et al. 1989).

En la figura 4.1 se presentan los cocientes mencionados anteriormente en unidades de logaritmo natural. La gráfica se encuentra centrada en cero, es decir, se dividió ambos cocientes entre el valor

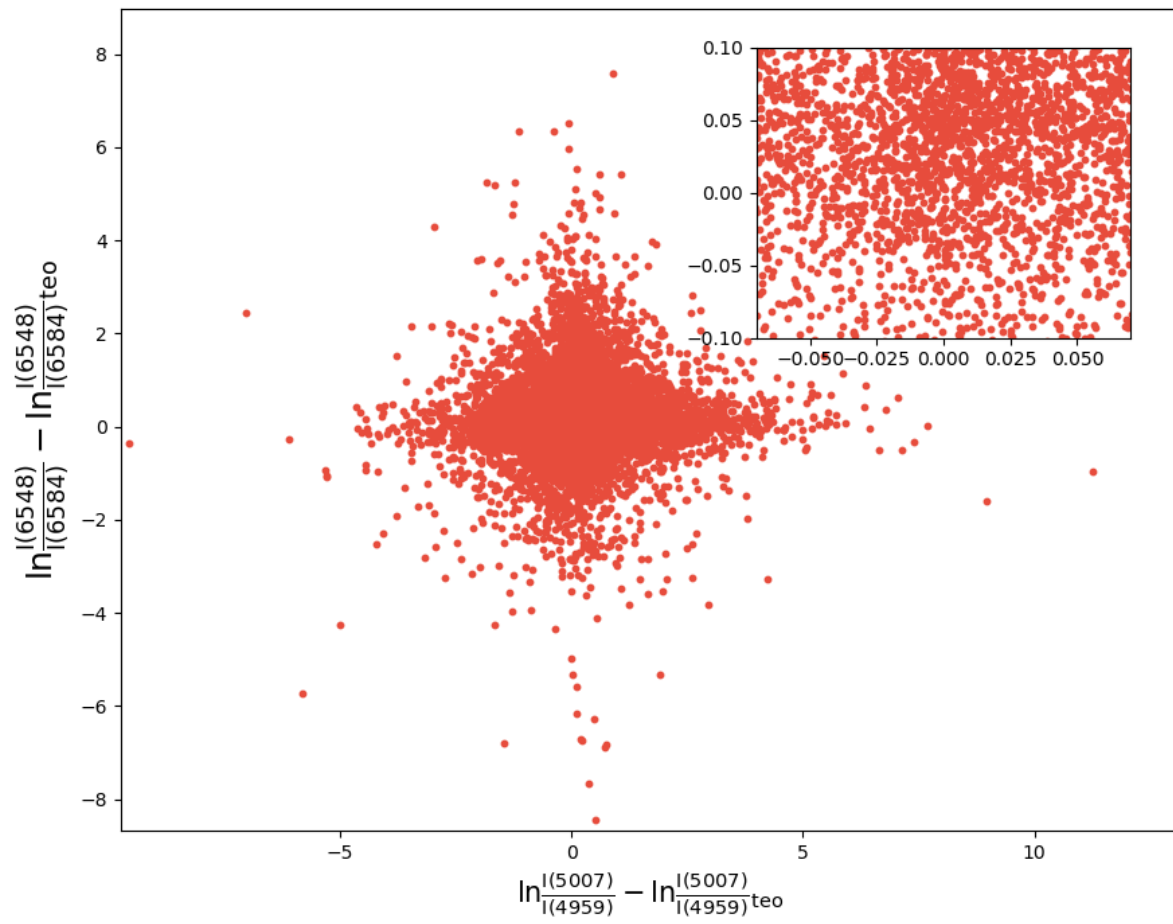


Figura 4.1: Cociente de [OIII] 5007/4959 Å y [NII] 6548/6584 Å en logaritmo natural y centrados en cero. La gráfica interna muestra una ampliación para mostrar el intervalo de de observaciones tomadas.

teórico respectivo, de esta manera el recuadro interior muestra los puntos que corresponden a las observaciones que tomamos, las cuales son aquellas cuyos cocientes están entre  $\pm 0.1dex$  para [NII] y  $\pm 0.07dex$  para [OIII]. La muestra resultante contiene 2248 regiones HII.

## 4.1. Parámetros físicos

Las regiones HII en la nueva muestra se dividieron en dos zonas, baja y alta ionización. Se obtuvo una temperatura con el cociente de [NII]  $I(5755)/(I(6548) + I(6584))$  y [OIII]  $(I(4959) + I(5007))/I(4363)$ , para las zonas mencionadas, respectivamente. Como se discutió en el capítulo dos, los iones con niveles  $p^2$ ,  $p^3$  y  $p^4$  tienen una importante sensibilidad a la temperatura electrónica, siendo  $N^+$  un ejemplo de estos iones observados. Las mencionadas dos líneas nebulares y la auroral de  $O^{++}$  son las más intensas de este elemento, y tienen una fuerte dependencia con la temperatura, esto a partir de una comparación de los niveles energéticos de cada línea, es decir, la energía de excitación del nivel  $^1S_0$ , del cual se origina [OIII]  $\lambda 4363$ , es de 5.35eV, mientras que la energía de excitación del nivel  $^1D$ , donde se origina  $\lambda 5007$ , es de 2.51eV, por lo que el cociente de estas líneas nos permite tener información valiosa de la temperatura del gas. Una importante desventaja en el uso de estos cocientes es que, tanto la línea [OIII]  $\lambda 4363$  como [NII]  $\lambda 5755$ , tienden a ser muy débiles, por lo que su detección se hace complicada, es por esto que las condiciones físicas de muchas regiones HII de la muestra, no pudieron ser obtenidas.

Para estimar la densidad contamos con las líneas del cociente de [SII]  $6716/6731\text{\AA}$ . Dicho cociente es sensible a la densidad en un rango específico (ver figura 2.2). Valores del cociente dentro de dicho rango sensible ( $\sim 0.5 - 1.3$ ), permiten obtener una mejor determinación de la densidad. Tomando esto, se fijó una densidad de  $10$  partículas/cm<sup>3</sup> para aquellas regiones HII en las que el cociente de azufre está por debajo del rango de sensibilidad. Esto es posible bajo la suposición de que las regiones HII con cocientes de estas líneas de azufre bajo, se encuentran en el régimen de baja densidad,



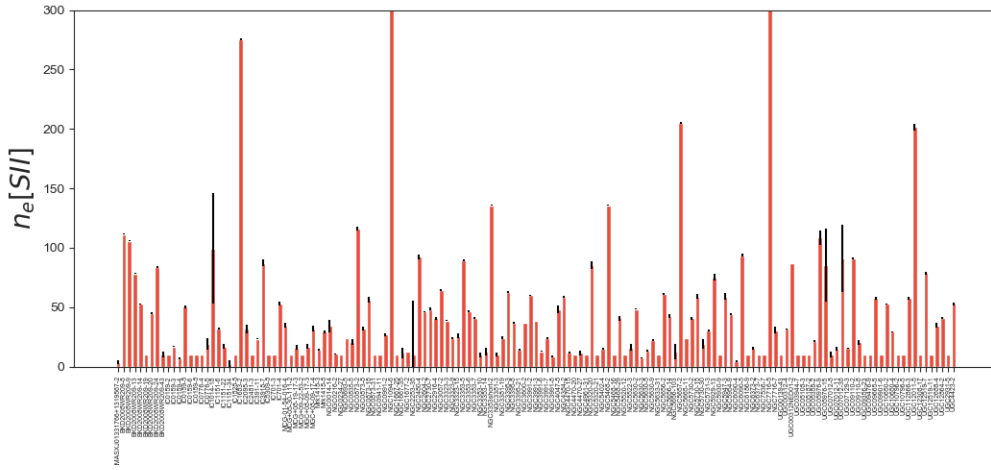


Figura 4.2: Densidad electrónica adoptada para las 151 regiones HII. Fue obtenida a partir del cociente de [SII], sin embargo, para algunas regiones se toma 10 partículas/cm<sup>3</sup> pues el cociente de [SII]6716/6731Å en estas regiones tiene un valor por debajo del límite de sensibilidad, por lo que fueron tomadas en el régimen de baja densidad.

donde la estimación de la temperatura electrónica jugará un papel mucho más importante para la determinación de las abundancias, y un valor bajo de densidad no afectarán significativamente las abundancias finales.

Una vez determinada la densidad electrónica con [SII], y las temperaturas electrónicas mediante [OIII] y [NII], realizamos un filtro en la temperatura de [OIII]. Ya que la línea auroral de [OIII] 4363Å es importante para la determinación de  $T_e[\text{OIII}]$  y en nuestra muestra es demasiado débil, hacemos el filtro en  $T_e[\text{OIII}]$  de regiones HII típicas, es así que tomamos un rango entre 7000-14000 K. Adicionalmente, usando la relación de  $T_e[\text{NII}]$  y  $T_e[\text{OIII}]$ , presentada en Pérez-Montero & Contini (2009) obtenida a partir de modelos de fotoionización de regiones HII, hicimos un filtro en la temperatura de  $T_e[\text{NII}]$ ; 8500-13000. Realizado este filtro, la muestra resultante es de 151 regiones. La densidad para las 151 regiones se muestra en la figura 4.2, donde se puede observar

que casi todas las regiones se encuentran en el régimen de baja densidad, teniendo solo una de ellas una densidad muy elevada ( $\sim 10500$  partículas/cm<sup>3</sup>).

La figura 4.3 muestra los valores de  $T_e[\text{OIII}]$  y  $T_e[\text{NII}]$  encontrados para las 151 regiones. En la misma figura, se puede observar la relación de Pérez-Montero & Contini (2009) y Garnett (1992). Para la estimación de los errores en las determinaciones, se realizaron Monte Carlos, es decir, se usaron las incertidumbres asociadas a las observaciones para establecer un intervalo para cada línea medida en el cual se generaron 500 valores aleatorios, de esta manera, el procedimiento de la determinación de parámetros físicos y abundancias, se realizó utilizando estos valores aleatorios. Al final, se ajustó una función gaussiana para cada uno de los cálculos (temperatura, densidad, abundancias iónicas y totales) y se utilizó la desviación estandar como error propagado. Se encontró que a partir de 500 valores aleatorios para cada intensidad, ya no hay una variación significativa de los parámetros físicos y abundancias finales, así como en los mismos errores.

Adicionalmente a los trabajos mencionados, en Berg et al. (2015) se muestra una relación para las temperaturas obtenidas con estos mismo iones, la cual fue obtenida para 8 regiones HII y muestra que para bajas temperaturas la relación va por debajo de la presentada en Garnett (1992), mientras que para altas temperaturas, esta va por arriba. De la misma forma, en Esteban et al. (2009) se presenta una muestra de 14 regiones HII extragalácticas en las que se describe que la relación entre la temperatura obtenida a partir de [NII] es lineal con la temperatura obtenida con [OIII]. Esta relación es importante pues se ha determinado por otros autores, por ejemplo, (Garnett 1992), que los iones de bajo grado de ionización, están pesados por la temperatura electrónica obtenida por líneas de iones como  $\text{O}^+$  y  $\text{N}^+$ , sin embargo puede ser función de la temperatura obtenida con  $\text{O}^{++}$ , siendo esta relación muy estrecha, con una pequeña dependencia de propiedades como el parámetro de ionización o la temperatura efectiva de las estrellas ionizantes. En otras palabras, además de ser función una de la otra, establece una zona de bajo y alto grado de ionización dentro de la nebulosa, aportando mediante las temperaturas una relación entre ambas zonas. Aunque hay

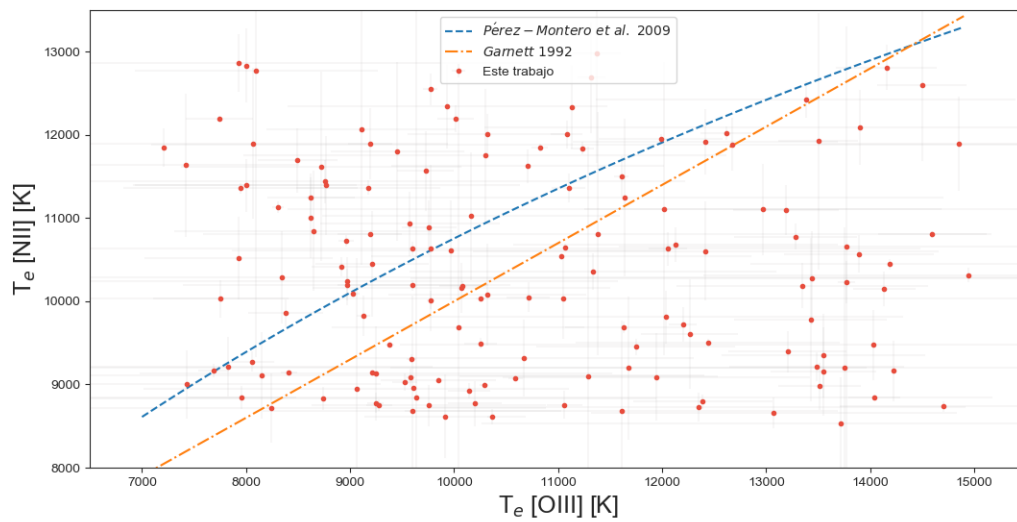


Figura 4.3: Temperatura electrónica de [OIII] contra la temperatura de [NII] estimadas por alas 151 regiones. La línea punteada (-) corresponde a la relación encontrada por Pérez-Montero & Contini (2009) mediante modelos de fotoionización de regiones HII. Mientras que la línea guión-punto (-.) corresponde a la relación de Garnett (1992).

algunos puntos en la gráfica 4.3 que caen en las relaciones mencionadas, la mayoría de ellas no siguen estas tendencias, por lo que esas serán estimaciones poco confiables.

Por otro lado, la física atómica es importante para la determinación de los parámetros físicos, algunos factores dentro de la misma pueden tener un impacto dentro la estimación de temperatura y densidad. Por ejemplo, cambios dentro de los coeficientes de Einstein o los esfuerzos colisionales para alguna transición podrían ser considerados en la estimación de las incertidumbres de las condiciones físicas (Berg et al. 2015). Varios estudios físicos y estadísticos se han hecho alrededor de estos cambios. En Mendoza & Bautista (2014) se realizaron diferentes pruebas con nuevos conjuntos de datos colisionales para algunas líneas prohibidas de [OII], [OIII], [SII], [SIII], [NII] y [ArIII], los cuales se compararon con otros conjuntos de esfuerzos colisionales efectivos de hace dos décadas, encontrando una consistencia estadística entre los conjuntos de datos alrededor del 20-30 %, atribuyéndola a una dispersión inherente a las transiciones prohibidas debida a factores como correcciones relativistas. Así mismo, encontraron que a excepción de [SII], la dispersión de la temperatura obtenida con diferentes líneas es menor al 10 %. Un trabajo en la misma dirección fue realizado por Juan de Dios & Rodríguez (2017), donde se obtuvieron los parámetros físicos, abundancias iónicas y totales de 36 Nebulosas Planetarias y 8 regiones HII, utilizando 52 conjuntos de datos atómicos para realizar 67184640 combinaciones, encontrando una variación entre 0.2 – 0.3 dex para la determinación a baja densidad electrónica con líneas de [SII], [OII] y [CIII], y 0.8 dex para la densidad de [ArIV]. Encontraron que para la temperatura electrónica de [OIII] y [NII] el incremento es función de la densidad promedio, existiendo una variación de mínima para baja densidad y 20 % en  $T_e[\text{OIII}]$  y un factor de dos para  $T_e[\text{NII}]$  para densidades mayores. Para este trabajo se utilizó el conjunto por defecto de datos atómicos en PyNeb, estos son presentados en la tabla 4.1.

Tabla 4.1: Datos atómicos utilizados en este trabajo.

Ion	Probabilidades de transición	Fuerzas colisionales
N <sup>+</sup>	Wiese et al. (1996), Galavis et al. (1997)	Tayal (2011)
O <sup>+</sup>	Wiese et al. (1996), Pradhan et al. (2006)	Tayal (2007)
O <sup>2+</sup>	Wiese et al. (1996)	Aggarwal & Keenan (1999)
S <sup>+</sup>	Mendoza & Zeippen (1982)	Tayal & Zatsarinny (2010)
Cl <sup>++</sup>	Mendoza (1983)	Butler & Zeippen (1989)

## 4.2. Abundancias iónicas

Una vez estimadas las condiciones físicas se determinaron las abundancias iónicas de los iones disponibles. Para ello se estableció un límite en el potencial de ionización, el cual fue de 15 eV, debido a que los iones de bajo grado de ionización tienen un potencial por debajo del mencionado. Así se eligió automáticamente la temperatura más apropiada para cada ión,  $T_e[\text{NII}]$  para los iones de bajo grado de ionización y  $T_e[\text{OIII}]$  para los iones de alto grado. Para obtener las abundancias iónicas es necesaria la intensidad observada correspondiente al ión estudiando, así como la emisión por unidad de volumen. La emisividad es función de la temperatura y densidad, teniendo una variación exponencial con la primera y una relación lineal con la segunda para las líneas colisionalmente excitadas. Para obtener la emisividad es necesario resolver un sistema de ecuaciones que corresponden al átomo de n-niveles, según el ión estudiado.

La abundancia iónica de una especie  $X^{+i}$  esta dada por:

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

donde  $i$  representa el grado de ionización y  $\epsilon$  la emisividad. De esta forma, para un mismo ión con

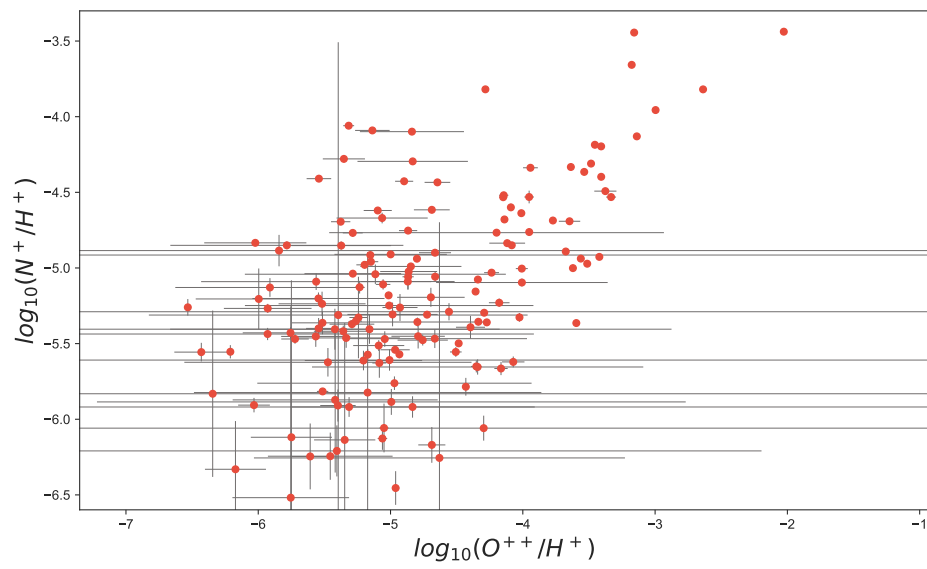


Figura 4.4: Abundancia iónica de  $O^{++}$ , obtenida a partir de  $T_e[\text{OIII}]$  contra abundancia de  $N^+$  obtenida con  $T_e[\text{NII}]$ .

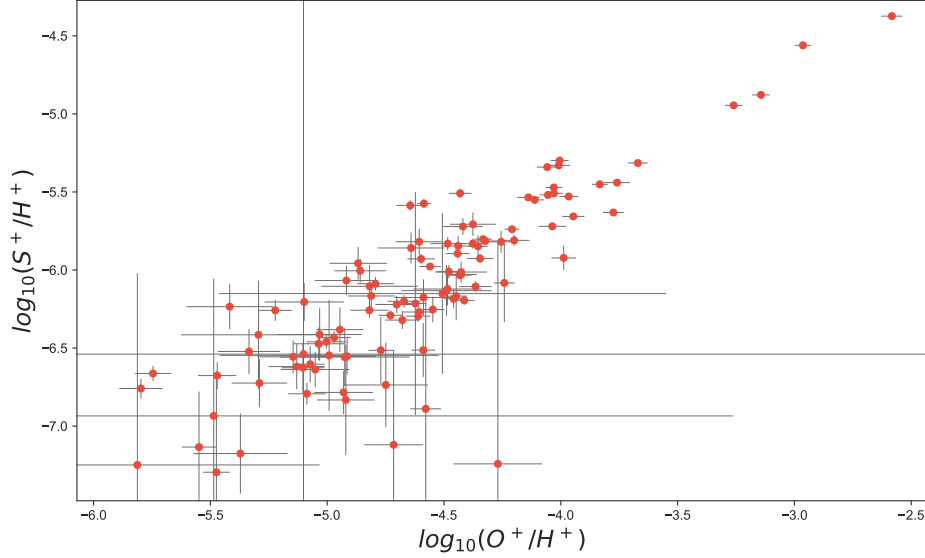


Figura 4.5: Abundancia de  $O^+$  contra abundancia de  $S^+$ , ambas obtenidas a partir de  $T_e[\text{NII}]$ .

diferentes líneas de emisión, se tiene la expresión siguiente:

$$\frac{n(X^{+i})}{n(H^+)} = \frac{\sum_j I(\lambda_j)}{I(H\beta)} \frac{\epsilon(H\beta)}{\sum_j \epsilon(\lambda_j)}. \quad (4.2)$$

En la figura 4.4 se presenta la determinación de la abundancia iónica de  $O^+$  y  $N^+$ . Mientras que la figura 4.5 y 4.6 representan las abundancias de  $S^+$  y  $Cl^{++}$ , respectivamente.

### 4.3. Abundancias totales

Una vez obtenidas la abundancias iónicas, la abundancia total de un cierto elemento  $X$ , corresponderá a la suma de las abundancias iónicas disponibles para esa especie, tomando en cuenta las que no han sido observadas. Para esta tarea es necesario seleccionar un factor de corrección de ionización ( $ICF$ , por sus siglas en inglés) adecuado, el cuál varía para cada ión, es decir, tiene como

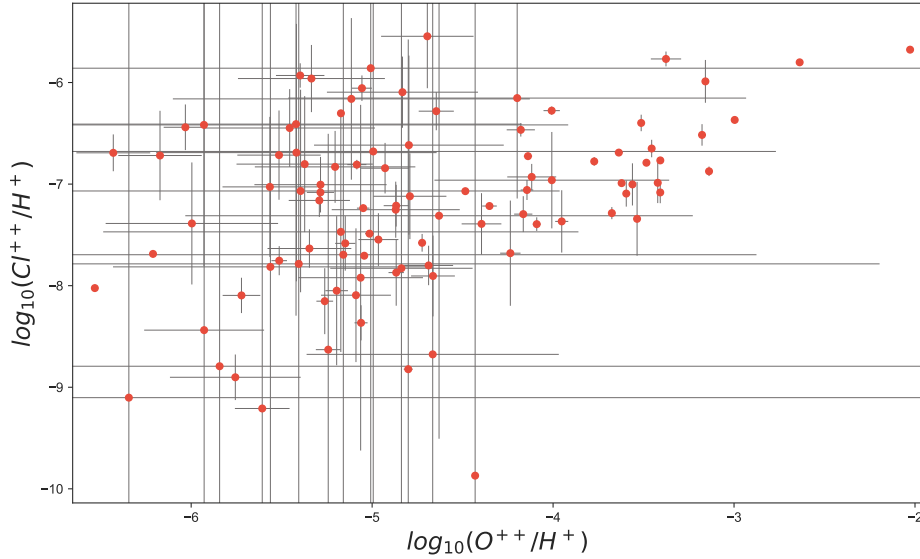


Figura 4.6: Igual que 4.4, pero para  $Cl^{++}$ .

utilidad sumar la contribución de las abundancias iónicas que no fueron observadas por diferentes factores, por ejemplo, el rango espectral o la intensidad de las líneas. De esta manera, hemos implementado diferentes *ICFs* según las especies iónicas con las que no contamos. *PyNeb* fue diseñado con funciones de *ICF*, sin embargo, se ha decidido no utilizar esta opción para tener un control sobre los *ICFs* disponibles en la interfaz, es decir, entre algunas otras cosas, poder ir actualizando los *ICF* para regiones fotoionizadas que van saliendo con cada nuevo trabajo o finalmente, tener una gama mayor de los mismos.

Para el caso de oxígeno fue importante considerar un *ICF* distinto de 1, ya que varias regiones presentan líneas de  $He^{++}$ , es decir, debido a la similitud del potencial de ionización entre  $O^{++}$  (54.9 eV) y  $He^{+}$  (54.4 eV), esperamos que haya una contribución de las líneas del ión  $O^{3+}$ . Por otro lado, el potencial de ionización de  $O^0$  (13.62eV) es muy similar al potencial de ionización de  $H^0$  (13.59eV), considerando que en las regiones HII se generan fotones con energía suficiente para



mantener totalmente ionizado el hidrógeno, se sigue que el oxígeno también lo estará (Peimbert & Costero 1969). Una vez explicado lo anterior, la abundancia total de oxígeno fue obtenida haciendo uso del ICF presentado en (Delgado-Inglada et al. 2014), el cual tiene la siguiente forma:

$$\log ICF(O^+ + O^{++}) = \frac{0.08\nu + 0.006\nu^2}{0.34 - 0.27\nu}. \quad (4.3)$$

donde  $\nu = \frac{He^{++}}{He^+ + He^{++}}$  es el grado de ionización de helio. Esta representación del  $ICF$  para oxígeno no ajusta para  $\nu > 0.95$ . Para aquellos casos donde lo sea, el  $ICF$  se hace muy grande y la abundancia de oxígeno se hace incierta.

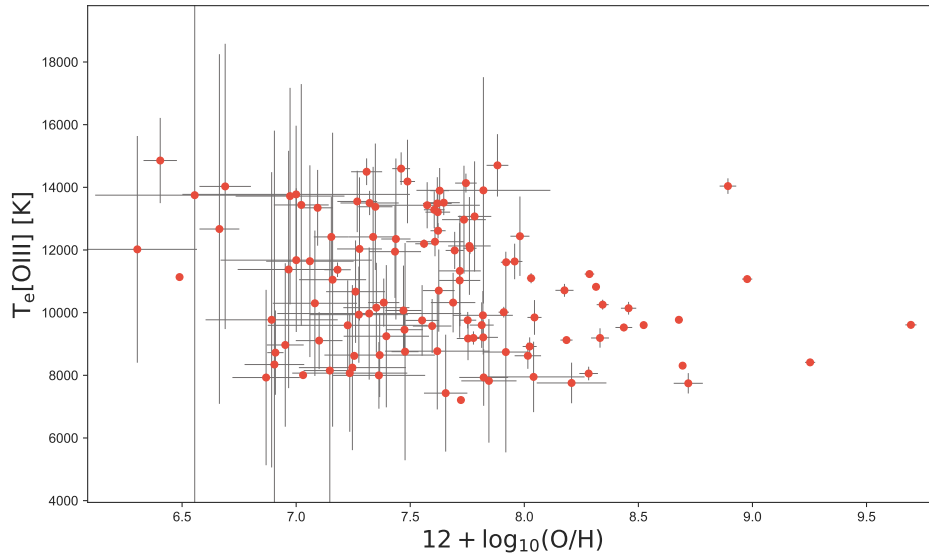


Figura 4.7: Abundancia total de oxígeno en unidades de  $12 + \log_{10}(X/H)$  contra temperatura electrónica de [OIII] en K.

Sabemos de la función de enfriamiento de los metales, que son enfriadores eficientes del gas de la región fotoionizada, así, mayor abundancia de estos genera un enfriamiento en el gas, por lo que una pendiente negativa es esperada para la relación temperatura contra abundancia de oxígeno. Esquemas de lo anterior se pueden observar en trabajos presentados por otros autores, por ejemplo, en Esteban

et al. (2017) se observa claramente esta pendiente negativa para valores de oxígeno entre 8 y 8.6 dex. La figura 4.7 muestra la abundancia química total de oxígeno contra la temperatura de alto grado de ionización de las 151 regiones de la muestra. En dicha figura, la correlación negativa está presente, sin embargo, podemos observar algunos puntos que cuentan con una metalicidad elevada ( $> 9$  dex) y otros muy baja metalicidad ( $< 7$  dex). Estas regiones tienen una determinación de abundancia de oxígeno poco confiable, pues están fuera de los rangos vistos en regiones HII.

Para obtener la abundancia total de nitrógeno fue necesario incorporar la aportación de  $N^{++}$ , para esto, se utilizó el *ICF* propuesto en Peimbert & Costero (1969), válido al considerar que el potencial de ionización de  $N^+$  es similar al de  $O^+$ , así, la expresión para obtener la abundancia total de nitrógeno es:

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

Así mismo, para las regiones HII que cuentan con una contribución de HeII se utilizó un *ICF* alternativo, presentado en Delgado-Inglada et al. (2014):

$$\log ICF(N^+/O^+) = -0.16\omega(1 + \log \nu) \quad (4.5)$$

donde  $\omega = \frac{O^{++}}{O^+ + O^{++}}$  es el grado de ionización de oxígeno y  $\nu$  tiene la expresión antes mencionada, y es el grado de ionización de helio.

En la figura 4.8 se muestra la relación de oxígeno y nitrógeno, la cual indica una inclinación con pendiente positiva. En Castellanos et al. (2002) se muestra una relación de estas dos abundancias para 4 regiones HII, en la cual se observa una pendiente positiva como la obtenida en este trabajo. El nitrógeno tiene una producción prioritaria, se forma en estrellas masivas y no tiene dependencia de la cantidad previa de oxígeno almacenado en las estrellas, es así que este se va creando a la par que el oxígeno, por lo que una correlación positiva muy marcada es esperada. Si bien en la gráfica 4.8 se observa esta relación, no es tan marcada como la esperada.

Para la abundancia total cloro, puesto que éste presenta varios estados de ionización, es difícil

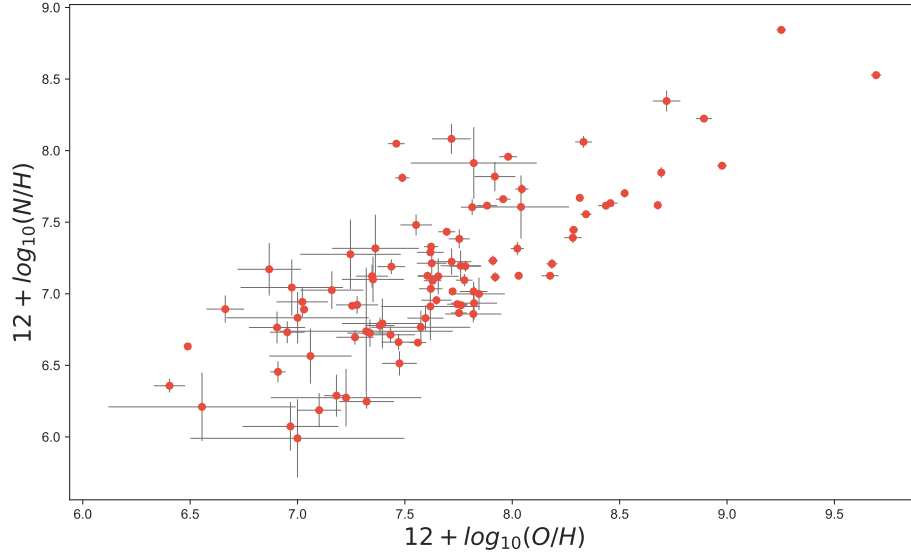


Figura 4.8: Abundancia total de oxígeno contra abundancia total de nitrógeno, ambas en unidades de  $12 + \log_{10}(X/H)$

tener buenas observaciones de todos ellos. En este trabajo solo se contó con las líneas de Cl[III]  $\lambda\lambda 5517, 5537 \text{ \AA}$ , por lo que se hace necesario implementar un *ICF* que contemple los iones de  $\text{Cl}^+$  y  $\text{Cl}^{3+}$ , así, la relación utilizada fue tomada de Delgado-Inglada et al. (2014). Los *ICF*s presentados en el trabajo citado corresponden a modelos de Nebulosas Planetarias, sin embargo son válidos para gradis de ionización entre poco más de 0.0 y 0.9 para NPs. Nuestras fracciones de oxígeno se encuentran entre estos límites, como se puede ver en la figura 4.9. Así, la relación para el *ICF* de cloro queda:

$$\frac{n(\text{Cl})}{n(\text{H})} = ICF(\text{Cl}^{++}) \frac{n(\text{O}^+) + n(\text{O}^{++})}{n(\text{H}^+)} \frac{n(\text{Cl}^{++})}{n(\text{O}^+)}, \quad (4.6)$$

siendo

$$ICF(\text{Cl}^{++}) = \left[ 4.1621 \left[ 1 - \left( \frac{n(\text{O}^{++})}{n(\text{O}^+) + n(\text{O}^{++})} \right)^{0.21} \right] \right]^{0.75}. \quad (4.7)$$

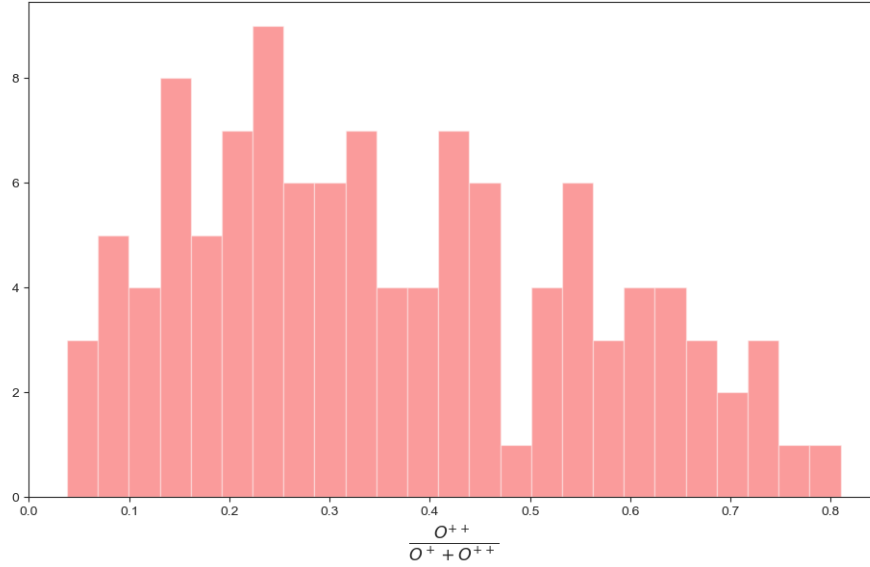


Figura 4.9: Grado de ionización  $O^{++}/(O^{++} + O^+)$ . El intervalo donde se encuentran hace válido el uso del  $ICF(Cl^{++})$  presentado en Delgado-Inglada et al. (2014).

Como se puede observar en la figura 4.10, hay una gran dispersión de la muestra.

Finalmente, también fue calculada la abundancia de azufre. Como solo se observaron líneas de  $S^+$  es necesario hacer una consideración para las líneas de azufre que típicamente son observadas. La figura 4.5 muestra una tendencia muy parecida a la relación encontrada con modelos de fotoionización presentada en Stasińska (1978), en el cual se propone un  $ICF$  de azufre:

$$ICF(S^+) = \frac{(O^+ + O^{++})}{O^+}, \quad (4.8)$$

para estrellas muy calientes, es decir, desde un punto de vista observacional, para  $(I(4959) + I(5007))/(I(3726) + I(3729)) \geq 10$ . Mientras que para los otros casos, se propone:

$$ICF(S^+) = 0.4 \left( \frac{O^+ + O^{++}}{O^+} \right)^2. \quad (4.9)$$

El azufre es un elemento alfa que típicamente se produce en estrellas masivas, en paralelo a la producción de oxígeno (Woosley & Weaver 1995). En Berg et al. (2015) se muestra una relación

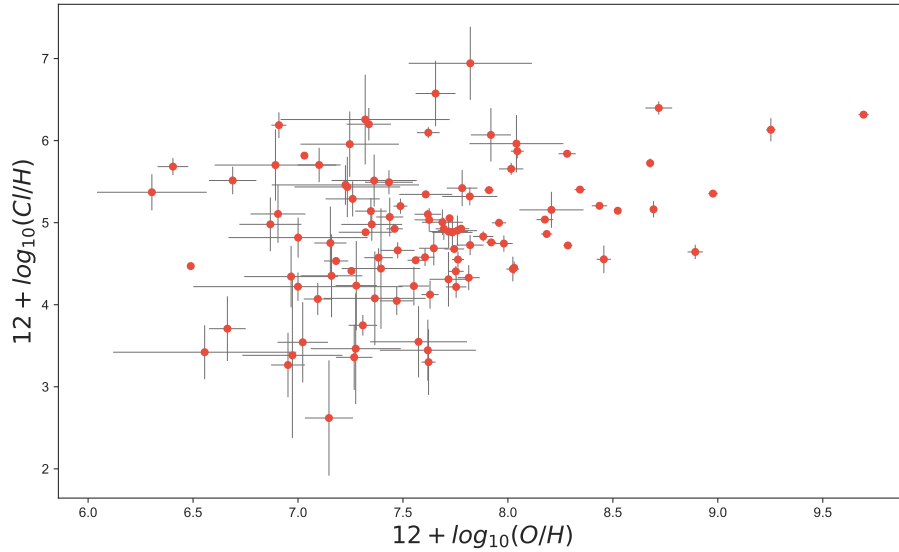


Figura 4.10: Abundancia de total de cloro en el eje ordenado. En unidades de  $12 + \log_{10}(X/H)$

de oxígeno y azufre que presenta una tendencia aplanada con una dispersión de 0.08 dex. Como se puede ver en la figure 4.11, no se encuentra una tendencia constante, sino un incremento del azufre con el aumento del oxígeno

#### 4.4. Abundancia de helio

Una vez estimados los parámetros físicos y la abundancia químicas, se generaron los archivos de entrada para HELIO14. Las variables de entrada que el código necesita son: temperatura de [OII] y [OIII], pesada por la fracción de  $O^+$  y  $O^{++}$ , respectivamente. Ya que no contamos con líneas de [OII] que nos permitieran determinar  $T_e[\text{OII}]$ , ésta se obtuvo mediante la relación presentada en Peimbert et al. (2002), en el cual se utilizan los modelos de fotoionización de Stasińska (1990) para obtener una relación de temperatura de oxígeno de bajo grado de ionización mediante el valor de

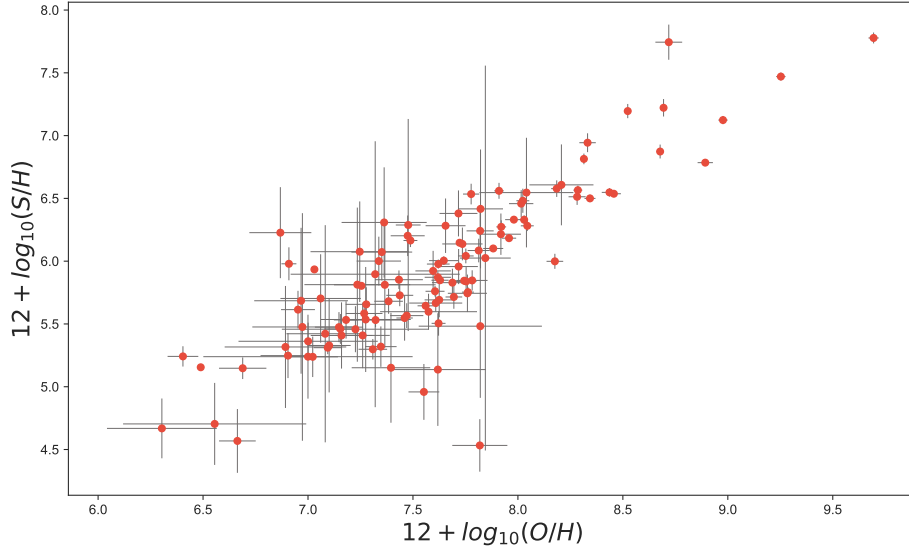


Figura 4.11: Abundancia total de oxígeno contra abundancia total de azufre, ambas en unidades de  $12 + \log_{10}(X/H)$

la temperatura de alta ionización. La relación usada es:

$$T[\text{OII}] = 2430 + T[\text{OIII}](1.031 - T[\text{OIII}]/54350), \quad (4.10)$$

la cual no es lineal (figura 4.12), y se espera una mayor temperatura de  $T[\text{OII}]$  para temperaturas bajas, mientras que  $T[\text{OIII}]$  tiende a ser mayor que  $T[\text{OII}]$  para altas temperaturas. Estas temperaturas son necesarias para que HELIO14 estime la temperatura promedio y por tanto la  $t^2$ , según las ecuaciones presentadas en Peimbert & Costero (1969).

Finalmente, para obtener la abundancia de helio es necesario considerar un conjunto de elementos que permitan una buena determinación. Algunos de ellos son: conocer los coeficientes de recombinación para las líneas de helio e hidrógeno, tener una estimación del efecto de la profundidad óptica en las líneas de He I y la contribución de la excitación colisional a la intensidad de las líneas de helio. HELIO14 toma estos elementos y obtiene valores para la temperatura electrónica por líneas

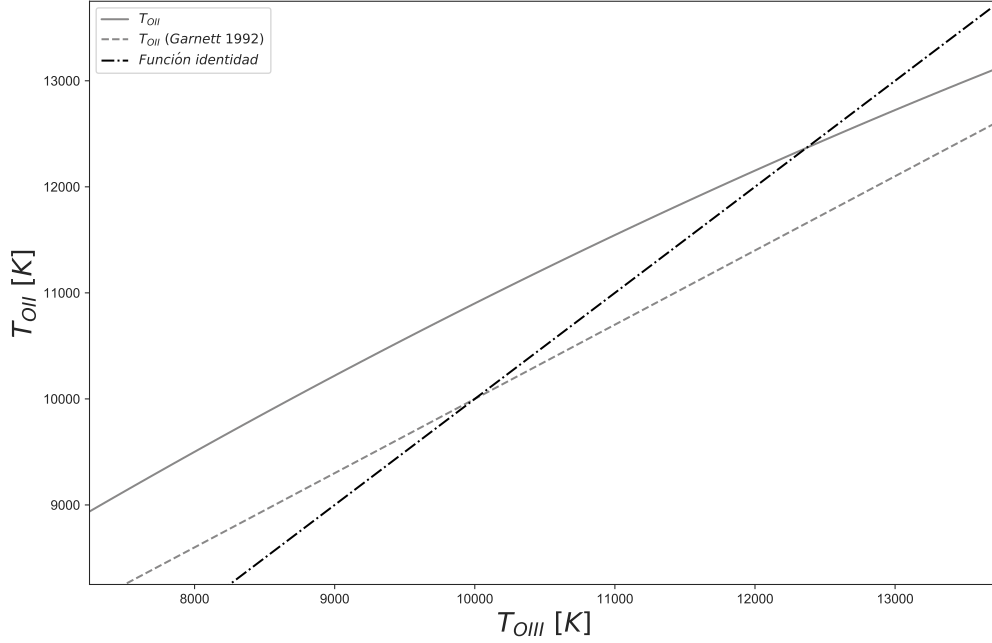


Figura 4.12: Relación de temperaturas encontrada con modelos de fotoionización de Stasińska (1990) (línea sólida). La línea punteada corresponde a la relación de Garnett (1992).

de recombinación de helio, la abundancia iónica de  $\text{He}^+$ , la profundidad óptica, entre otros. Toma los coeficientes de recombinación de Storey & Hummer (1995) para  $\text{H I}$ , y Porter et al. (2013) para  $\text{He I}$ . De la misma forma, toma la contribución colisional de Sawey & Berrington (1993) y Kingdon & Ferland (1995). Así mismo, el código tiene como variables de entrada la intensidad de 20 diferentes líneas de helio:  $\lambda\lambda$  2945, 3188, 3614, 3819, 3889, 3965, 4026, 4121, 4388, 4438, 4471, 4713, 4922, 5016, 5048, 5876, 6678, 7065, 7281, 9464 Å. De las líneas mencionadas, en regiones HII de CALIFA solo se cuenta con 9 de estas líneas, las cuales son:  $\lambda\lambda$  3819, 3889, 3965, 4026, 4471, 4713, 4922, 5876, 6678 Å. Las 4 líneas más sensibles a la profundidad óptica son:  $\lambda\lambda$  3188, 3889, 4713 y 7065 Å, siendo que la intensidad de las dos primeras decrece con el aumento de la profundidad óptica, mientras que las últimas dos tienen un incremento en su intensidad si hay un incremento

de la profundidad óptica. Por esta razón, tener malas mediciones de estas cuatro líneas afectará significativamente nuestra determinación de la profundidad óptica, aún más, el no tener mediciones de algunas de ellas, como es nuestro caso, donde no tenemos intensidad medida en CALIFA de  $\lambda\lambda$  3188 y 7065 Å provocará un sesgo importante en nuestras determinaciones. En Peimbert (2003) se muestra que el cálculo de diferentes profundidades ópticas, una con el primer par de líneas y otra con el segundo par de líneas, puede significar que la región estudiada no cumple con una geometría esférica, la cual es usada en los modelos para establecer los coeficientes de recombinación de helio. Dado lo anterior, establece que una buena aproximación para la determinación de la abundancia iónica de helio, viene de asumir que el incremento de la intensidades de línea de  $\lambda\lambda$  4713, 7065, 4471 y 5876 Å corresponden a un mismo valor de la profundidad óptica así, una buena determinación de la abundancia iónica de helio se puede efectuar con nueve líneas que no requieren de un valor de profundidad óptica elevado para ser consistente con la abundancia iónica ( $\lambda\lambda$  3614, 3819, 4388, 4471, 4713, 4922, 5876, 6678 y 7065 Å).

En la figura 4.13 se muestran los valores obtenidos de la profundidad óptica, Ya que no todas las regiones contaban con líneas de helio, solo se ha podido determinar para 114 regiones. Finalmente, en la figura 4.14 se presenta la abundancia de helio obtenida, contra la abundancia de oxígeno estimada previamente con Pyneb

Es importante considerar que existen varias fuentes de error para la determinación de la abundancia de helio. La que mayor fuente de error produce esta dada por la incertidumbre en la estimación de la profundidad óptica en HeI  $\lambda$ 3889Å. Esto es al considerar los efectos de autoabsorción del nivel  $2^3S$ , que afectan directamente la determinación de la abundancia de helio por transiciones entre tripletes, sin afectar las transiciones entre singuletes. La opacidad de la línea de HeI  $\lambda$ 5016Å también introduce un error adicional, pues HELIO14 no considera la autoabsorción del nivel  $2^1S$ , sin embargo, nuestra muestra no cuenta con la intensidad de esta línea de HeI, aún así es importante tener presente su aportación. Adicionalmente, la línea de  $\lambda$ 3889Å esta altamente contaminada con



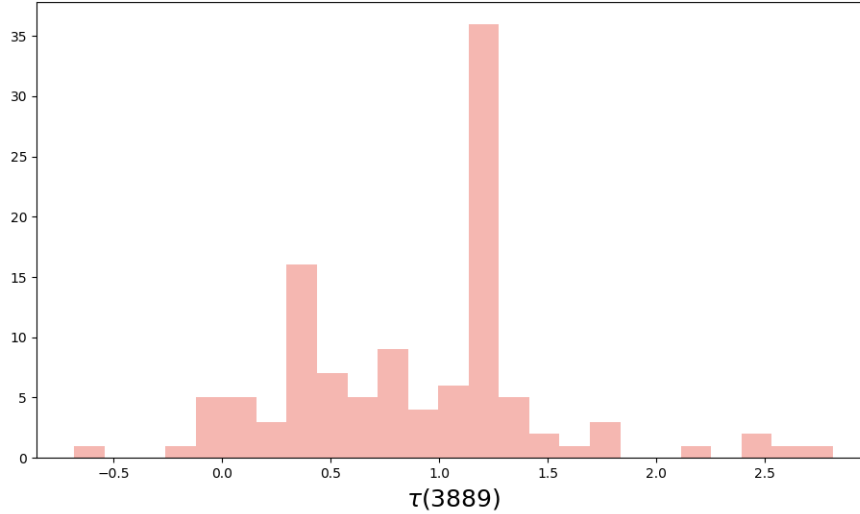


Figura 4.13: Profundidad óptica obtenida con HELIO14 mediante siete líneas de helio con las que cuenta CALIFA de las nueve que se presentan en Peimbert (2003).

la línea de hidrógeno HI (H8), por lo que fue separada de las misma, restando el 10 % de la intensidad de  $H\beta$ . Existe, aunque en menor medida, una consideración adicional para la determinación de las abundancias. Esta fuente de error esta dada por la estructura de los objetos estudiados, la cual podría proveer de nueva luz de los objetos. Típicamente, en los modelos físicos de las regiones HII, la geometría de las mismas juega un papel importante (Vílchez 2008). Otro factor importante a considerar viene dado por la estructura de ionización que se ha elegido para determinar la temperatura en la nebulosa. Típicamente las variaciones de temperatura son despreciadas, asumiendose una temperatura de  $T_e[\text{OIII}]$  para la región de alto grado de ionización, donde se forman las líneas de recombinación de He I usadas para la determinación de la abundancia de helio. Así mismo, la implementación de otros formalismos pueden ayudad a mejorar la determinación de la abundancia de oxígeno, por ejemplo, no considerar la depleción del oxígeno en los granos de polvo provoca una subestimación de la abundancia total de oxígeno. En varios trabajos se ha presentado este efecto,

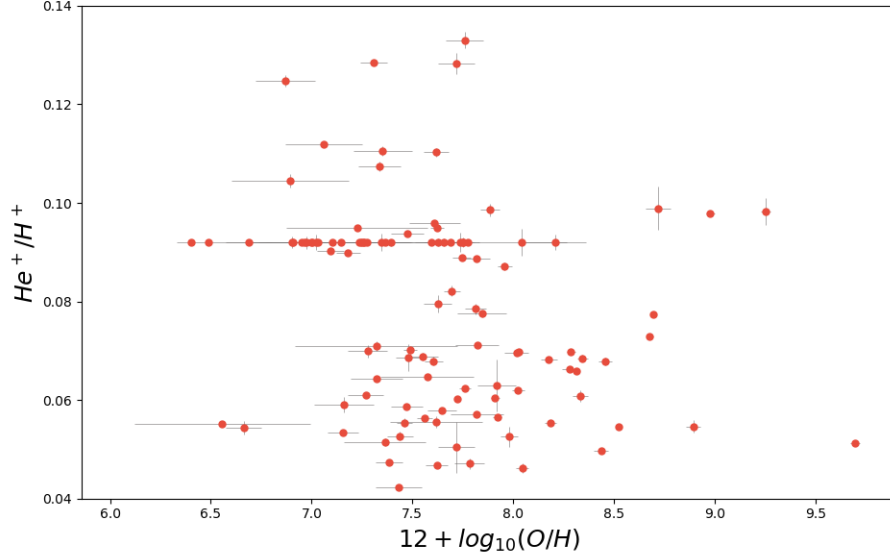


Figura 4.14: Abundancia de helio obtenida con HELIO14 contra abundancia de oxígeno obtenida a partir de PyNeb.

el cual puede llegar a un factor de  $-0.12 \pm 0.04$  dex (Espíritu et al. 2017).

De la muestra final de 114 objetos, las regiones HII con grado de ionización ( $O^{++}/(O^+ + O^{++})$ ) pequeño ( $\leq -0.2$ ) podrían estar afectadas por una cantidad de helio neutro, esto hace difícil la determinación de helio total. Así, recuperando las regiones con  $O^{++}/(O^+ + O^{++})$  mayor, nos quedamos con 12 regiones, los puntos al extremo derecho de la figura 4.15, sin embargo, dos de ellos presenta una abundancia de  $He^+/H^+$  inusualmente baja, muy por debajo de 0.06. Haciendo uso de los 10 puntos con abundancia de helio por arriba de 0.06 se obtuvo la abundancia por masa de helio y oxígeno, de esta manera obtendremos los valores de  $Y$  y  $Z_O$ , esta última es la metalicidad considerando solo oxígeno. Ahora bien, la relación de  $Y$  y  $Z_O$  es lineal, y sigue la forma:

$$Y_P = Y - Z_O \frac{\Delta Y}{\Delta Z_O}, \quad (4.11)$$

usando la pendiente ( $\frac{\Delta Y}{\Delta Z_O}$ ) encontrada en Peimbert et al. (2016) de  $3.3 \pm 0.7$ , estimamos el helio

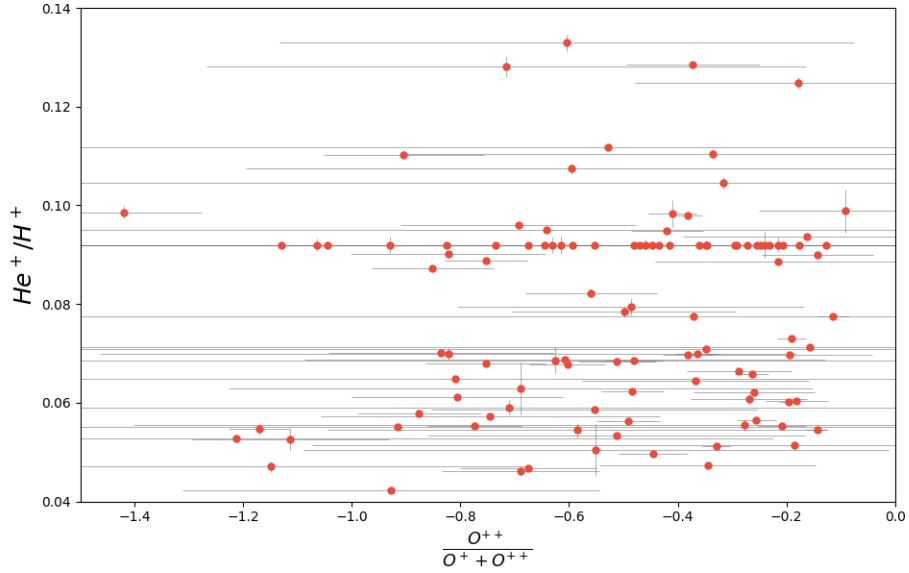


Figura 4.15: Fracción de oxígeno para las 24 regiones HII finales contra la abundancia de  $\text{He}^+/\text{H}^+$ .

primordial ( $Y_p$ ) para cada punto. La estimación es de  $Y_p = 0.240$ , de la cual no podemos determinar la incertidumbre directamente ya que no hemos podido rescatar los errores en todas las abundancias de helio y oxígeno, sin embargo, observando la dispersión de los datos podemos determinar un límite inferior sobre la misma, a  $1\sigma$  es:  $\pm 0.009$ , por lo que nos deja con una determinación de  $Y_p = 0.240 \pm 0.009$ .

## Capítulo 5

# Conclusiones

El objetivo del trabajo fue obtener las abundancias de helio de regiones HII en la muestra de CALIFA, para ello se logró estimar los parámetros físicos, las abundancias iónicas y totales de una muestra de 151 regiones. Dicha muestra se eligió mediante dos filtros, el primero en el cociente de  $[\text{NII}]6548/6584\text{\AA}$  y  $[\text{OIII}]5007/4959\text{\AA}$ , aceptando una tolerancia en el valor teórico del 10 % y 7 %, respectivamente. Se realizó el segundo filtro sobre la temperatura  $T_e[\text{OIII}]$ , pues el problema principal para el uso del método directo en la determinación de las abundancias es la ausencia de  $\lambda 4363\text{\AA}$ , es así que se tomaron solo las regiones con temperaturas típicas de regiones HII entre 7000-15000 K. Dada la relación presentada en Pérez-Montero & Contini (2009) esperamos que la temperatura de  $T_e[\text{NII}]$  tenga una relación más o menos lineal con  $T_e[\text{OIII}]$ , sin embargo nuestras determinaciones no siguen esa relación, siendo solo algunos puntos los que entran dentro de la misma (ver figura 4.3). Por otro lado, dada la densidad electrónica promedio, mostrada en la figura 4.2, hemos podido establecer que la mayoría de las regiones HII se encuentran en el límite de baja densidad, teniendo valores de la misma entre poco menos de 10 a 300 partículas/cm<sup>3</sup>. 3.3 0.07

Las abundancias químicas que fue posible obtener mediante *PyNeb* son: oxígeno, azufre, nitrógeno

y cloro. Una revisión para cada elemento permitió establecer que para todos los elementos hay una correlación positiva de su abundancia estimada con la de oxígeno. Fue posible obtener la abundancia de  $\text{He}^+/\text{H}^+$  con el código HELIO14, sin embargo, fue difícil lograr una buena estimación de los errores de las abundancias para todas las regiones HII, así como de la profundidad óptica  $\tau(3889)$ , debido a la incertidumbre asociada a las intensidades de líneas. Es importante mencionar que se encontraron regiones HII con líneas de  $\text{He}^{++}$ , sin embargo dada la naturaleza de las regiones HII, sería importante tomar en cuenta que esta línea podría ser una contribución estelar que viene desde la síntesis de población estelar en la reducción de los datos. Aún así es posible concluir que la estimación de la abundancia de  $\text{He}^+/\text{H}^+$  es un buen límite inferior de la abundancia total de helio.

Para la realización de este trabajo, se hizo necesario el desarrollo de una objeto en python que sistematizara la determinación de abundancias químicas usando *PyNeb*. Aunque es necesario el desarrollo detallado del código para una posterior introducción a la comunidad, probó ser funcional no solo para el trabajo aquí expuesto. Como ejemplo de lo anterior, se lograron reproducir, con una dispersión del 3%, las abundancias de oxígeno presentadas en Marino et al. (2013). Así mismo, se implemento para el desarrollo de otro trabajo en paralelo a esta tesis, el cual consistió en la determinación de las abundancias químicas de azufre, cloro, argon, oxígeno, neón y nitrógeno de NGC 346, la región más brillante de la nube de Magallanes, obteniendo buenos resultados (ver apéndice B)

Finalmente, las abundancias estimadas requieren de un análisis más sofisticado, por ejemplo, la implementación de correcciones en algunas, o todas las regiones HII estudiadas, por fluctuaciones de temperatura. Así mismo, se ha visto que el polvo puede provocar un importante sesgo a la abundancia total de oxígeno, pues un porcentaje de este se encuentra ligado a las partículas de polvo presente en ciertas partes de la nebulosa, una corrección de  $-0.12 \pm 0.04$  dex puede ser necesaria (Espíritu et al. 2017). Aún así, la determinación presentada es una buena contribución al estudio de las abundancias químicas de las regiones HII del catálogo CALIFA, siendo un buen

precedente que me ayudaría a realizar un estudio similar con otros catálogos interesantes como lo puede ser MaNGA, que cuenta con un rango espectral más grande y un número mayor de galaxias (cerca de 10 000 objetos).

Es necesario realizar filtros más fuertes sobre las observaciones, por ejemplo, muchas de las regiones no están totalmente dentro del rango de formación estelar según las líneas de Kewley y Kauffmann como se puede ver en la figura 3.1. También el uso de otros diagramas propuestos en la literatura podrían servirnos como método de selección para las regiones fotoionizadas. Por otro lado, explorar algunos otros cocientes importantes, como  $H\beta/H\alpha$ , del cual conocemos los valores teóricos, mejorando así la calidad de las intensidades en la muestra seleccionada. De manera general, aunque las observaciones de CALIFA sea una gran muestra de regiones HII, dista mucho de ser útil para un tratamiento de abundancias químicas mediante el método directo, debido a la calidad de las observaciones y de la ausencia de líneas importantes para la determinación de los parámetros físicos, como la línea auroral de  $[OIII]4363\text{\AA}$ .

Se ha analizado los puntos con grado de ionización de oxígeno  $O^{++}/(O^+ + O^{++}) \geq -0.02$ , con los cuales se ha hecho una determinación de helio primordial, si bien las incertidumbres de la abundancia de helio y de oxígeno no fueron determinadas para algunas regiones, se ha podido dar un límite inferior a la incertidumbre del helio primordial con la dispersión de los datos utilizados, así el valor obtenido es de  $0.240 \pm 0.008$ . Este valor es consistente con los valores encontrados por otros autores (Izotov & Thuan (1998), Luridiana (2003), Aver et al. (2012), Peimbert et al. (2007)), sin embargo, dista mucho ser competitivo por la falta de consideraciones al momento de obtener la incertidumbre.

# Bibliografía

- Acker, A., Köppen, J., Samland, M., & Stenholm, B. 1989, *The Messenger*, 58, 44
- Aggarwal, K. M. & Keenan, F. P. 1999, *Astrophysical Journal, Supplement*, 123, 311
- Aller, L. H., Keyes, C. D., & Czyzak, S. J. 1979, *Proceedings of the National Academy of Science*, 76, 1525
- Aver, E., Olive, K. A., & Skillman, E. D. 2012, , 4, 004
- Berg, D. A., Skillman, E. D., Croxall, K. V., et al. 2015, *Astrophysical Journal*, 806, 16
- Bowen, I. S. 1928, *Astrophysical Journal*, 67
- Butler, K. & Zeippen, C. J. 1989, *Astron. & Astrophys.*, 208, 337
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *Astrophysical Journal*, 345, 245
- Castellanos, M., Díaz, A. I., & Terlevich, E. 2002, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 329, 315
- Cid Fernandes, R., González Delgado, R. M., García Benito, R., et al. 2014, *Astron. & Astrophys.*, 561, A130
- Delgado-Inglada, G., Morisset, C., & Stasińska, G. 2014, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 440, 536

- Draine, B. T. 2011, *Physics of the interstellar and intergalactic medium*, 2nd edn. (Princeton University Press), united States of America
- Dufour, R. J. & Harlow, W. V. 1977, *Astrophysical Journal*, 216, 706
- Espíritu, J. N., Peimbert, A., Delgado-Inglada, G., & Ruiz, M. T. 2017, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 53, 95
- Esteban, C., Bresolin, F., Peimbert, M., et al. 2009, *Astrophysical Journal*, 700, 654
- Esteban, C., Fang, X., García-Rojas, J., & Toribio San Cipriano, L. 2017, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 471, 987
- Galavis, M. E., Mendoza, C., & Zeippen, C. J. 1997, *Astron. & Astrophys.*, Supplement, 123, 159
- Garnett, D. R. 1992, *Astronomical Journal*, 103, 1330
- Gilhuly, C. & Courteau, S. 2018, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 477, 845
- Izotov, Y. I. & Thuan, T. X. 1998, *Astrophysical Journal*, 500, 188
- Juan de Dios, L. & Rodríguez, M. 2017, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 469, 1036
- Kalcheva, I. E., Hoare, M. G., Urquhart, J. S., et al. 2018, *Astron. & Astrophys.*, 615, A103
- Kingdon, J. & Ferland, G. J. 1995, *Astrophysical Journal*, 442, 714
- Lennon, D. J. & Burke, V. M. 1994, *Astron. & Astrophys.*, Supplement, 103
- Lequeux, J. 2005, *The interstellar medium*, 2nd edn. (Springer), germany
- Liu, X. 2012, in *IAU Symposium*, Vol. 283, *IAU Symposium*, 131–138
- Liu, Y., Liu, X.-W., Barlow, M. J., & Luo, S.-G. 2004, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 353, 1251



- Luridiana, V. 2003, in *The cosmological model*, proceedings of the XXXVIIth Rencontres de Moriond, Edited by Y. Giraud-Héraud, C. Magneville, J. Tran Thanh Van, The Gioi Publishers (Vietnam), 159, 2003.
- Luridiana, V., Morisset, C., & Shaw, R. A. 2015, *Astron. & Astrophys.*, 573, A42
- Marino, R. A., Rosales-Ortega, F. F., Sánchez, S. F., et al. 2013, *Astron. & Astrophys.*, 559, A114
- Matteucci, F. 2012, *Chemical Evolution of Galaxies* (Springer), germany
- Mendoza, C. 1983, in *IAU Symposium, Vol. 103, Planetary Nebulae*, ed. D. R. Flower, 143–172
- Mendoza, C. & Bautista, M. A. 2014, *Astrophysical Journal*, 785, 91
- Mendoza, C. & Zeippen, C. J. 1982, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 198, 127
- Osterbrock, D. S. & Ferland, G. J. 2006, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, 2nd edn. (University Science Book), united States of America
- Peimbert, A. 2003, *Astrophysical Journal*, 584, 735
- Peimbert, A., Peña-Guerrero, M. A., & Peimbert, M. 2012, *Astrophysical Journal*, 753, 39
- Peimbert, A., Peimbert, M., & Luridiana, V. 2002, *Astrophysical Journal*, 565, 668
- Peimbert, A., Peimbert, M., & Luridiana, V. 2016, , 52, 419
- Peimbert, M. 1967, *Astrophysical Journal*, 150, 825
- Peimbert, M. & Costero, R. 1969, *Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya*, 5, 3
- Peimbert, M., Luridiana, V., & Peimbert, A. 2007, *Astrophysical Journal*, 666, 636
- Peimbert, M., Peimbert, A., & Delgado-Inglada, G. 2017, *Public. of the Astron. Soc. Pac.*, 129, 082001
- Peimbert, M., Peimbert, A., & Ruiz, M. T. 2000, *Astrophysical Journal*, 541, 688

- Pérez-Montero, E. & Contini, T. 2009, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 398, 949
- Pérez-Montero, E., Hägele, G. F., Contini, T., & Díaz, Á. I. 2007, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 381, 125
- Porter, R. L., Ferland, G. J., Storey, P. J., & Detisch, M. J. 2013, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 433, L89
- Pradhan, A. K., Montenegro, M., Nahar, S. N., & Eissner, W. 2006, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 366, L6
- Raga, A. C., Castellanos-Ramírez, A., Esquivel, A., Rodríguez-González, A., & Velázquez, P. F. 2015, *Revista Mexicana de Astrofísica*, 51, 231
- Rosales-Ortega, F. F., Sanchez, S. F., & Diaz, A. I. 2013, in *Highlights of Spanish Astrophysics VII*, ed. J. C. Guirado, L. M. Lara, V. Quilis, & J. Gorgas, 361–366
- Sanchez, S. F. 2016, *HIIexplorer: Detect and extract integrated spectra of HII regions*, *Astrophysics Source Code Library*
- Sánchez, S. F., García-Benito, R., Zibetti, S., et al. 2016a, *Astron. & Astrophys.*, 594, A36
- Sánchez, S. F., Pérez, E., Sánchez-Blázquez, P., et al. 2016b, *Revista Mexicana de Astrofísica*, 52, 21
- Sánchez, S. F., Rosales-Ortega, F. F., Marino, R. A., et al. 2012, *Astron. & Astrophys.*, 546, A2
- Sawey, P. M. J. & Berrington, K. A. 1993, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 55, 81
- Seaton, M. J. 1959, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 119, 90
- Stasińska, G. 1978, *Astron. & Astrophys.*, 66, 257
- Stasińska, G. 1990, *Astron. & Astrophys., Supplement*, 83, 501

- Storey, P. J. & Hummer, D. G. 1995, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 272, 41
- Tayal, S. S. 2007, *Astrophysical Journal, Supplement*, 171, 331
- Tayal, S. S. 2011, *Astrophysical Journal, Supplement*, 195, 12
- Tayal, S. S. & Zatsarinny, O. 2010, *Astrophysical Journal, Supplement*, 188, 32
- Tenorio-Tagle, G. & Bedijn, P. J. 1982, *Astron. & Astrophys.*, 115, 207
- Vílchez, J. M. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 390, *Pathways Through an Eclectic Universe*, ed. J. H. Knapen, T. J. Mahoney, & A. Vazdekis, 92
- Weidmann, W. A. & Gamen, R. 2011, *Astron. & Astrophys.*, 531, A172
- Wiese, W. L., Fuhr, J. R., & Deters, T. M. 1996, *Atomic transition probabilities of carbon, nitrogen, and oxygen : a critical data compilation*
- Woosley, S. E. & Weaver, T. A. 1995, *Astrophysical Journal, Supplement*, 101, 181
- Zinchenko, I. A., Pilyugin, L. S., Grebel, E. K., Sánchez, S. F., & Vílchez, J. M. 2016, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 462, 2715

## Apéndice A

# Parámetros físicos y abundancias

La muestra final estudiada cuenta con 24 regiones HII, para la cual se obtuvieron las condiciones físicas, abundancias iónicas y totales. Así mismo, mediante la aplicación de Monte Carlos se estimaron los errores para cada una de las determinaciones antes mencionadas.

La primera columna de esta tabla, muestra el identificador de la región HII. Las abundancias totales de la tabla A.3 se encuentran en unidades de  $\log_{10}(X/H) + 12$ .

	ID	temp_O3	temp_O3_e	temp_N2	temp_N2_e	densidad	densidad_e
7	NGC3323-9	12054.8	186.025	10629.9	200.448	23.9503	0.751006
3	NGC3991-5	10444.4	302.655	9967.01	192.816	57.5188	0.862621
5	NGC3994-7	15398.5	453.363	9799.06	45.9772	67.0497	0.445394
1	NGC4470-3	8471.47	374.078	8172.94	48.0647	26.7222	0.501166
1	NGC4470-3	8471.47	297.038	8172.94	51.1621	26.7222	0.564524
2	NGC5402-4	13485.8	837.362	9210.58	173.497	14.7923	0.801188
2	NGC5402-4	13485.8	818.608	9210.58	184.596	14.7923	0.724585
2	NGC5425-4	15168.1	749.884	8749.48	383.831	50.4353	1.12313
1	NGC5630-3	10255.1	158.23	9496.68	62.5542	7.50151	0.514494
3	NGC5630-5	8057.77	216.789	9276.91	122.833	13.5514	0.681291
7	NGC5630-9	14135.1	301.905	10151.2	212.356	22.4271	0.860646
1	NGC5630-3	10255.1	113.697	9496.68	54.0205	7.50151	0.577987
3	NGC5630-5	8057.77	244.365	9276.91	115.235	13.5514	0.69308
0	NGC5731-2	8770.87	86.4996	8372.88	350.802	10	0
0	NGC6168-2	9055.59	376.439	10189.7	123.522	12.6896	0.513198
1	NGC6168-3	10654.5	479.265	8618.3	225.454	12.6896	0.54312
1	NGC6373-3	8177.94	618.763	8328.73	212.713	29.1691	0.868818
4	IC1151-6	13207.9	567.875	9393.24	245.429	31.84	0.79465
2	UGC00312-4	9602.95	33.5248	10637.9	80.0006	31.84	0.42891
0	IC2095-2	10624	29.2412	7846.31	246.257	7.50151	0.828772
0	UGC03995-2	10474.4	78.1464	12689.6	67.3662	440.7	2.4936
0	UGC05358-2	8624.14	417.059	11249.4	292.283	21.4658	1.12601
0	UGC10796-2	9191.5	210.421	11898.3	425.102	10	0
0	UGC4423-2	9771.6	35.8173	10016.1	109.34	52.6938	1.01753

Tabla A.1: Parámetros físicos de las 36 regiones HII

ID	ionband_C13_e	ionband_C13_o	ionband_HeI	ionband_HeI_e	ionband_HeI_o	ionband_He2_e	ionband_He2_o	ionband_N2_e	ionband_N2_o	ionband_N2_e	ionband_N2_o	ionband_O2_e	ionband_O2_o	ionband_O3_e	ionband_O3_o	ionband_O3_e	ionband_S2_e	ionband_S2_o
7	NGC323-9	2.64276e-08	5.28938e-09	0.0538187	9.47532e-05	0.000270993	2.11268e-05	4.91321e-06	2.22982e-07	3.86188e-05	3.85588e-06	1.88904e-05	1.88904e-05	4.93981e-07	6.39052e-07	6.39052e-07	4.06113e-08	4.06113e-08
3	NGC3991-5	2.58066e-08	3.85889e-09	0.141657	0.00106208	0.00113049	4.88294e-05	1.28375e-05	6.68253e-07	0.000130225	1.62242e-05	7.27452e-05	7.27452e-05	7.6101e-06	3.00561e-06	3.00561e-06	1.77988e-07	1.77988e-07
5	NGC3994-7	7.47628e-08	4.94002e-09	0.11815	0.008847089	0.00122545	4.29602e-05	3.72826e-05	5.41161e-07	7.90401e-05	7.29911e-06	6.49544e-06	6.49544e-06	4.85646e-07	2.87224e-06	2.87224e-06	7.04217e-08	7.04217e-08
1	NGC4470-3	2.96597e-06	5.17149e-07	0.110486	0.00144759	NaN	NaN	4.41693e-05	8.26891e-07	0.00201338	2.01496e-05	5.62816e-05	5.62816e-05	1.14872e-05	5.24352e-06	5.24352e-06	1.21809e-07	1.21809e-07
2	NGC5402-4	2.96597e-06	3.66618e-07	0.110486	0.00110496	0.000480054	3.24642e-05	4.41693e-05	8.74371e-07	3.63088e-05	2.02921e-05	5.62816e-05	5.62816e-05	8.06527e-06	5.24352e-06	5.24352e-06	1.66618e-07	1.66618e-07
2	NGC5402-4	8.28803e-08	1.23449e-08	0.064989	0.000872666	NaN	NaN	1.7055e-05	9.72981e-07	3.63088e-05	6.09823e-06	5.18094e-06	5.18094e-06	8.97252e-07	1.42546e-06	1.42546e-06	2.07046e-07	2.07046e-07
2	NGC5402-4	8.28803e-08	1.14693e-08	0.064989	0.000834671	0.002025	3.80261e-05	1.7055e-05	1.03814e-06	3.63088e-05	5.69703e-06	5.18094e-06	5.18094e-06	7.72648e-07	1.42546e-06	1.42546e-06	1.90751e-07	1.90751e-07
2	NGC5405-4	6.37793e-07	8.49326e-08	0.0176782	0.000305644	0.00041973	2.07118e-05	5.83743e-06	8.01381e-07	3.0705e-05	8.11264e-06	2.19896e-06	2.19896e-06	3.41033e-07	6.47628e-07	6.47628e-07	1.29022e-07	1.29022e-07
1	NGC5690-3	1.88423e-07	8.74591e-09	0.149727	0.00063332	0.00119238	2.0784e-05	2.09286e-05	4.18339e-07	0.00046873	1.14941e-05	7.26533e-05	7.26533e-05	3.83794e-06	3.33912e-06	3.33912e-06	7.99103e-08	7.99103e-08
3	NGC5690-5	5.28718e-07	4.92074e-08	0.0670866	0.00058521	0.00074733	1.26227e-05	9.00332e-06	3.70802e-07	9.20007e-05	1.02440e-05	9.82303e-05	9.82303e-05	1.0228e-05	1.09494e-06	1.09494e-06	8.77746e-08	8.77746e-08
7	NGC5690-9	3.252e-08	2.32243e-09	0.0547996	0.000229616	0.00120756	2.70427e-05	6.59158e-06	3.5337e-07	4.51429e-05	5.8246e-06	9.67413e-06	9.67413e-06	5.12966e-07	1.18439e-06	1.18439e-06	7.97886e-08	7.97886e-08
1	NGC5690-3	1.88423e-07	6.21578e-09	0.149727	0.000482252	NaN	NaN	2.09286e-05	3.65216e-07	0.00146873	1.43908e-05	7.26533e-05	7.26533e-05	2.58173e-06	3.33912e-06	3.33912e-06	6.70138e-08	6.70138e-08
3	NGC5690-5	5.28718e-07	5.41027e-08	0.0670866	0.00062725	NaN	NaN	9.90326e-06	3.41778e-07	9.20007e-05	9.91099e-06	9.82303e-05	9.82303e-05	1.16228e-05	1.09494e-06	1.09494e-06	8.07776e-08	8.07776e-08
0	NGC5781-2	8.56281e-07	2.91478e-08	0.156319	0.000879651	0.000710124	2.89787e-05	1.47626e-05	1.91237e-06	0.000159123	3.92968e-05	0.000311446	0.000311446	1.17295e-05	1.84838e-06	1.84838e-06	4.80033e-07	4.80033e-07
0	NGC6168-2	2.32913e-06	3.26963e-07	0.107767	0.000845244	0.00029928	4.30338e-05	1.58197e-05	4.70072e-07	7.28506e-05	9.01625e-06	6.70439e-05	6.70439e-05	1.08109e-05	2.34916e-06	2.34916e-06	8.29886e-08	8.29886e-08
1	NGC6168-3	7.74653e-07	2.28413e-07	0.050618	0.000830278	0.000364507	2.69888e-05	1.69158e-05	1.29861e-06	8.108e-05	9.7024e-06	2.2794e-05	2.2794e-05	3.26097e-06	3.74924e-06	3.74924e-06	3.58803e-07	3.58803e-07
1	NGC6373-3	3.37174e-07	7.59233e-08	0.051882	0.000973637	8.06695e-05	2.79517e-05	9.56346e-06	7.67649e-07	0.000178696	3.60415e-05	0.000110337	0.000110337	2.84932e-05	3.21572e-06	3.21572e-06	3.28418e-07	3.28418e-07
4	IC1151-6	8.78921e-07	2.54133e-07	0.0344963	0.000227787	0.000241442	3.35231e-05	7.75966e-06	6.1153e-07	3.28078e-05	5.62976e-06	8.78461e-06	8.78461e-06	1.11324e-06	1.4755e-06	1.4755e-06	1.44216e-07	1.44216e-07
2	UGC00812-4	1.02227e-07	5.46921e-09	0.183918	7.82845e-05	0.000897699	1.41881e-05	9.97836e-06	1.01761e-07	9.35198e-05	8.0052e-06	0.000230218	0.000230218	3.37731e-06	3.09737e-06	3.09737e-06	7.32336e-08	7.32336e-08
0	IC2095-2	9.48958e-08	1.50613e-09	0.142942	0.000104407	0.000800156	1.83843e-05	1.10737e-05	1.06013e-06	0.000232424	4.12223e-05	0.000193098	0.000193098	2.12666e-06	6.17194e-06	6.17194e-06	8.18708e-07	8.18708e-07
0	UGC03995-2	1.06355e-07	1.31951e-08	0.11501	0.000407787	0.0132186	5.76227e-05	3.3087e-05	5.7795e-07	2.39071e-05	2.99798e-06	0.000214657	0.000214657	5.19491e-06	3.07586e-06	3.07586e-06	3.92162e-08	3.92162e-08
0	UGC03958-2	3.42197e-07	5.22472e-08	0.0599815	0.000661867	-0.000132273	2.33706e-05	5.89141e-06	3.7201e-07	3.74513e-05	5.76687e-06	6.63158e-05	6.63158e-05	1.19055e-05	9.35338e-07	9.35338e-07	5.55113e-08	5.55113e-08
0	UGC10796-2	6.08339e-08	4.95913e-09	0.0444866	0.000161733	0.000250593	2.50011e-05	2.23437e-06	2.03446e-07	1.51628e-05	2.86183e-06	4.45189e-05	4.45189e-05	4.14683e-06	5.22451e-07	5.22451e-07	5.9451e-08	5.9451e-08
0	UGC4423-2	3.99972e-07	7.48385e-08	0.186776	0.00025805	0.00062026	3.63392e-05	1.06683e-05	3.39785e-07	0.000107031	1.72284e-05	0.000308786	0.000308786	4.66645e-06	2.33696e-06	2.33696e-06	9.02931e-08	9.02931e-08

Tabla A.2: Abundancias iónicas de las 36 regiones HII

APÉNDICE A. PARÁMETROS FÍSICOS Y ABUNDANCIAS

ID	abund_CIH	abund_CIH_e	abund_NH	abund_NH_e	abund_OH	abund_OH_e	abund_SH	abund_SH_e	
7	NGC3323-9	4.55097	0.0972669	6.92013	0.0242423	7.76201	0.028573	5.75347	0.0385402
3	NGC3991-5	4.53625	0.0619276	7.36626	0.0271376	8.30931	0.0351454	6.46547	0.042331
5	NGC3994-7	5.09079	0.0235676	7.61997	0.00813798	7.93461	0.0364044	6.12887	0.0140464
1	NGC4470-3	6.62131	0.0593885	7.75215	0.0230609	8.41105	0.0366974	6.53575	0.0445937
1	NGC4470-3	6.62233	0.0465432	7.80084	0.02219	8.41207	0.0388176	6.53575	0.0343216
2	NGC5402-4	5.10265	0.0541008	7.28967	0.0225384	7.61869	0.0629534	5.87166	0.0479219
2	NGC5402-4	5.10996	0.0547603	7.30734	0.022279	7.62599	0.0565148	5.87166	0.0459292
2	NGC5425-4	6.03245	0.0455188	6.80861	0.0492193	7.52284	0.0989189	5.47346	0.071212
1	NGC5630-3	5.40329	0.0187544	7.55553	0.0181219	8.34336	0.0261527	6.50004	0.0291006
3	NGC5630-5	5.84023	0.0411137	7.39187	0.0384049	8.28201	0.0407733	6.51296	0.0647498
7	NGC5630-9	4.67962	0.029256	6.9273	0.0203479	7.74409	0.0473923	5.84421	0.0289342
1	NGC5630-3	5.40142	0.0136275	7.49529	0.015044	8.34149	0.0288936	6.50004	0.0291255
3	NGC5630-5	5.83752	0.0453148	7.31129	0.0362913	8.2793	0.0360898	6.51296	0.0736569
0	NGC5731-2	6.05824	0.0141944	7.783	0.0297779	8.67341	0.0403747	6.81008	0.0746082
0	NGC6168-2	6.48238	0.0591864	7.60266	0.0519371	8.14645	0.0438777	6.53874	0.081856
1	NGC6168-3	6.03948	0.0696741	7.38072	0.031071	8.01745	0.0452989	6.39109	0.0410088
1	NGC6373-3	5.64846	0.0993719	7.30055	0.0676826	8.46131	0.0719661	6.527	0.0958324
4	IC1151-6	6.09713	0.0660492	7.03516	0.0252636	7.62066	0.0542065	5.97707	0.0360752
2	UGC00312-4	5.14548	0.0246852	7.70253	0.0302162	8.52324	0.0100398	7.19549	0.0566169
0	IC2095-2	5.09487	0.00639142	7.3793	0.0266899	8.6503	0.0397209	6.88578	0.0395755
0	UGC03995-2	5.27203	0.0482913	8.61829	0.0459406	8.40423	0.011283	8.08818	0.0933896
0	UGC05358-2	5.6554	0.0727505	NAN	0	8.01554	0.057921	6.45821	0.107085
0	UGC10796-2	4.92673	0.0384396	7.09493	0.0436372	7.77717	0.0386273	6.53448	0.0821916
0	UGC4423-2	5.72562	0.0554065	7.61881	0.0306587	8.67752	0.0162803	6.87327	0.055304

Tabla A.3: Abundancias totales de las 36 regiones HII

# Apéndice B

## NGC 346

Se tomo como referencia observaciones de NGC 346, realizadas con el espectrografo FORS1 del VLT en Melipal, Chile. Estas observaciones cuentan con 97 espectros de rendija larga con tres diferentes posiciones empleadas para la observación. A partir de esto, como autor menor, se me asignó un espectro que reúne los mejores espectros antes mencionados. Haciendo uso de la interfaz desarrollada para mi trabajo de tesis, estimé las condiciones físicas de NGC346, así como las abundancias iónicas y totales de la misma, tanto para las 97 zonas, como para el espectro sumado.

Los parámetros físicos se obtuvieron a partir de diferentes cocientes de líneas. Para la temperatura de alto grado de ionización se utilizó el cociente de las líneas [OIII]  $\lambda\lambda 4363, 5007, 4959\text{\AA}$ , mientras que para la temperatura de bajo grado de ionización se empleó el cociente de nitrógeno usando las líneas de [NII]  $\lambda\lambda 5755, 6584\text{\AA}$ . Por otra parte, la densidad electrónica se obtuvo a partir de los cocientes de azufre y oxígeno usando las líneas de [SII]  $\lambda\lambda 6731, 6716\text{\AA}$  y [OII]  $\lambda\lambda 3726, 3729\text{\AA}$  que tienen una fuerte dependencia con la densidad. La densidad adoptada corresponde al promedio entre las dos antes mencionadas. Es importante mencionar que se obtuvo una densidad para la



zona de alto grado de ionización con líneas de cloro, sin embargo, el error estimado es  $\sim 50\%$ , por lo que se decidió solo emplear las mencionadas para la zona de bajo grado de ionización. Los resultados se presentan en la tabla B.1

	Temperatura [K]			Densidad [ $\text{cm}^{-3}$ ]	
	Alta ionización	Baja ionización		O II	S II
	O III	O II	N II		
NGC346	$12871 \pm 98$	$12445 \pm 464$	$10882 \pm 767$	$23.7 \pm 8.2$	$32 \pm 21$

Tabla B.1: Temperatura ( $T_e$ ) y densidad ( $n_e$ ) electrónicas para NGC 346 obtenidas con observaciones del VLT. Las temperaturas corresponden a alto y bajo grado de ionización, mientras que la densidad corresponde solo al bajo grado de ionización, la densidad electrónica adoptada fue el promedio de las presentadas con líneas de [OII] y [SII].

Una vez calculadas las condiciones físicas, se obtuvo las abundancias iónicas, las cuales se presentan en la tabla B.2. Para este trabajo se utilizó el formalismo de  $t^2$  del que se habla en el capítulo 2 de esta tesis, sin embargo, yo no implemente la corrección.

Finalmente, estimé las abundancias totales para  $t^2 = 0$ , las cuales se presentan en la tabla B.3. Para la estimación de las abundancias totales utilicé diferentes *ICFs*. Para la abundancias de oxígeno (Peimbert & Costero 1969):

$$\frac{n(\text{O})}{n(\text{H})} = \frac{n(\text{O}^{++}) + n(\text{O}^+)}{n(\text{H}^+)}. \quad (\text{B.1})$$

Para la abundancia de nitrógeno (Peimbert & Costero 1969):

$$\frac{n(\text{N})}{n(\text{H})} = ICF(\text{N}^+) \frac{n(\text{N}^+)}{n(\text{H}^+)} = \left[ \frac{n(\text{O}^{++}) + n(\text{O}^+)}{n(\text{O}^+)} \right] \frac{n(\text{N}^+)}{n(\text{H}^+)}. \quad (\text{B.2})$$

Ion	$t^2 = 0.0$
N <sup>+</sup>	5.87±0.08
O <sup>+</sup>	7.41±0.09
O <sup>++</sup>	7.93±0.01
Ne <sup>++</sup>	7.22±0.01
S <sup>+</sup>	5.55±0.03
S <sup>++</sup>	6.18±0.09
Ar <sup>++</sup>	5.54±0.01
Ar <sup>+3</sup>	5.11±0.01
Cl <sup>++</sup>	4.37±0.02

Tabla B.2: Abundancias iónicas en unidades de  $\log(X/H) + 12$ .

Para neón (Pérez-Montero et al. 2007):

$$\frac{n(\text{Ne})}{n(\text{H})} = ICF(\text{Ne}^{++}) \frac{n(\text{Ne}^{++})}{n(\text{H}^+)} = \left[ \frac{n(\text{O}^{++}) + n(\text{O}^+)}{n(\text{O}^{++})} \right] \frac{n(\text{Ne}^{++})}{n(\text{H}^+)}. \quad (\text{B.3})$$

Para azufre (Stasińska 1978):

$$\begin{aligned} \frac{n(\text{S})}{n(\text{H})} &= ICF(\text{S}^{++} + \text{S}^+) \frac{n(\text{S}^{++}) + n(\text{S}^+)}{n(\text{H}^+)} \\ &= \left[ 1 - \left( \frac{n(\text{O}^+)}{n(\text{O}^+) + n(\text{O}^{++})} \right)^3 \right]^{-1/3} \frac{n(\text{S}^{++}) + n(\text{S}^+)}{n(\text{H}^+)}. \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

Para argón (Pérez-Montero et al. 2007):

$$\begin{aligned} \frac{n(\text{Ar})}{n(\text{H})} &= ICF(\text{Ar}^{3+} + \text{Ar}^{++}) \frac{n(\text{Ar}^{++}) + n(\text{Ar}^{3+})}{n(\text{H}^+)} \\ &= \left[ 0.928 + 0.364(1 - w) + \frac{0.006}{1 - w} \right] \frac{n(\text{Ar}^{++}) + n(\text{Ar}^{3+})}{n(\text{H}^+)}, \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

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

Finalmente, para cloro (Delgado-Inglada et al. 2014):

$$\begin{aligned} \frac{n(\text{Cl})}{n(\text{H})} &= ICF(\text{Cl}^{++}) \left[ \frac{n(\text{Cl}^{++})}{n(\text{H}^+)} \right] = ICF(\text{Cl}^{++}/\text{O}^+) \left[ \frac{n(\text{O})}{n(\text{O}^+)} \right] \left[ \frac{n(\text{Cl}^{++})}{n(\text{H}^+)} \right] \\ &= [4.162 - 4.1622w^{0.21}] \left[ \frac{1}{1-w} \frac{n(\text{Cl}^{++})}{n(\text{H}^+)} \right] \left[ \frac{n(\text{O})}{n(\text{O}^+)} \right] \left[ \frac{n(\text{Cl}^{++})}{n(\text{H}^+)} \right], \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

donde  $w$  es la misma que para el argón.

Realicé una comparación de las abundancias obtenidas por diferentes autores en NGC 346 (ver tabla B.3), esto me permite concluir que las abundancias obtenidas son bastante cercanas a los valores obtenidos en otros trabajos donde presentan valores de las abundancias con  $t^2 = 0$  (Peimbert et al. (2000), Aller et al. (1979), Dufour & Harlow (1977)). Como se puede observar, solo la abundancia de azufre presenta un valor muy alejado con los comparados, sin embargo, esto puede ser consecuencia de la mala implementación del  $ICF$  o del ajuste que se hizo sobre las líneas de [SII].

Elemento	Este trabajo	Peimbert et al.	Aller	Dufour & Harlow
O	8.05±0.04	8.07±0.04	8.09	8.06
N	6.50±0.04	6.44±0.06	6.45	6.56
Ne	7.33±0.04	7.22±0.06	7.60	7.33
S	5.72±0.09	6.50±0.10	6.25	6.43
Ar	5.70±0.01	5.74±0.10	5.85	...
Cl	5.37±0.09	...	...	...

Tabla B.3: Abundancias totales correspondientes a NGC 346. Comparación con las presentadas en Peimbert et al. (2000), Aller et al. (1979), Dufour & Harlow (1977) para el mismo objeto.