



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

---

FACULTAD DE CIENCIAS

MODELOS COMBINADOS DE  
FOTOIONIZACIÓN PARA NGC6153

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

**Físico**

P R E S E N T A:

**Manuel de Jesús Chimal Hernández.**

DIRECTOR DEL TRABAJO:

Dr. Christophe Morisset.

Ciudad de México, Febrero, 2016.





Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



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

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

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

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

*Dedicado a  
Leonid*





# Agradecimientos

Gracias a la Universidad Nacional Autónoma de México, porque a través de ella he adquirido las herramientas y aptitudes para formarme como un profesionalista y como persona.

Gracias a la Facultad de Ciencias por todos los servicios, ambiente y conocimiento que adquiriré a través de su programa para formación de físicos.

Gracias al Instituto de Astronomía, UNAM. Por los espacios y servicios brindados a mi persona, gracias a ello tuve las condiciones apropiadas para llevar a cabo este trabajo.

Gracias al proyecto UNAM-PAPIIT-IN107215 por los recursos económicos por medios de los cuales pude hacerme de herramientas para continuar de manera plena en el desarrollo en mi trabajo.

Gracias al Dr. Christophe Morisset, por la paciencia, el apoyo, el conocimiento, el entusiasmo, los consejos, las oportunidades, las experiencias y el humor, pues todo eso me ha servido para formarme como persona y estudiante. Para mí, más que un tutor de trabajo, representa un ejemplo de persona y un guía, alguien con quien siempre deseo contar.

Gracias a todo mi sínodo, Dr. Alejandro Raga, Dra. Anabel Arrieta, Dr. Antonio Peimbert, Dr. Ary Rodríguez y Dr. Christophe Morisset, por el apoyo y sus observaciones a mi trabajo, ya que a través de eso me ayudan a crecer como profesionalista, formando en mí un criterio apropiado para mi futuro.

Gracias a la Dra. Gloria Delgado, por sus consejos y apoyo durante el desarrollo de este trabajo. Gracias por su excelente carisma y amabilidad.

Gracias a la Nahiely, a Jonathan y principalmente, gracias a Leonid por todos los momentos y consejos, por devolverme las ganas de seguir avanzando.

Gracias a mis padres, sin su apoyo y atención este camino en mi vida profesional no hubiera sido posible. Gracias por los valores, los consejos, el cariño, los recursos y la educación, sin ellos no sería quien soy como persona.

Gracias a mis hermanos, por sus palabras, su apoyo incondicional y sus sonrisas. Gracias por las charlas, el ejemplo y la unión. “La familia es primero”.

Gracias a mis amigos, a Trevor, René, Aubin, Mario, Juan, Olinka, Regina. Vero, Rocio, Cecilia, Mabel y todos aquellos que me han brindado su cariño y apoyo. Gracias por compartir tantas experiencias, tanta vivencia y buenas compañías. Gracias por la música, los viajes, las risas, las palabras, las comidas, porque la vida también necesita de esas cosas en

compañía de personas divertidas e interesantes como ellos.

Gracias a todas esas personas que han estado en mi vida, las que aún están, las que van llegando (Gomitas) y las que ya se fueron. Gracias por los momentos, porque una parte de ustedes está en mí y eso me ha formado.

Gracias a Yue, por todas las pláticas, por darme más de un motivo para no tirar la toalla, por los consejos y los macchiatos, porque gracias a él formé carácter en mis decisiones y juicio a mis opiniones.

Gracias a Pauli, por el amor, el impulso, la confianza y todos los momentos que me ha compartido. Gracias por ser una super estrella.

Gracias a Aaron, gracias a TODOS.

# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	<b>V</b>
<b>Índice</b>	<b>IX</b>
Resumen . . . . .	XI
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Nebulosas planetarias</b>	<b>7</b>
2.1. Nucleosíntesis en elementos pesados . . . . .	7
2.1.1. Dragados . . . . .	12
2.2. Procesos atómicos en NP. . . . .	13
2.2.1. Conceptos generales sobre regiones fotoionizadas . . . . .	13
2.3. Equilibrio de Fotoionización . . . . .	14
2.3.1. Fotoionización en regiones de H puro . . . . .	15
2.3.2. Fotoionización en regiones compuestas de H y He . . . . .	17
2.4. Equilibrio Térmico . . . . .	18
2.4.1. Equilibrio Térmico en regiones fotoionizadas . . . . .	18
2.5. Determinación de parámetros a través de líneas de emisión . . . . .	22
2.6. Atmósfera Estelar . . . . .	27
<b>3. Modelos</b>	<b>29</b>
3.1. Bi-Abundancias . . . . .	29
3.2. Modelo guía para NGC6153 . . . . .	30
3.3. Datos atómicos y Factor de calidad . . . . .	31
3.4. Variación de parámetros . . . . .	33
3.5. Modelos con atmósfera tipo BlackBody (BB) . . . . .	36
3.5.1. Modelos sin corte externo . . . . .	37
3.5.2. Modelos con corte externo . . . . .	39
3.6. Modelos con atmósfera tipo Rauch . . . . .	45
<b>4. Modelo 0</b>	<b>51</b>
4.1. Líneas fijas . . . . .	51
4.2. Suma de Modelos . . . . .	52
4.2.1. Modelo W15 . . . . .	52
4.2.2. Modelo W30 . . . . .	55
4.2.3. Modelo W45 . . . . .	57
4.2.4. Modelo W60 . . . . .	59
4.2.5. Equilibrio Hidrostático en los modelos y sus abundancias relativas . . . . .	61
4.2.6. Tiempo cómputo . . . . .	62
<b>5. Conclusiones</b>	<b>65</b>





# Índice de figuras

1.1. Diagrama HR . . . . .	2
1.2. Espectro de emisión para NGC7662. . . . .	3
2.1. Pico de Gamow . . . . .	9
2.2. Cadenas de reacciones nucleares para la formación de $^4\text{He}$ . . . . .	10
2.3. Espectro de NCG6153. . . . .	23
2.4. Transiciones electrónicas de [O III] . . . . .	24
2.5. Transiciones electrónicas de [N II] . . . . .	25
2.6. Transiciones electrónicas de [O II] . . . . .	26
2.7. Transiciones electrónicas de [S II] . . . . .	26
2.8. Modelos de atmósfera tipo Rauch. . . . .	28
3.1. Imagen de NGC6153 en filtros F656N y F502N . . . . .	31
3.2. Esquema de Modelo 3D para NGC6153. . . . .	32
3.3. Esquema de modelo 2D para NGC6153. . . . .	32
3.4. Esquema del método para determinación de parámetros físicos. . . . .	36
3.5. Diagnóstico de Temperatura efectiva para modelo con atmósfera tipo BB sin corte externo . . . . .	38
3.6. Diagnóstico de Luminosidad para modelo con atmósfera tipo BB sin corte externo . . . . .	39
3.7. Diagnóstico de densidad para modelo con atmósfera tipo BB sin corte externo	40
3.8. Diagnóstico de metalicidad para modelo con atmósfera tipo BB sin corte externo	40
3.9. Razón de emisión a distintos radios para corte externo en modelos con atmósfera tipo BB. . . . .	42
3.10. Corte interno en modelos continuos con atmósfera tipo BB . . . . .	42
3.11. Diagnóstico de temperatura efectiva en modelos con corte externo y atmósfera tipo BB. . . . .	43
3.12. Diagnóstico de luminosidad en modelos con corte externo y atmósfera tipo BB.	44
3.13. Diagnóstico de densidad en modelos con corte externo y atmósfera tipo BB. .	44
3.14. Diagnóstico de metalicidad en modelos con corte externo y atmósfera tipo BB.	45
3.15. Corte interno en modelos continuos con atmósfera tipo Rauch . . . . .	46
3.16. Corte interno en modelos continuos con atmósfera tipo Rauch . . . . .	46
3.17. Diagnóstico de luminosidad para modelos con atmósfera tipo Rauch . . . . .	48
3.18. Diagnóstico de metalicidad para modelos con atmósfera tipo Rauch . . . . .	48
4.1. Suma de intensidades de emisión con contribución del 15% por parte de la componente rica en metales . . . . .	54
4.2. Suma de intensidades de emisión con contribución del 30% por parte de la componente rica en metales . . . . .	56

4.3. Suma de intensidades de emisión con contribución del 45% por parte de la componente rica en metales . . . . .	58
4.4. Suma de intensidades de emisión con contribución del 60% por parte de la componente rica en metales . . . . .	60
4.5. Presiones entre componentes de baja y alta metalicidad. . . . .	63

# Resumen

El presente trabajo se basa en el problema que se ha encontrado desde los años 70's al calcular las abundancias químicas a través de líneas de excitación colisional y por líneas de recombinación, las cuales muestran una discrepancia en los valores calculados. Dicha problemática se conoce como el problema de ADF y uno de los objetos astronómicos que exhibe esta discrepancia es NGC 6153.

Aquí se presenta un método para tratar el mencionado objeto, que pretende reproducir las observaciones de los dos tipos de líneas presentadas en "NGC 6153: a super-metal-rich planetary nebula?" [1]. Se usó como punto de partida un modelo descrito "Three-dimensional chemically homogeneous and bi-abundance photoionization models of the 'super-metal-rich' planetary nebula NGC6153" [2].

La idea central de este trabajo se posa sobre el hecho de una posible existencia de dos regiones en la nebulosa, a la primera llamaremos componente fría, o rica, y a la otra la componente tibia, donde cada una se caracteriza por sus condiciones físicas notoriamente diferentes a las de la otra. En los diferentes modelos realizados, cada componente contribuyó, en distinta medida, en la emisión de líneas. Para determinar el porcentaje de contribución, se tomó de referencia la línea de  $H_\beta$  y la aportación de cada componente a ésta. Se exploró el efecto de modificar el porcentaje de contribución de la región fría a  $H_\beta$ , los valores adoptados en éste trabajo como contribución fueron del 15, 30, 45 y 60 por ciento.

El método presentado se basa en un esquema iterativo, el cual consistió en generar redes de modelos para cada parámetro libre y, a través de la razones de líneas diagnóstico apropiados, fuera posible determinar los valores a fijar para los diversos parámetros, que son temperatura efectiva y la luminosidad emitida en la estrella central, densidades de hidrógeno en la nebulosa y las metalicidades iniciales de cada componente. El resto de los parámetros para los modelos, tales como la distancia a la que se encuentra NGC 6153 y su morfología, fueron tomados de forma idéntica a los presentados en el modelo guía [2].

Se sumó un parámetro libre en nuestro trabajo, fue el considerar dos tipos de atmósferas estelares: emisión radiativa tipo cuerpo negro y el modelo de atmosfera estelar a altas temperaturas de Tomas Rauch, presentado en "A grid of synthetic ionizing spectra for very hot compact stars from NLTE model atmospheres", [3]. Ésta última consideración fue determinante para los resultados obtenidos, ya que por una parte, al emplear radiación tipo cuerpo negro fue con el fin de seguir lo más próximo al trabajo presentado en [3], al cual referiremos como trabajo guía, mientras que el tomar una atmósfera del tipo Tomas Rauch fue para dar un aspecto más realista al estudio.

Estas dos componentes fueron tratadas de manera independiente hasta la suma de emisiones. Para la componente tibia, se dio una abundancia similar a la vecindad solar, la cual,

por procesos atómicos descritos en el marco de este trabajo, contribuirá principalmente en la emisión de líneas colisionales, como también aporta una fracción de las líneas provenientes del He. Otra característica primordial es que esta componente contiene una buena parte de la masa que posee la nebulosa. Por otra parte, la componente fría, rica en elementos pesados, contribuye en la emisión de líneas de recombinación, la fracción restante de He.

Los resultados del trabajo se discuten a partir de la posible existencia de familias de modelos que logran reproducir las observaciones, así como analizar las condiciones en las que dichas familias logran cumplir el cometido, además del posible equilibrio mecánico entre ambas componente.

El desarrollo de modelos fue realizado por medio del código de fotoionización CLOUDY [4], mientras que el manejo de datos con códigos propios empleando herramientas de la paquetería PyCloudy [5] .

# Capítulo 1

## Introducción

Durante una gran parte del tiempo en que el hombre ha generado interés por los fenómenos naturales, la bóveda celeste ha sido el punto de partida para un gran número de interrogantes, contribuyendo de diversas maneras a una gran cantidad de aspectos sociales, desde creencias espirituales hasta la formulación de preguntas clave que poco a poco han ayudado a construir la ciencia actual, brindando una manera de interpretar a la naturaleza. Hace casi dos siglos y medios, al descubrirse las nebulosas planetarias (NP), se abrió una nueva puerta para la comprensión del universo que, hasta la fecha, sigue guardando distintos enigmas de gran interés.

Los resultados que actualmente conocemos sobre el estudio de las nebulosas planetarias han sido fruto de un largo proceso de descubrimientos a través de los años. En 1764, Charles Messier, descubrió la primera nebulosa planetaria M27, la nebulosa de la Haltera (Dumbbell Nebula). Un siglo después del hallazgo de M27 se dio el primer paso al entendimiento de estos objetos, el pionero en la investigación fue William Huggins al estudiar la nebulosa NGC6543, por medio de observación espectroscópica logró demostrar que aquellos objetos poseía una composición gaseosa. El interés en las nebulosas planetarias fue aumentando y años más tarde Edwin Hubble analizó, del catálogo de Curtis [6] varios objetos nebulares los cuales poseían una estrella mas o menos conspicua. Hubble encontró que, en efecto, las ilustraciones donde las nebulosas planetarias presentaban múltiples anillos, el orden de su brillo tenía una relación de proporción inversa respecto al radio o la distancia a la estrella central del objeto [7].

Al igual que se formaba un amplio interés en las nebulosas planetarias, también aumentaron las explicaciones para estas. Abarcando desde la constitución de las nebulosas planetarias hasta los procesos físicos que ocurrían en ellas. Zanstra, motivado por las teorías atómicas recién desarrolladas, aplica estas teorías a los objetos nebulares encontrando que eran ionizados por la estrella central, además que seguían el continuo de Lyman [8]. De igual modo, la investigación sobre las características de las NP profundizó, llegando, por mencionar uno, que las nebulosas planetarias corresponden a una de las últimas etapas de vida para estrellas cuya masa inicial se encuentra en el rango de  $0.8 < M_*/M_\odot < 8$ , lo que provocó que las teorías de evolución estelar fueran nuevamente replanteadas por los inconvenientes que presentaban las nebulosas planetarias en los esquemas vigentes Fig. 1.1.

A modo de motivación se describe brevemente una introducción a las nebulosas planetarias, ya que en capítulos posteriores ahondaremos en su estudio para interesar el presente trabajo. Dentro de la teoría de evolución estelar el tratado de nebulosas planetarias ha resultado de suma importancia. Inicialmente las nebulosas planetarias fueron mal ubicadas en los diagramas de evolución estelar debido a que las temperaturas correspondientes a sus estrellas

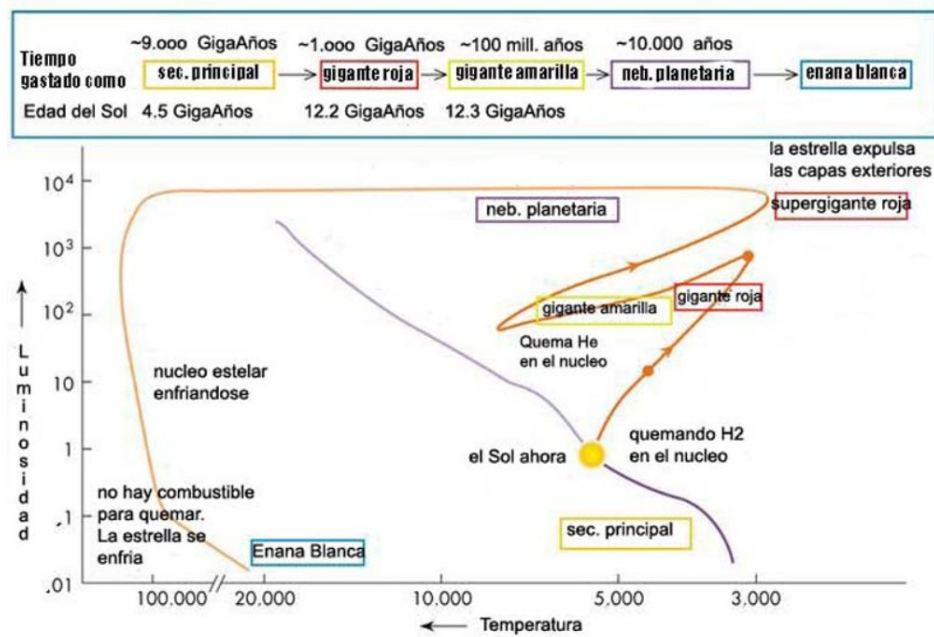


Figura 1.1: Diagrama HR donde se muestra la evolución de una estrella con condiciones semejantes al Sol, pasando por la fase de nebulosa planetaria. (fuente de la imagen <http://cas.sdss.org/dr7/sp/astro/stars/stars.asp>)

centrales son demasiado altas, sin embargo Curtis al estudiar la distribución de velocidades notó que no correspondían a una etapa temprana sino a una mucho más avanzada en el desarrollo de las estrellas. Situaciones semejantes han sido motor para que el tema se contemple de forma minuciosa, otra causa relevante es el constante aumento de nebulosas planetarias en el universo que se estima hay una tasa de aumento de tres objetos por año en la galaxia, sumado a que corresponden a una de las etapas transitorias de la evolución en estrellas de baja y mediana masa.

Algo curioso de las nebulosas planetarias es su nombre. Su origen se debe a situaciones históricas y no porque realmente describa a la nebulosa. Fue confundido el brillo de la estrella central con el de un planeta. El gas que rodea a la estrella es el material de sus capas externas expulsado en las últimas etapas de vida de la estrella y que en conjunto es llamada nebulosa planetaria.

La estrella central de la nebulosa planetaria tiene típicamente temperatura entre  $T_* \approx 5 \times 10^4$  a  $2 \times 10^5$  K. La densidad típica de una nebulosa se encuentra en un rango de  $10^4 \text{cm}^{-3}$  y  $10^2 \text{cm}^{-3}$ , lo que genera que la emisión, en comparación con otros fenómenos cosmológicos, tenga un tiempo de vida corto, del orden de  $2 \times 10^4$  años, haciéndolas prácticamente inobservables, para llegar finalmente a convertirse en una enana blanca Fig. 1.2.

Las nebulosas planetarias actualmente se consideran como una consecuencia de estrellas en la etapa AGB (Asymptotic Giant Branch) y que sufren una pérdida de masa. La pérdida de masa genera capas envolventes de gas alrededor de la estrella, mientras que en el interior de la estrella central, una enana blanca, los fotones que aun no escapan al exterior calientan la superficie, dando un flujo de fotones al exterior que si bien poseen una energía mayor a 13.6eV ionizarán el gas circundante que anteriormente pertenecía a las capas externas de la

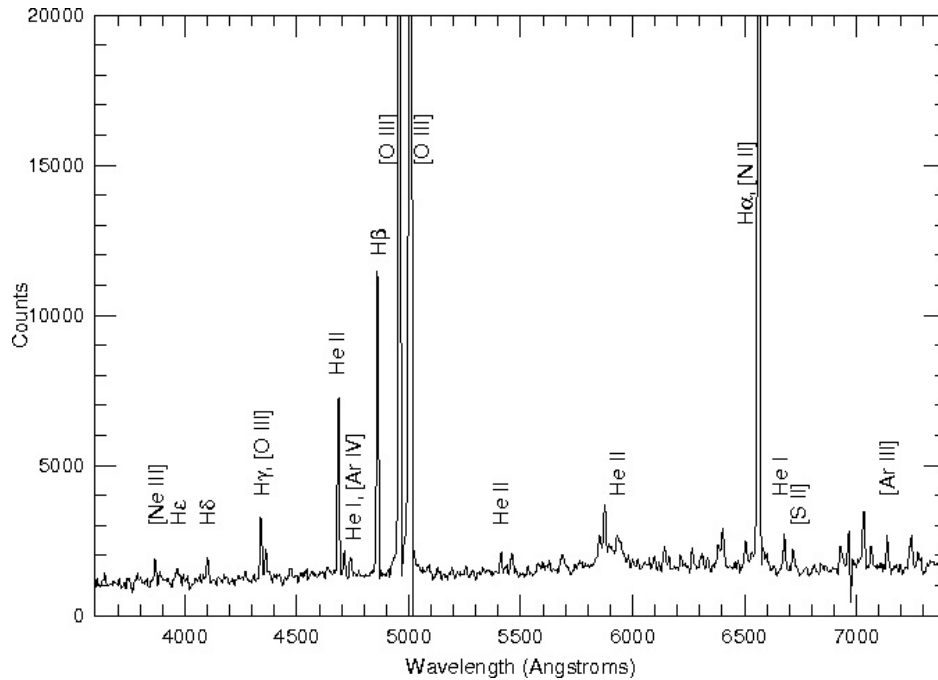


Figura 1.2: Líneas de emisión para NGC7662. Se puede apreciar las altas intensidades en [O III], H  $\beta$ , [N II] y He II. (fuente frigg.physastro.mnsu.edu)

estrella. Una de las características de las NP es su espectro de emisión, el cual contiene líneas de emisión de H I y He I recombinado, He II, [O III], [Ne III], lo que hace de las NP objetos relevantes para el estudio del medio interestelar, pues elementos pesados como carbono, nitrógeno y oxígeno que lo permean son resultado de los procesos de nucleosíntesis y arrojados en la etapa de nebulosa planetaria [9]. Las propiedades mencionadas anteriormente, aunque de manera somera, serán crucial en el desarrollo de nuestros modelos ya que son inherentes a las nebulosas planetarias.

En este trabajo se pretende reproducir las condiciones en que se desarrollan las nebulosas planetarias, uno de los principales motivos es abordar una posible solución al problema de discrepancia en abundancias químicas (ADF) tomando como premisa la teoría de una existencia de abundancias inhomogéneas en la nube de gas de la nebulosa. Una buena parte de las nebulosas planetarias presentan, al calcular sus abundancias, lo que se llama factor de discrepancia en abundancias (ADF), esto es  $(O^{++}/H^+)_{RL} \neq (O^{++}/H^+)_{CEL}$  [10] y [11] y el factor de discrepancia es su ADF, [12].

El problema de abundancias químicas viene ligado al método que se emplee para determinarlas, ya que cuando son estimadas por medio de líneas de recombinación ópticas (ORLs) son hasta diez veces mayores que las derivadas a partir de líneas de excitación colisional (CELs). Una estimulación al trabajo es el manejo de software enfocado a modelos de fotoionización, (Cloudy [4] ) como paqueterías que ayudan a agilizar el manejo de resultados (PyCloudy [5] ), permitiendo un análisis más profundo del espacio de parámetros involucrados, como en todo proyecto de modelaje resulta aliciente a la correcta fundamentación de la teoría o su correcto cuestionamiento. Es por esto que la exploración de parámetros, así como la inclusión de nubes de alta metalicidad dentro de modelos homogéneos, nos permitieran conocer una familia de soluciones para reproducir las observaciones de líneas espectrales para alguna nebulosa. La determinación de parámetros físicos se realizará por medio de razones



de líneas diagnóstico según corresponda.

Por otro lado, hace falta una justificación física más profunda que avale el sentido de sumar las contribuciones de diferentes modelos de fotoionización para describir de forma correcta las nebulosas planetarias. El problema del ADF puede estar relacionado con el hecho de no contar con modelos lo suficientemente complejos, pero para poder estructurarlos primero se debe llegar a un consenso sobre como son las regiones fotoionizadas.

Las posibles soluciones a estas variaciones son consideraciones a diferentes procesos de la nebulosa planetaria; depósitos de energía mecánica, esto es, que la estrella central suministra de energía mecánica por medio del viento estelar a las capas en expansión, ahora, como estas inyecciones no son homogéneas debido a que no tienen una dirección preferencial y que con el tiempo incrementan la velocidad de expansión en la nube [13], con el descubrimiento de algunas nebulosas como son NGC 2392, NGC 2371-2, NGC 2818 y NGC 6302 presentan una alta velocidad de dispersión como también considerables variaciones en su temperatura [14]. Otra de las posibles causas es la dependencia del tiempo de ionización, en otras palabras, cuando un fotón emitido viaja a través de la nebulosa planetaria, éste es absorbido por el gas el cual se calienta. Existen varias posibles soluciones al problema [10] que, dependiendo del modelo, son importantes ciertos parámetros o no, por ejemplo la posible existencia de regiones con diferente composición química, la influencia del polvo [15], etc. La forma en como determinar las posibles soluciones a los problemas en el estudio de nebulosas planetarias, dependen en alto grado del correcto entendimiento sobre las variaciones y distribuciones de densidad y temperatura. A raíz de esto es preciso justificar y mencionar las ventajas o desventajas que presenta el método con el cual pretendemos generar *grids* de modelos combinados de fotoionización

Como se ha mencionado, las condiciones en que se encuentran las nebulosas planetarias no corresponden a una vista sencilla de reproducir en modelos, sin embargo no es motivo de desánimo dicha situación, por el contrario, es un recurso aliciente para nuevas consideraciones.

A groso modo, aquí se plantea la posible existencia de nebulosas planetarias con al menos dos regiones con condiciones físicas lo suficientemente diferentes para ser consideradas componentes independientes, haciendo que la región sea inhomogénea tanto en densidad como en temperatura.

La primera, que llamaremos componente caliente, contiene la mayor parte de la masa total de la nebulosa  $\approx 98\%$ , aunque será un parámetro a variar en nuestros modelos. Ésta componente tiene una densidad considerablemente baja respecto a la otra, debido a que es rica en elementos ligeros tales como H y un poco de He, además de que el volumen al que corresponde esta región es prácticamente todo el que corresponde a la región fotoionizada. Como la temperatura está dada en función de la metalicidad,  $T(Z)$ , entonces su temperatura será mayor que la que es rica en metales. De aquí se obtendrán prácticamente todas contribuciones a las líneas de emisión para el H, parte de la intensidad de línea correspondientes a He I como también las intensidades de líneas colisionales en el óptico y el UV.

Por otro lado la segunda componente, la componente fría, contiene escasas cantidades de H, pero tiene altos niveles de elementos pesados, y dado que suponemos que el volumen que ocupa es muy pequeño respecto a la nebulosa, entonces la densidad es mayor a la primera componente. De esta componente resultan las contribuciones en las intensidades de líneas también para He I, las líneas de recombinación de los elementos pesados pero no de excita-

ción colisional para estos.

Una razón de por qué este tipo de modelos es útil se debe a que proporciona una explicación a la diferencia entre  $T_e(\text{Balmer}) - T_e(\text{He I})$ , pero no logra explicar las variaciones de temperatura responsables de la diferencia entre  $T_e([\text{O III}]) - T_e(\text{Balmer})$ . [10]. Una de las principales evidencias que acreditan los modelos combinados de fotoionización para nebulosas planetarias fue proporcionada por Zhang, quien encontró una diferencia promedio entre  $T_e(\text{Balmer}) - T_e(\text{He I}) = 4000 \text{ K}$  para la razón de  $\lambda 6678$  y  $\lambda 7281$  en 28 NP, correspondientes a líneas de recombinación del He I [16].

Con este breve prelude se pretende abrir senda para los diferentes temas que se abordarán a lo largo de los siguientes capítulos, para así dejar clara la intención principal de nuestro trabajo.



## Capítulo 2

# Nebulosas planetarias

A lo largo de este capítulo referiremos a la parte teórica de nuestro objeto de trabajo, las nebulosas planetarias. Éstas son de peculiar interés debido a los diversos procesos físicos que se presentan en ellas. Abriremos éste capítulo para mencionar de una forma suficientemente detallada de los procesos físicos que ocurren en las NP y sus etapas previas, así también, haremos mención de las herramientas para su estudio, ya que resulta de suma importancia dominarlas para la correcta interpretación de nuestros resultados, dando así un panorama sobre lo ocurrido en su interior.

### 2.1. Formación de elementos pesados a partir de la nucleosíntesis estelar

En ésta sección se mencionarán los procesos importantes que ocurren en una estrella antes de pasar a la etapa de NP y con esto pretendemos dar una justificación a la presencia de átomos de elementos pesados en el Medio Interestelar (MI), debido a que no resulta sencillo dar una explicación satisfactoria a las abundancias químicas observadas en el MI. Aunque existen diversas formas de abordar el problema, no se ha conseguido dar una explicación del todo satisfactoria sobre el origen de dichos elementos, es por eso que en éste trabajo se dará una explicación acerca de los procesos de dragados, que corresponde a una de las teorías más aceptadas para dilucidar lo mencionado. Debido a que los tiempos de desarrollo de una estrella son demasiado extensos para el tiempo humano, es posible ver la situación es en el sentido inverso, esto es, a partir de las abundancias de una NP, podemos inferir sobre los procesos químicos y de mezclado que ocurrieron a lo largo de la vida de sus estrella progenitora y así esclarecer su evolución, así poder concretar una senda coherente sobre la evolución estelar.

Con el objetivo de enriquecer los conceptos para el entendimiento de la composición de la NP, se explicará los procesos atómicos que ocurren en el interior de la estrella y con éste preámbulo poder justificar y motivar el estudio de la nucleosíntesis.

Una estrella es un sistema en equilibrio hidrostático, esto es, que las presiones debidas a la caída gravitacional de masa su centro de gravedad sea igual a las presiones generas por los fotones producidos en los procesos de fusión nuclear que ocurren en el núcleo estelar. Consideremos una estrella cuya su composición inicial es prácticamente sólo Hidrógeno , cuando se forme la nube de gas y esta empieza colapsar por efectos de gravedad, las temperatura, presión y densidad del centro del la nube aumentarán hasta propiciar condiciones adecuadas con las que se puede llevar a cabo la fusión del H, que aunque no se lleva a cabo de forma clásica, es posible debido al efecto túnel cuántico. Ahora, bajo estos parámetros, la energía

cinética de los átomos será suficiente para superar la repulsión coulombiana entre núcleos y encontrarse a distancias en que la interacción nuclear fuerte domine el sistema uniendo los núcleos, sin embargo, se sabe que la masa final en el proceso es ligeramente menor a la inicial, debido a una transformación de masa en energía, tal como lo indica la relación masa-energía de Einstein  $E=mc^2$ .

La transformación de elementos ligeros a pesados es lo que se conoce como *nucleosíntesis*.

Los procesos termonucleares en estrellas de la secuencia principal se generan de una forma lenta, es por eso que el tiempo de vida de estos sistemas es muy extenso, el motivo por el cual sucede esto es que la energía térmica promedio del núcleo es inferior a la energía de repulsión coulombiana entre los iones, lo que impide que la tasa de reacciones nucleares sea alta aunque, por el gran contenido de material, se vuelven de suma importancia. Daremos lugar en los siguientes párrafos a los procesos nucleares dentro de la estrella y como es que se da la generación de elementos pesados en su interior, para después explicar los procesos de dragado que hacen que los elementos pesados también se encuentren en las capas exteriores que después formarán parte de la nube de gas que se encuentra envolviendo a la enana blanca y así formar lo que conocemos como NP.

Para poder entender como ocurre la combustión de H supongamos que el proceso de  $p + p$  fuera clásico, ocurre que los iones deberían tener una energía cinética mayor a 550 keV para poder vencer la barrera coulombiana entre los núcleos. Ahora, sabemos que las velocidades con las que viajan las partículas dentro del gas siguen una distribución Maxwell-Boltzmann (MB)  $\phi(E)$ , mientras que por otro lado, para satisfacer la primera condición de fusión clásica es necesario que la energía térmica típica sea de 0.86keV, lo que hace que la razón derivada de MB entre  $\phi(550)/\phi(0.86)$  sea diminuta, lo que nos sugiere que clásicamente las reacciones serían prácticamente nulas, haciendo que no existiera energía suficiente para mantener el equilibrio hidrostático de la estrella. Sin embargo es claro que las condiciones de equilibrio se conservan a lo largo de su vida por lo que sugiere que la forma en que se llevan estos procesos no es de forma clásica sino cuántica.

El tiempo de vida promedio para los protones que se encuentran en el interior de la estrella debido a la formación de deuterio es del orden de  $10^{10}$  años, es por eso que la estrella es estable en el sentido que no tienen reacciones violentas. Aunque clásicamente los iones no pueden atravesar la barrera coulombiana, cuánticamente es posible, como se había mencionado eso se debe a efecto túnel, donde la probabilidad  $P$  de encontrar la partícula del otro lado del potencial es:

$$P = \frac{|\psi(R_n)|^2}{|\psi(R_c)|^2}, \quad (2.1)$$

donde  $\psi(r)$  es la función de onda correspondiente. Resolviendo la función de onda correspondiente [17], obtenemos una probabilidad:

$$P = e^{-31.3Z_1Z_2\left(\frac{\mu}{E}\right)^{\frac{3}{2}}}, \quad (2.2)$$

donde  $Z_1$  y  $Z_2$  son el número atómico de dos especies distintas de núcleos,  $E$  la energía del sistema y de donde argumento de la función exponencial se le conoce como *factor de Gamow*. Como tenemos una distribución MB entonces  $\phi(v) \propto Ee^{-E/kT}$  se puede deducir la probabilidad de fusión, quedando:

$$P_{fusion} = \int_0^{\infty} e^{-E/kT - \bar{\eta}E^{1/2}} dE. \quad (2.3)$$

Haciendo la convolución entre la probabilidad de entunelamiento y la distribución de velocidades se encontrará que se genera un pico donde los valores de las dos anteriores son aproximadamente igual, este pico, conocido como *pico de Gamow*, representa la densidad de probabilidad con las cuales podemos mostrar que exista una reacción de fusión entre los iones (v. figura 2.1).

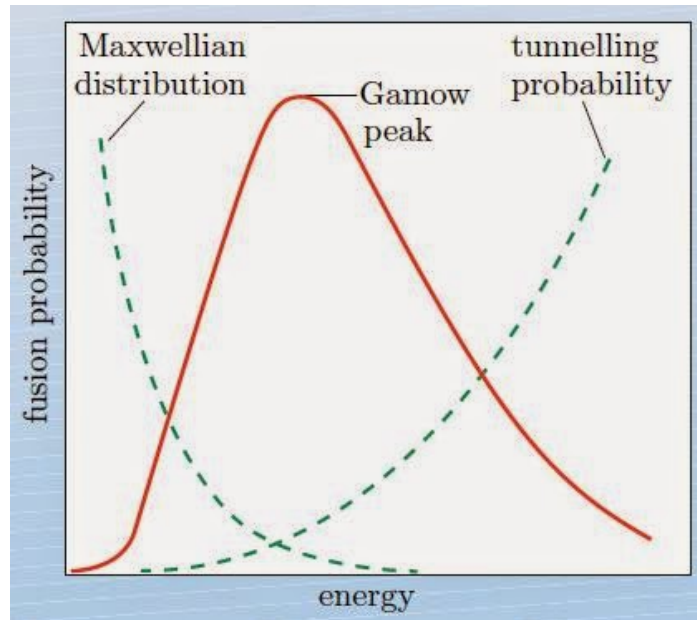
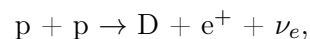


Figura 2.1: Pico de Gamow como convolución entre la distribución de energía MB y la probabilidad de entunelamiento. Como muestra de la probabilidad de fusión de iones.

Siguiendo esto nos resulta posible hablar de las diferentes cadenas de reacciones nucleares para mostrar, junto con los procesos de dragados, el por qué de las abundancias de elementos pesados en las nubes de gas de NP y consecuentemente, en el medio interestelar (Cabe mencionar que no solo estos procesos son los responsables de las abundancias de elementos pesados en el ISM, sin embargo para nuestros fines solo consideraremos estos como una breve introducción).

En las primeras etapas, donde el núcleo está prácticamente poblado por un 90% de H, las reacciones nucleares dominantes que se desarrollan en él dan origen a átomos de  ${}^4\text{He}$  conforme a la siguiente secuencia:

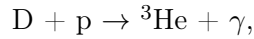


esto es, la fusión de dos protones nos da como resultado un deuterio junto con un positrón y un neutrino electrónico.

Para que esto pueda llevarse a cabo es necesario que se cumplan dos condiciones:

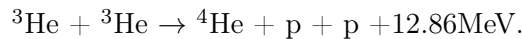
- Una penetración por parte de ambos protones a una barrera de potencial coloumbiano mutua
- Que por medio del decaimiento  $\beta$  haya una emisión de un positrón y un neutrino

La última condición corresponde a un proceso lento que depende de la interacción débil en los núcleos. Debido a las interacciones fuertes se sigue esta reacción por medio del decaimiento  $\beta$ . Durante ésta etapa se va formando deuterio, sin embargo su tiempo de vida medio en el núcleo no es tan extenso ya que las condiciones favorecen a la quema de deuterio, de modo que se genera  ${}^3\text{He}$  además de la liberación de un fotón



de otra forma, la unión de un deuterio mas un positrón genera un núcleo de  ${}^3\text{He}$  más un fotón.

Es aquí donde las tres posibles cadenas p-p toman como punto de partida para la formación de  ${}^4\text{He}$ , la cadena p-p I resulta de la quema de  ${}^3\text{He}$  siguiendo la reacción:



La probabilidad de ocurrir p-p I es aproximadamente 86 %, lo que hace que sea la principal fuente de creación de  ${}^4\text{He}$ , sin embargo el resto se debe a las cadenas p-p II y p-p III, con probabilidad de 14 % y 0.02 % respectivamente, los cuales comparten la formación de  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ , en la cadena p-pII se sigue la formación  ${}^7\text{Be}(e^-, \nu){}^7\text{Li}$  y  ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$ , mientras que en la cadena p-pIII se generan  ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{Be}$ ,  ${}^8\text{Be}(e^+, \nu){}^8\text{B}$  y  ${}^8\text{Be}(\alpha){}^4\text{He}$  (v.figura2.2).

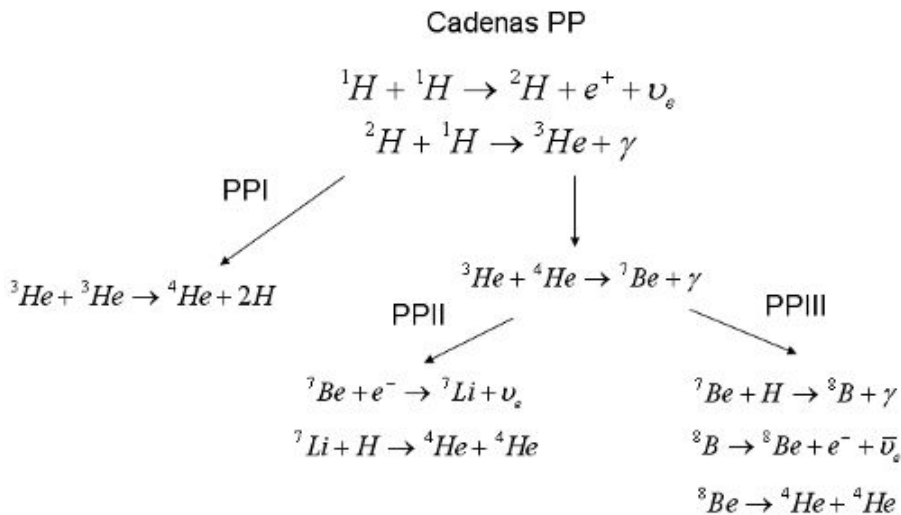
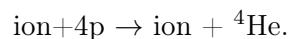


Figura 2.2: Cadena protón-protón con sus diferentes vertientes para sintetizar  ${}^4\text{He}$ .

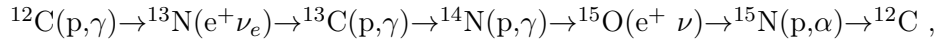
En estos casos la formación de  ${}^4\text{He}$  se debe principalmente a los procesos en las cadenas p-p, sin embargo, existen otros modos de sintetizar  ${}^4\text{He}$  y es a través del ciclo CNO, en el cual ocurre una asimilación de protones por parte de núcleos pesados, algo característico, es como lo dice su nombre, no hay pérdida de iones de N o C, sino que el ciclo se termina con el núcleo que se empezó a generar, de otro modo, si el ciclo inicia con alguna de las siguientes cadenas, en el proceso se vuelve a obtener un ion del tipo inicial:



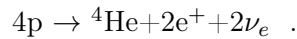
Para que este ciclo pueda ser relevante en la generación de energía interna de la estrella es necesario que la temperatura central sea lo suficientemente elevada, de este modo el ciclo

CNO podrá dominar sobre la cadena pp. Para estrellas cuya masa inicial sea menor a la solar este ciclo no tiene cabida, por lo tanto aquellas con  $M_0 \geq 2.0 M_\odot$  la formación de  ${}^4\text{He}$  se debe este ciclo, es un razón por la que estrellas de baja masa tienen su tiempo de vida más largo. Aquellas estrellas que propician el ciclo CNO son en general estrellas de segunda o tercera generación con suficiente masa, haciendo que la presión gravitacional sea mayor y por lo tanto la temperatura central aumente haciendo más eficiente este ciclo que la cadena p-p.

Entonces, el ciclo CNO corresponde a la secuencia:



de donde resulta

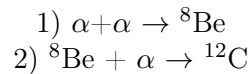


dando como energía neta  $Q = 26.73\text{MeV}$ .

Podemos observar que se cumple la recuperación del ion inicial, por lo que el cambio del material solo es notable en la abundancia del hidrógeno.

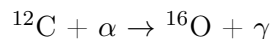
Durante estos procesos el Hidrógeno es agotado haciendo del núcleo una región abundante en He, dejando solo una capa externa con H. En ese momento, las condiciones nucleares no son las apropiadas para que se puede encender de forma eficiente una reacción termonuclear para He, por lo tanto no existe una fuerza interna que contraresta a la fuerza gravitacional, entonces se vence el equilibrio hidrostático haciendo que el material caiga a su centro de gravedad contrayendo el tamaño de la estrella. Esto trae consigo un aumento en la presión sobre el núcleo y en consecuencia en la temperatura. Una vez que la temperatura central es suficientemente alta,  $T \approx 1 \times 10^8 - 2 \times 10^8$  y  $\rho_{nucleo} = 10^2 - 10^5 \text{ gm cm}^{-3}$ , entonces las reacciones termonucleares del He serán posibles, lo que genera nuevamente una presión de radiación capaz de mantener el equilibrio hidrostático de la estrella.

La quema de He tiene como resultado la formación de  ${}^{12}\text{C}$ . Se propone (Öpik, Salpeter) un proceso en pasos; primero se genera la interacción de dos partículas  $\alpha$  para generar  ${}^8\text{Be}$ , este resultante es inestable con un tiempo de vida medio  $T = 1 \times 10^{-16}\text{s}$ , se sigue otra interacción entre  ${}^8\text{Be}$  con un núcleo completamente ionizado de  ${}^4\text{He}$  (partícula  $\alpha$ ) dando como resultado  ${}^{12}\text{C}$ , de otro modo:



Sin embargo no por este modo no se obtienen las abundancias observadas ya que un poco de este material se forma por medio de resonancia.

En la fase de gigante roja, cuando las condiciones de presión y temperatura en el interior de la estrella ya no son las adecuadas para continuar con la quema de  ${}^4\text{He}$  en  ${}^{12}\text{C}$ , ya que la probabilidad de que ocurra una reacción es baja debido a la poca abundancia de  ${}^4\text{He}$ , hay otra reacción nuclear que se lleva a cabo a través de la captura de una partícula  $\alpha$  restante por parte del  ${}^{12}\text{C}$  formando  ${}^{16}\text{O}$  y emitiendo un fotón. Esto es:



Los procesos para sintetizar C no son del todo eficiente, esto hace que el C sea el elemento más abundante en el universo después del hidrógeno, helio y oxígeno.



Todos los procesos mencionados son importantes en la medida que proveen de elementos pesados a la estrella, sin embargo notaremos que además del enriquecimiento de núcleos pesados en el interior éstos tendrán un papel importante en las abundancias de la superficie debido a los procesos de dragados, dando razón a las abundancias finales del gas expulsado en una NP.

### 2.1.1. Dragados

Además de los procesos nucleares, existen procesos de dragado por medio los cuales las abundancias químicas en las envolventes externas de la estrella se enriquecen de elementos pesados, la mezcla y convección de capas hacen que el transporte de material sea un factor importante para esto. Clásicamente podemos encontrar cuatro procesos de suma importancia, los primeros tres denominados dragados y el último como Hot Bottom Burning (HBB). Dependiendo de parámetros iniciales de la formación estelar, como la masa y abundancia química en su formación, será posible o no presentar dichos procesos. Estos nos resultan relevantes dado que las NP poseen condiciones iniciales que les permiten desarrollar dragados, lo cual justifica la composición química y abundancias de elementos pesados en la nube de gas externa.

El primer dragado se presenta en todas las estrellas durante el inicio de la fase RGB (red giant branch), ocurre que la envolventes convectivas alcanzan parcialmente las zonas de quema de hidrógeno, dado que en esa zona hay procesos de quema través de cadena p-p y ciclo CNO, parte del  $^4\text{He}$  formado en el interior por el primer proceso, es expulsado a la superficie, mientras que el H de las capas exteriores es introducido, mientras que por el segundo proceso existe una formación de  $^{14}\text{N}$  y  $^{13}\text{C}$ , estos se enriquecen en la superficie a costa del  $^{12}\text{C}$  externo. Un isótopo que se mantiene casi constante durante el primer dragado es el  $^{16}\text{O}$ .

Para el segundo dragado es necesario que la masa inicial de la estrella sea  $3-5 M_{\odot}$ , este ocurre durante la parte inicial de la fase AGB, al igual que el primer dragado, la zona convectiva penetra en el interior de la estrella solo que en este caso logra llegar al núcleo de He, al expulsar el material del interior la superficie se enriquece en  $^4\text{He}$  y  $^{14}\text{N}$  mientras que las abundancias de  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$  y  $^{16}\text{O}$  decrecen de la zona externa.

En el tercer dragado que se da durante la etapa TP-AGB (Thermally Pulsing - Asymptotic Giant Branch) en estrellas cuya masa inicial es mayor a  $\approx 1.5 M_{\odot}$  y que tienen una composición química similar a la solar, durante los pulsos térmicos de la estrella se dan algunos procesos de mezclado llevando cantidades de  $^4\text{He}$  y  $^{12}\text{C}$  a la superficie así como pequeñas cantidades de elementos generados en los nuevos procesos de nucleosíntesis  $^{16}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{25}\text{Mg}$ , etc.

Finalmente el proceso de HBB el cual ocurre en estrellas cuya masa inicial es  $\geq 4 - 4.5 M_{\odot}$ , según cual sea su metalicidad. En este caso la zona convectiva penetra profundamente en la capa de quema de H, entonces el ciclo CN ocurre en las capas profundas de la estrella, por lo que el  $^{12}\text{C}$  es transformado en  $^{13}\text{C}$  y después en  $^{14}\text{N}$ , en caso de altas temperaturas y después de largo tiempo puede ser activado el ciclo CNO, es decir que se da la quema de  $^{16}\text{O}$  en  $^{14}\text{N}$ .

Con todo lo mencionado es posible dar una explicación satisfactoria a las abundancias químicas de las NP y era necesario debido a que iones pesados como el O y N juegan un papel muy importante en el estudio de las condiciones y procesos físicos en que se desarrollan las NP.

## 2.2. Procesos atómicos en Regiones Fotoionizadas

El contenido de las secciones 2.2, 2.3, 2.4, 2.5 se pueden encontrar de forma más detallada en 'Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei' Second Edition, Donald E. Osterbrock, Gary J. Ferland, que es de donde se tomó referencia.

Dividiremos este capítulo en dos partes. En la primera plantearemos los conceptos básicos sobre regiones fotoionizadas, plasmando un panorama amplio y claro sobre lo que son las regiones fotoionizadas, sus características y procesos más importantes. En la segunda nos enfocaremos a presentar las ecuaciones más importantes que describen lo que se mencionará en la primera parte.

### 2.2.1. Conceptos generales sobre regiones fotoionizadas

Hablamos de una región fotoionizada cuando nos referimos a una parte del medio interestelar que es ionizado por una fuente de radiación, ya sean estrella tipo O o B para el caso de regiones de formación estelar también llamadas regiones H II, enanas blancas para el caso de Nebulosas planetarias, remanentes de supernova y AGN. Dichas fuentes emiten un flujo de fotones capaces de ionizar los elementos que constituyen al medio interestelar.

Las regiones fotoionizadas satisfacen tres tipos de equilibrios, el térmico, de fotoionización e hidrodinámico. El primero de ellos, el térmico, cumple con el hecho de que debe existir un balance entre las ganancias de energía en la región (calentamiento) y los procesos de pérdidas de ésta (enfriamiento). Las ganancias se obtienen principalmente por medio de la fotoionización debida a la radiación incidente por parte de la fuente, mientras que los procesos de enfriamiento se deben a la emisión de fotones que escapan de la nebulosa y que son resultado de las interacciones entre los electrones con núcleos en el medio. Las interacciones pueden ser por el proceso libre - libre, recombinaciones radiativas o por procesos colisionales seguidos por emisiones de uno o más fotones.

El calentamiento del gas está relacionado por la dureza del espectro, es decir el flujo total de fotones emitidos, y no por la tasa de fotones incidentes, esto es, el calentamiento del gas se debe al tipo de espectro ionizante más que a la cantidad de fotones emitidos por la fuente.

El enfriamiento tipo libre - libre corresponde a la pérdida de energía cinética de un electrón que sufre una deflexión en su trayectoria debido a la presencia de algún núcleo, entonces al perder velocidad, por la ecuación de Lorentz, éste emite. Si tomamos la suma de la energía disipada de este modo entonces estaremos hablando de la pérdida de energía del gas por interacción libre - libre. El segundo proceso de enfriamiento, o sea el de recombinaciones, se debe a la captura de electrones libres que se encuentran en el gas por parte de los núcleos, pueden ser atrapados hasta el nivel base o también pueden ser capturados en niveles energéticos mayores y después llevar a cabo una cascada de recombinación hasta niveles menores. Finalmente, el enfriamiento por procesos colisionales se debe a los impactos inelásticos entre los electrones libre y los iones que se encuentran en el gas, excitando a éstos últimos y haciéndolos emitir al regresar a un estado basal.

Otro equilibrio que se presenta es el de fotoionización. Existe un balance entre las fotoionizaciones y las recombinaciones del gas. Dependiendo de como se realice el equilibrio de fotoionización podemos definir lo que se conoce como estructuras de ionización. Dichas estructuras dependen de la constitución del medio circundante el tipo de estructura, no es sencillo hablar de la estructura real de una región fotoionizada, pero para simplificar cálculos

y abrir paso a su entendimiento, podemos plantear escenarios ideales. El primero es de una nebulosa compuesta exclusivamente de Hidrógeno junto con una fuente capaz de ionizarla, esto es, que emite fotones con energías mayores al potencial de ionización del  $H^0$ . Entonces, la región será ionizada y su extensión será delimitada por dos diferentes circunstancias, la primera es que no haya suficiente materia a ionizar, "matter-bounded", en otras palabras, aunque la cantidad de fotones ionizantes sea suficiente para ionizar una extensa región, si no hay suficiente material entonces la región se verá limitada a la extensión donde se encuentra la materia. El otro caso es que el flujo de fotones ionizantes no sea capaz de ionizar todo el material, al radio de alcance se le conoce como Radio de Strömgren. Ambos escenarios son posibles e incluso puede ser que se presenten en un mismo objeto.

Si suponemos una región compuesta de Helio e Hidrógeno, entonces la estructura de ionización dependerá de la dureza de los fotones incidentes y de la abundancia de Helio en el medio. Si la fuente es fría, es decir que la dureza de su espectro ionizante es poca, entonces son pocos los fotones con una energía superior a la de la ionización del Helio, entonces tendremos una estructura con una parte interior compuesta de  $H^+$  y  $He^+$ , seguido de una capa con  $H^+$  y  $He^0$  y finalmente en la parte externa habrá una capa de  $H^0$  y  $He^0$ . Sin embargo si el espectro ionizante es más duro habrá más fotones por encima de la energía de ionización del Helio, por lo tanto la estructura adoptará una forma tal que la región contendrá prácticamente toda la zona con  $He^+$  y  $H^+$ . Finalmente para estrellas muy calientes con una temperatura central mayor a  $5 \times 10^4$  K tienen un espectro ionizante capaz de alcanzar el segundo grado de ionización para el Helio, por lo tanto la estructura de la región contendrá una capa interior de  $He^{++}$  y  $H^+$  y una exterior con  $He^+$  y  $H^+$ .

Para una región fotoionizada los estados físicos en su interior tienen una longevidad mucho menor que el tiempo de transición global del sistema, lo que nos permite considerarlo globalmente estático aunque de forma local no necesariamente. Por todo lo mencionado anteriormente, podemos decir que una región fotoionizada es un sistema en equilibrio global.

Para concluir ésta sección de conceptos mencionaremos el como es posible obtener información a través del espectro captado de una región fotoionizada. El espectro obtenido está formado por líneas de emisión las cuales corresponden a transiciones específicas de ciertos iones que se encuentran en el objeto. Debido a que hay elementos como el Oxígeno y el Nitrógeno que dentro de la banda óptica tienen transiciones entre niveles con una separación energética lo suficientemente separados, es posible determinar la temperatura del gas ya que el cociente de estas líneas depende principalmente de éste parámetro. De forma parecida es posible determinar la densidad del medio a través de razones de líneas de transiciones correspondientes a desdoblamientos de algún nivel energético por efecto Zeman. De este modo es posible estimar el valor de los parámetros físicos de la región.

### 2.3. Equilibrio de Fotoionización

Consideremos una fuente de fotones los cuales son capaces de ionizar el MI, es decir, que existe al menos una parte de los fotones emitidos por la fuente con una energía superior a 13.6 eV, esto debido a que el MI está compuesto principalmente de H y es suficiente con que el fotón cuente con dicha energía para ionizarlo. Existen diversos tipos de regiones fotoionizadas y cada una cuenta con características inherentes que las distinguen de las demás. Con el fin de ejemplificar las diferencias, pues no es nuestra prioridad detallar en cada tipo de región, mencionaremos un par de fuentes ionizantes. Dependiendo si el objeto es una

región H II, o una NP o AGN, el objeto emisor de fotones será distinto, ya que la primera es una región de formación estelar donde las fuentes son estrellas calientes recién formadas, mientras que la segunda es una etapa final de la evolución de una estrella de masa intermedia, siendo una enana blanca la responsable de ionizar el medio o para el tercero un núcleo activo. El balance de fotoionización se da entre los procesos de recombinación y de ionización.

Mencionaremos las consideraciones que se harán a lo largo de esta teoría: La primera de ellas es que la intensidad promedio es la radiación emitida inversamente proporcional al cuadrado de la distancia, esto es:

$$4\pi J_\nu = \frac{R^2}{r^2} \pi F_\nu(0) = \frac{L_\nu}{4\pi r^2} [\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}], \quad (2.4)$$

donde  $R$  es el radio de la estrella,  $\pi F_\nu(0)$  es el flujo respecto a la superficie de la estrella a frecuencia  $\nu$ ,  $r$  la distancia a un punto específico y  $L_\nu$  la luminosidad de la estrella por unidad de frecuencia. Las siguientes consideraciones se harán por casos.

### 2.3.1. Fotoionización en regiones de H puro

Se sabe que la composición química del MI es aproximadamente H  $\approx$  90 %, He  $\approx$  10 % y elementos pesados Z  $\approx$  0.1 %, por lo cual resulta cómodo el plantear un escenario donde la región fotoionizada esté compuesta exclusivamente de H ya que esto facilitará los cálculos, además podemos suponer una fuente ionizante cuyo flujo de fotones emitidos tengan energías mayores a la de ionización del hidrógeno (13.6eV). Podemos plantear la ecuación de equilibrio de fotoionización en cada punto:

$$n(\text{H}^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} = n_p n_e \alpha_A(\text{H}^0, T) d\nu [\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}], \quad (2.5)$$

donde  $n(\text{H}^0)$ , es la densidad de hidrógeno,  $J_\nu$  la intensidad media como función de la frecuencia  $\nu$ ,  $h$  la constante de Plank,  $T$  la temperatura de la estrella,  $n_p$ ,  $n_e$  son las densidades de protones y electrones respectivamente y  $\alpha_A$  el coeficiente de recombinación del hidrógeno a todos los niveles con número cuántico principal  $n$ , que puede ser expresado como:

$$\alpha_A = \sum_{n \geq 1} \alpha_n(\text{H}^0, T) .$$

donde  $\alpha_n(\text{H}^0, T)$  es el coeficiente de recombinación del nivel  $n$  al estado base.

También podemos expresar la ecuación de transferencia de radiación con energía mayor a 13.6eV,  $\nu \geq \nu_0$ , como:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -n(\text{H}^0) a_\nu I_\nu + j_\nu. \quad (2.6)$$

donde  $I_\nu$  es la intensidad específica de radiación,  $ds$  el diferencial de área,  $a_\nu$  el parámetro de colisión o absorción y  $j_\nu$  es el coeficiente de emisión local.

Podemos separar en dos partes a  $I_\nu$ , la primera parte en una estelar y la segunda en una difusa. La primera corresponde a la suministrada directamente por la estrella y la segunda a la emitida por el gas ionizado.

La radiación estelar decae de forma geométrica y por la absorción que ocurre con el MI, por lo que esta componente la podemos escribir como:

$$4\pi J_\nu = \pi F_{\nu s}(r) = \pi F_{\nu s}(R) \frac{R^2 \exp(-\tau_\nu)}{r^2} [\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}], \quad (2.7)$$

donde  $\tau_\nu$  es la opacidad del medio a una frecuencia dada,  $F_{\nu s}$  el flujo emitido en función de la frecuencia por unidad de área,  $R^2$  el radio de la nebulosa y  $r$  la distancia a la que se encuentra la nebulosa. Para la parte difusa tenemos la ecuación de transferencia similar a la de la radiación total, esto es:

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

donde  $I_{\nu d}$  es la intensidad de la parte difusa a una frecuencia  $\nu$  y  $j_\nu$  es el coeficiente de radiación que está expresado como:

$$j_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left( \frac{h^2}{2\pi kT} \right)^{3/2}, \quad (2.9)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz y  $k$  la constante de Boltzmann. Para el caso cuando  $kT \ll h\nu_0$  la única fuente de radiación es la recaptura de electrones del continuo a el nivel  $1^2\text{S}$ .

Entonces, el número total de fotones generados por recombinación del estado base en términos de  $j_\nu$  queda:

$$4\pi \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{j_\nu}{h\nu} d\nu = n_e n_p \alpha_1(\text{H}^0, T) [\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}]. \quad (2.10)$$

Ahora, se puede hacer una aproximación mas donde no se cuenten las recombinaciones al nivel con  $n = 1$  pues los fotones resultantes de dicha transición son capaces de ionizar nuevamente a alguno de los nucleos circundantes, a ésta aproximación se le conoce como el caso B y si suponemos que el proceso de recombinación se lleva a cabo en la inmediaciones de la recombinación, se le conoce como aproximación "on the spot". Entonces, podemos escribir:

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

y

$$\begin{aligned} \alpha_B &= \alpha_A(\text{H}^0, T) - \alpha_1(\text{H}^0, T) \\ \alpha_B &= \sum_{n \geq 2} \alpha_n(\text{H}^0, T). \end{aligned}$$

Ahora, usando la aproximación on the spot junto con las ecuaciones 2.10 y 2.7, se puede expresar la ecuación 2.5 como:

$$\frac{n(\text{H}^0)R^2}{r^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_\nu(R)}{h\nu} \alpha_\nu \exp(\tau) d\nu = n_p n_e \alpha_B(\text{H}^0, T). \quad (2.11)$$

Se puede obtener que si  $n_e = n_p \approx n(\text{H})$  dentro de un radio de corte y  $n_e = n_p \approx 0$  fuera de él, entonces:

$$4\pi R^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_\nu}{h\nu} d\nu = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu = Q(\text{H}^0) = \frac{4\pi}{3} R_S^3 n(\text{H})^2 \alpha_B, \quad (2.12)$$

donde  $R_S$  es el radio de Strömngren y  $Q(\text{H}^0)$  es la tasa de fotones ionizantes,  $L_\nu$  es la luminosidad de la estrella a una frecuencia  $\nu$ . Por lo que la ecuación 2.12 muestra el balance entre el número total de fotones emitidos con el número total de las recombinaciones dentro de un radio de corte, el cual corresponde al Radio de Strömngren.

Tabla 2.1: Energías de Ionización para Hidrógeno y Helio

Elemento/Ion	Energía del fotón incidente
$H^0 \rightarrow H^+$	13.6eV
$He^0 \rightarrow He^+$	24.6eV
$He^+ \rightarrow He^{++}$	54.4eV

### 2.3.2. Fotoionización en regiones compuestas de H y He

Para poder dar un enfoque más global de lo que sucede en el MI se considerará ahora un modelo que incluya Helio, pues es el segundo elemento más abundante  $He \approx 10\%$ . Ahora se pensará en una fuente que emita fotones más energéticos debido a que el potencial del Helio es mayor que el del Hidrógeno,  $h\nu_1 = 24.6eV$  y su segunda ionización  $He^+$ ,  $h\nu_2 = 54.4eV$ . Para el caso de regiones HII donde su fuente ionizante son estrellas tipo O no es posible tener la segunda ionización ya que sus fotones poseen energías menores. Esto se muestra en la tabla 2.1.

De la Tabla 2.1 tenemos que si el flujo de fotones tiene energías tales que  $13.6eV < h\nu < 24.6eV$  y solo unos pocos con  $h\nu > 24.6eV$  la estructura de ionización tendrá un interior con  $H^+$  y  $He^+$  envuelta por una capa de  $H^+$ . Si dentro del flujo existe un buen número de fotones con energía mayor a  $24.6eV$  entonces se tendrá una estructura tal que tengan aproximadamente la misma extensión las regiones de  $H^+$  y  $He^{++}$ .

El último escenario planteado hace ver que para situaciones así la ionización de Hidrógeno y Helio están relacionadas. Para poder entender de mejor manera recordaremos que las recombinaciones de un ion pueden producir fotones capaces de ionizar a otros que tengan un potencial de ionización menor o igual, por lo tanto, las recombinaciones de Helio al estado base podrán generar fotones que ionicen Helio o Hidrógeno. De ellos una fracción es absorbida por el Hidrógeno y está dada por:

$$y = \frac{n(H^0)a_{\nu 1}(H^0)}{n(H^0)a_{\nu 1}(H^0) + n(He^0)a_{\nu 1}(He^0)}. \quad (2.13)$$

Por lo tanto, la fracción que absorbe el He serán los fotones restantes, de otro modo,  $f = 1 - y$  donde  $f$  es la fracción de fotones que logran ionizar a otros He.

Ahora, si consideramos la aproximación del caso B en el sistema presentado, entonces la ecuación de ionización estará dada por:

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

$$\frac{n(He^0)R^2}{r^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_{\nu}(R)}{h\nu} a_{\nu}(He^0) \exp(-\tau) d\nu + (1 - y)n(He^+)n_e\alpha_1(He^0, T) = n(He^+)n_e\alpha_A(He^0, T), \quad (2.15)$$

con

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

Si lo que pretendemos es obtener una ecuación que describa el balance del sistema tal como la ecuación 2.12, podemos, a partir de las ecuaciones 2.14 y 2.15 suponer a  $y = 0$  en la primera y  $n(\text{H}^0) = 0$  en la segunda e integrando sobre la esfera:

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu = Q(\text{He}^0) = \frac{4\pi}{3} r_2^3 n(\text{He}^+) n_e \alpha_B(\text{He}^0), \quad (2.16)$$

donde  $r_2$  es el radio de la esfera que corresponde a la zona donde yace  $\text{He}^+$ . Para el caso donde el He no reduce significativamente el número de fotones ionizantes disponibles para Hidrógeno, entonces tenemos:

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu = Q(\text{H}^0) = \frac{4\pi}{3} r_1^3 n(\text{H}^+) n_e \alpha_B(\text{He}^0). \quad (2.17)$$

donde  $r_1$  es el radio de la esfera que corresponde a la zona donde yace  $\text{H}^+$ .

## 2.4. Equilibrio Térmico

Éste tipo de equilibrio debe involucrar todos los procesos que intervienen dentro de la región fotoionizada, que son: las ionizaciones, las recombinaciones, procesos libre - libre y las excitaciones colisionales de toda la gama de especies atómicas que se encuentren inmersas dentro del sistema.

Los procesos térmicos que se presentan en la nebulosa son de calentamiento, por medio de la fotoionización, y de enfriamiento, que se deben a las recombinaciones, a los procesos libre - libre y las excitaciones colisionales. Entre éstas dos aportaciones debe existir un equilibrio y principalmente una conservación de la energía.

Sabemos que la fuente responsable de suministrar energía térmica es la estrella central de la región a través de los fotones con energía mayor a 13.6eV. Al interactuar el fotón con un ión, este cede toda su energía, sin embargo el fenómeno genera a su vez un fotoelectrón con una energía cinética

$$E_k = \frac{1}{2} m_e u^2 = h(\nu - \nu_0) \quad .$$

En cada recombinación se utiliza la energía de un electrón térmico con energía  $\frac{1}{2} m_e u^2$ , y el promedio de ésta cantidad en todas las recombinaciones corresponde a la energía invertida en este proceso. La diferencia entre la ésta energía y la energía promedio de los fotoelectrones generados nos indica la ganancia neta de energía térmica por proceso de ionización, aunque si el sistema está en equilibrio entonces la ganancia neta será cero. Ésta última, en condiciones de equilibrio, está balanceada con la pérdida de energía térmica por radiación de la nebulosa, principalmente por excitaciones colisionales, fotones emitidos que pueden escapar de la nebulosa, emisión libre-libre, entre otros mecanismos radiativos de pérdida de energía.

### 2.4.1. Equilibrio Térmico en regiones fotoionizadas

Mencionaremos de forma breve y sencilla los procesos que afectan directamente al equilibrio térmico, ya que de aquí podremos interpretar de manera acertada las implicaciones que

tiene involucrar una componente rica en elementos pesados y otra rica en elementos ligeros.

Al igual que empezamos a describir la sección anterior de fotoionización partiremos de considerar una región H pura, entonces, decimos que la energía térmica suministrada, o ganancia por parte de los átomos de hidrógeno, está dada por:

$$G(H) = n(H^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} h(\nu - \nu_0) a_{\nu}(H^0) d\nu [\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}]. \quad (2.18)$$

Ahora, sustituimos el término de  $n(H^0)$  Ec. 2.5 obtenemos:

$$G(H) = n_e n_p \alpha_A(H^0, T) \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} h(\nu - \nu_0) a_{\nu}(H^0) d\nu}{\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(H^0) d\nu}, \quad (2.19)$$

de donde al resolver las integrales se tiene que:

$$G(H) = n_e n_p \alpha_A(H^0, T) \frac{3}{2} k T_i [\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}], \quad (2.20)$$

donde  $n_e, n_p$  son la densidad de electrones y de protones respectivamente,  $\alpha_A(H^0, T)$  el coeficiente de recombinación en el caso A y que:

$$G = G(H),$$

donde  $G$  es la ganancia total de energía térmica.

El término  $\frac{3}{2} k T_i$  viene de la solución a la fracción de peso estadístico dado como el principio de equipartición de la energía y representa la temperatura inicial de los fotoelectrones creados. Si se supone un espectro de radiación tipo cuerpo negro con  $J_{\nu} = B_{\nu}(T_*)$ , resulta que se puede demostrar que  $T_i \approx T_*$ . Entonces, esto sugiere que la ganancia de energía en la NP  $G(H)$  depende de la forma en que se ioniza el gas y no de la radiación incidente total.

Así como está el proceso en que la región gana energía, existen procesos con los que esta energía es empleada y consumida en la misma región. Uno de los procesos a través de los cuales se pierde la energía es el de las recombinaciones que puede ser descrito de la siguiente forma:

$$L_R(\text{H}) = n_e n_p k T \beta_A(H^0, T) [\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}], \quad (2.21)$$

donde  $\beta_A(H^0, T)$  es el coeficiente de recombinación para el caso A y está dado por:

$$\beta_A(H^0, T) = \sum_{n=1}^{\infty} \beta_n(H^0, T) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{L=0}^{n-1} \beta_{nL}(H^0, T) [\text{cm}^3 \text{s}^{-1}], \quad (2.22)$$

donde:

$$\beta_{nL}(H^0, T) = \frac{1}{kT} \int_0^{\infty} u \sigma_{nL}(H^0, T) \frac{1}{2} m_e u^2 f(u) du. \quad (2.23)$$

donde  $\sigma_{nL}$  es la sección transversal de recombinación.

En el caso de una región pura de Hidrógeno que no tiene pérdidas de energía por radiación, su equilibrio térmico puede ser expresado como:

$$G(H) = L_R(H). \quad (2.24)$$



Estos caso son aproximaciones buenas, sin embargo si deseamos que el campo de radiación  $J_\nu$  de la Ec. 2.5 incluya la radiación difusa, se puede recurrir a la aproximación del caso B. Entonces se puede expresar las Ec. 2.19 y 2.21 en términos de  $\alpha_B$ , resultando:

$$G(H)_B = n_e n_p \alpha_B(H^0, T) \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} h(\nu - \nu_0) a_\nu(H^0) d\nu}{\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu(H^0) d\nu} \quad (2.25)$$

y

$$L_R(H)_B = n_e n_p kT \beta_B(H^0, T). \quad (2.26)$$

Para poder dar una aproximación más acertada se incluye la contribución en ganancia y enfriamiento por parte del Helio, por lo que podemos reescribir la Ec. 2.20 como:

$$G = G(H) + G(He), \quad (2.27)$$

con

$$G(H)_B = n_e n_p \alpha_A(He^0, T) \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} h(\nu - \nu_0) a_\nu(He^0) d\nu}{\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu(He^0) d\nu}, \quad (2.28)$$

mientras que la expresión para el enfriamiento por recombinación queda como

$$L_R = L_R(H) + L_R(He), \quad (2.29)$$

donde

$$L_R(He) = n_e n_p (He^+) kT \beta_A(He^0, T). \quad (2.30)$$

Se puede notar que el enfriamiento y ganancia dependen de la densidad de cada elemento que incluyamos en el sistema, sin embargo considerar Helio e Hidrógeno nada mas es una buena aproximación debido a que son  $\approx 99.9\%$  del material en una nebulosa.

Otro proceso de enfriamiento radiativo importante es el efectuado por radiación del líneas colisionales de iones como  $O^+$ ,  $O^{++}$  y  $N^+$ . La contribución por parte de estos iones es muy significativa a pesar de que su abundancia en el medio es baja en comparación del Hidrógeno y Helio, esto se debe a que dichos iones tienen niveles de energía con un potencial de excitación del orden de  $kT$ , mientras que para los segundos el potencial de ionización es mucho mayor, por lo que esas especies contribuyen muy poco en este tipo de enfriamiento.

Para cualquier especie química que se encuentre en la nebulosa, se puede obtener la tasa de enfriamiento por desexcitación colisional empezando por conocer la población en cada nivel excitado  $n_\lambda$  de un ión  $a_z$ , donde la densidad de la especie está dada por:

$$n_{a,z} = \sum_{l=1}^N n_l, \quad (2.31)$$

donde  $a$  denota el tipo de especie,  $z$  su grado de ionización y  $n_l$  la población de cada uno de sus niveles excitados.

Por lo tanto podemos expresar la tasa de enfriamiento debida a todos las especies químicas en la NP como:

$$L_C = \sum_{l=1}^N n_l \sum_{m<l} A_{l,m} h\nu_{l,m}, \quad (2.32)$$

donde  $A_{l,m}$  son los coeficientes de Einstein de desexcitación espontanea por medio de la cual es emitido un fotón,  $\nu_{l,m}$  es la diferencia de energías entre un nivel  $l$  de donde parte el electrón y un nivel  $m$  donde acaba la transición y  $l > m$ . Ahora nos dedicaremos a saber la población

en un nivel energético  $\lambda$ , para esto necesitamos suponer un equilibrio local y así poder definir las contribuciones y pérdidas a la población de dicho nivel. En primer lugar tenemos las contribuciones que son mediante la desexcitación espontánea de niveles superiores,  $m > \lambda$ , y las excitaciones/desexcitaciones colisionales de los distintos niveles,  $m \neq \lambda$ . En segundo lugar la disminución de la población se deberá por la desexcitación espontánea a niveles inferiores a partir del nivel  $\lambda$ ,  $m < \lambda$ , además de las desexcitaciones/excitaciones también a partir de éste nivel. Esto se puede ver como:

$$n_l \left( \sum_{m < l} A_{l,m} + n_e \sum_{m \neq l} q_{l,m} \right) = \sum_{m > l} n_m A_{m,l} + n_e \sum_{m \neq l} n_m q_{m,l}, \quad (2.33)$$

de donde el lado izquierdo son las pérdidas de población, mientras que las del derecho son los incrementos, además es fácil ver que:

$$n_l = \frac{\sum_{m > l} n_m A_{m,l} + n_e \sum_{m \neq l} n_m q_{m,l}}{\sum_{m < l} A_{l,m} + n_e \sum_{m \neq l} q_{l,m}}, \quad (2.34)$$

donde  $q_{m,l}$  es el coeficiente de excitación colisional y  $q_{l,m}$  de desexcitación colisional. Podemos expresar la razón de deexcitación colisional por unidad de volumen por unidad de tiempo para  $m > \lambda$  como:

$$q_{m,l} = n_e n_m \left( \frac{2\pi}{kT} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\hbar^2 \Upsilon_{m,l}(T)}{m_e^{3/2} \omega^2}, \quad (2.35)$$

donde  $\omega$  es el peso estadístico para nivel más bajo,  $\hbar$  la constante de Plank normalizada a  $2\pi$  y  $\Upsilon_{m,l}$  es la velocidad promedio de fuerza colisional que puede ser expresado en términos de la energía promedio de gas ideal y el coeficiente de fuerza colisional  $\Omega(m, l)$ :

$$\Upsilon_{m,l} = \int_0^\infty \Omega(m, l; E) \exp(-E/kT) d \left( \frac{E}{kT} \right), \quad (2.36)$$

con  $E = \frac{1}{2} m_e u_m^2$ .

Mientras que la razón de excitación colisional por unidad de volumen por unidad de tiempo:

$$q_{l,m} = \frac{g_m}{g_l} \exp(-h\nu_{m,l}/kT) q_{m,l}. \quad (2.37)$$

donde  $g_m$  y  $g_l$  son los pesos estadísticos del nivel donde inicia la transición.

Suponiendo el caso donde solo existen dos niveles y empleando todo lo anterior podemos obtener

$$L_{a,z}^C = \frac{n_{az} n_e q_{21} A_{21} h\nu_{21}}{A_{21} + n_e q_{12} [1 + (g_1/g_2) e^{-h\nu_{21}/kT}]}, \quad (2.38)$$

lo que representa la energía asociada a la pérdida por colisiones en los diferentes niveles de cada especie de núcleo.

Ahora, al hacer los casos extremos de densidad obtenemos que para baja densidad,  $n_e q_{12} \ll A_{21}$  el enfriamiento viene dado por:

$$L_{a,z}^C = n_{a,z} n_e q_{12}(T) h\nu_{21}, \quad (2.39)$$

mientras que en el caso de alta densidad,  $n_e q_{12} \gg A_{21}$ , resulta de la forma

$$L_{a,z}^c = \frac{n_{a,z} A_{21} h\nu_{21}}{1 + (g_1/g_2) e^{h\nu_{12}/kT}}. \quad (2.40)$$

Mientras que si la densidad es alta irá de forma lineal respecto a la densidad:

$$L_C \propto n_{a,z} A_{l,m} h\nu_{m,l},$$

El último mecanismo de enfriamiento que consideraremos es el llamado *libre – libre*, el cual no involucra recombinaciones sino que se debe a la deflexión de la trayectoria de los electrones al interactuar con los núcleos libre en el gas, haciendo que su velocidad disminuya, por lo tanto radien y entonces el promedio de la energía cinética del gas disminuya, esto es conocido como el efecto Bremsstrahlung y queda expresada como:

$$L_{FF} = 4\pi j_{ff} = 1.42 \times 10^{-27} Z^2 T^{\frac{1}{2}} g_{ff} n_e n_p, \quad (2.41)$$

donde  $Z$  es el número atómico, mientras que  $g_{ff}$  la media del factor de Gaunt por emisión *libre – libre*, este es también función de la temperatura y de  $n_e$ , para las condiciones en que se encuentran las nebulosas tiene un valor de  $1.0 < g_{ff} < 1.5$ .

Finalmente, ya que podemos expresar las ganancias y pérdidas térmicas en el sistema, podemos también escribir nuestro equilibrio térmico, quedando expresado como:

$$G = L_R + L_{FF} + L_C, \quad (2.42)$$

reescribiendo la ecuación 2.42 como:

$$G - L_R = L_{FF} + L_C. \quad (2.43)$$

De la ecuación 2.43 el miembro izquierdo corresponde a la razón efectiva de calentamiento, lo que representa la energía neta ganada por fotoionización, mientras que del lado derecho vemos los enfriamientos. Ahora, para condiciones de NP la contribucion de la radiacion libre-libre es más pequeña que las otras componentes, por lo que podemos reescribir la ecuación 2.43 como:

$$G - L_R \approx L_C. \quad (2.44)$$

Para regiones de alta ionización, como son las partes internas de nebulosa planetarias, los iones  $H^+$ ,  $O^+$  y  $O^{++}$  son escasos y por lo tanto la tasa de enfriamiento decrecerá, dejando como enfriadores principales  $Ne^{+4}$  y  $C^{+3}$  haciendo que la temperatura sea del orden de  $T < 2 \times 10^4 K$ .

## 2.5. Determinación de parámetros a través de líneas de emisión

Pasaremos a presentar de forma más detallada el como es posible utilizar la información proveniente de los espectros de las nebulosas para poder determinar sus parámetros físicos.

Para poder determinar la densidad y temperatura del gas se requiere de un espectro que contenga líneas de emisión suficientemente intensas, vease Fig. 2.3. Para poder determinar la temperatura, es necesario contar con líneas provenientes de iones cuyas estructuras energéticas tengan transiciones de al menos dos niveles con una diferencia considerable dentro de la misma banda de longitud de onda, los mejores ejemplos para esta situación son [O III] y

[N II] ya que tienen transiciones con estas características en la banda óptica. En el caso del [O III] se presenta que [O III]  $\lambda 4363 \text{ \AA}$  ocurre del nivel electrónico del átomo  $^1S$ , mientras que  $\lambda 4959 \text{ \AA}$  y  $\lambda 5007 \text{ \AA}$  ocurren en el nivel inmediato  $^1D$ , véase la figura 2.4. La razón de estas líneas sirven como un diagnóstico de Temperatura.

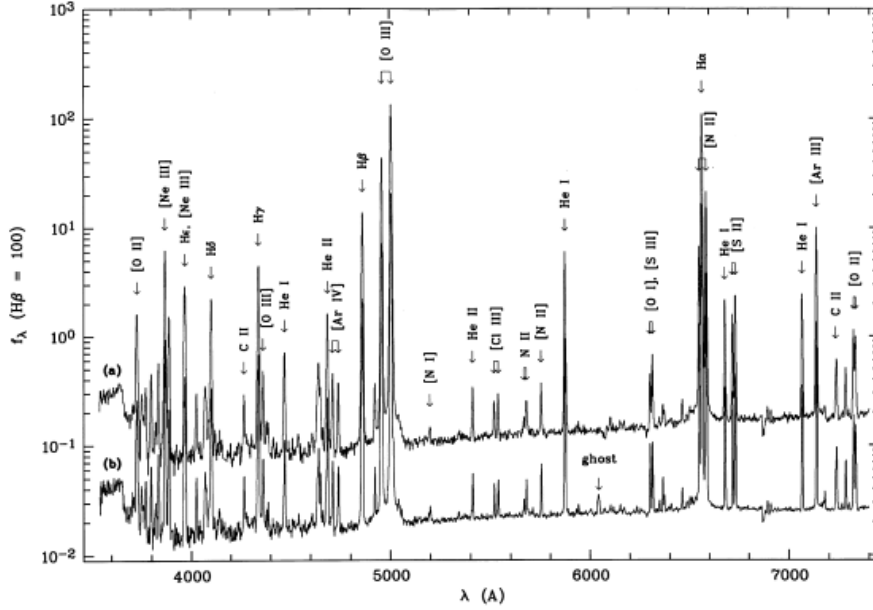


Figura 2.3: Espectro de NCG6153, donde se pueden apreciar las diferentes líneas de emisión, las cuales corresponden a los iones presentes dentro de la NP. (fuente: NGC 6153: a super-metal-rich planetary nebula?) [1]

Se puede observar en la figura 2.4 que entre las líneas  $\lambda 4363$  y las correspondientes al singlete del nivel  $^1D$   $\lambda 4959$  junto con  $\lambda 5007$ , tienen una diferencia significativa en su energía, por lo tanto, la razón de estas líneas en condiciones de baja densidad serán diagnóstico de la temperatura electrónica ya que la afectación por densidad será despreciable. Para bajas densidades tenemos que:

$$\frac{j_{\lambda 4959} + j_{\lambda 5007}}{j_{\lambda 4363}} = \frac{\Upsilon(^3P, ^1D)}{\Upsilon(^3P, ^1S)} \left[ \frac{A(^1S, ^1D) + A(^1S, ^3P)}{A(^1S, ^1D)} \right] \frac{\bar{\nu}(^3P, ^1D)}{\bar{\nu}(^1D, ^1S)} \exp(\Delta E/kT), \quad (2.45)$$

donde

$$\bar{\nu}(^3P, ^1D) = \frac{A(^1D_2, ^3P_2)\nu(\lambda 5007) + A(^1D_2, ^3P_1)\nu(\lambda 4959)}{A(^1D_2, ^3P_2) + A(^1D_2, ^3P_1)}, \quad (2.46)$$

donde  $\Delta E$  es la diferencia entre las configuraciones  $^1D_2$  y  $^1S_0$ , Empleando las probabilidades de transición y los valores para el coeficiente de fuerza colisional presentadas en la literatura mencionada, llegamos a que:

$$\frac{j_{\lambda 4959} + j_{\lambda 5007}}{j_{\lambda 4363}} = \frac{7.90 \exp(3.29 \times 10^4/T)}{1 + 4.5 \times 10^{-4} n_e / T^{1/2}}, \quad (2.47)$$

De forma análoga podemos encontrar la relación entre transiciones para [N II], [Ne III] y [S III]:

$$\frac{j_{\lambda 6548} + j_{\lambda 6583}}{j_{\lambda 5755}} = \frac{8.23 \exp(2.50 \times 10^4/T)}{1 + 4.4 \times 10^{-3} n_e / T^{1/2}}. \quad (2.48)$$

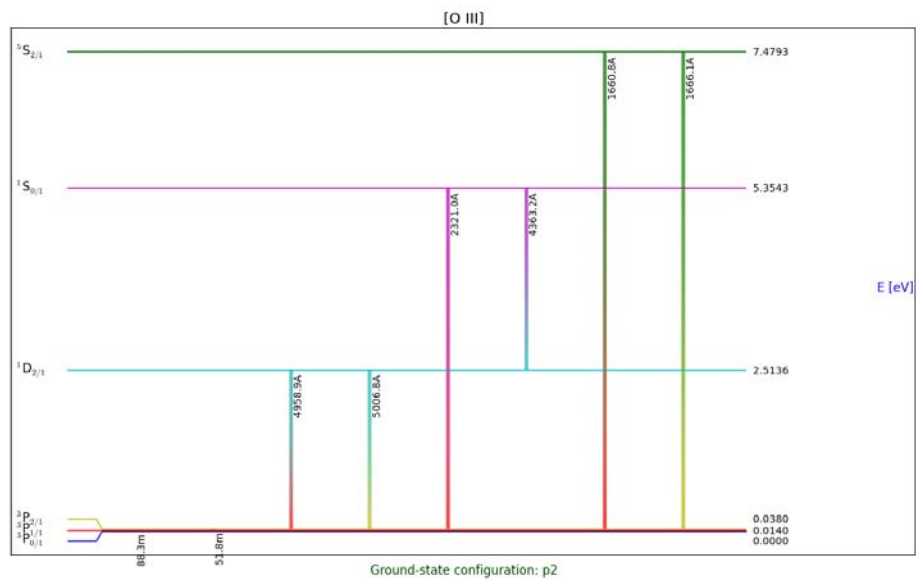


Figura 2.4: ]

Se muestran las principales líneas emitidas y las transiciones electrónicas de [O III], de donde se puede apreciar la diferencia de energías para los niveles  $1D_{2/1}$  y  $1S_{0/1}$ , nótese que la diferencia energética entre ellos hace que sean prácticamente independientes de la densidad del gas. Dentro del diagrama se hace uso de notación espectroscópica  $^{2S+1}L_J$  para representar los niveles energéticos, donde  $^{2S+1}$  es la multiplicidad del espín,  $L$  el número cuántico azimutal y  $J$  es el número cuántico de momento angular total. (fuente(PyNeb v.1.0.9 ))

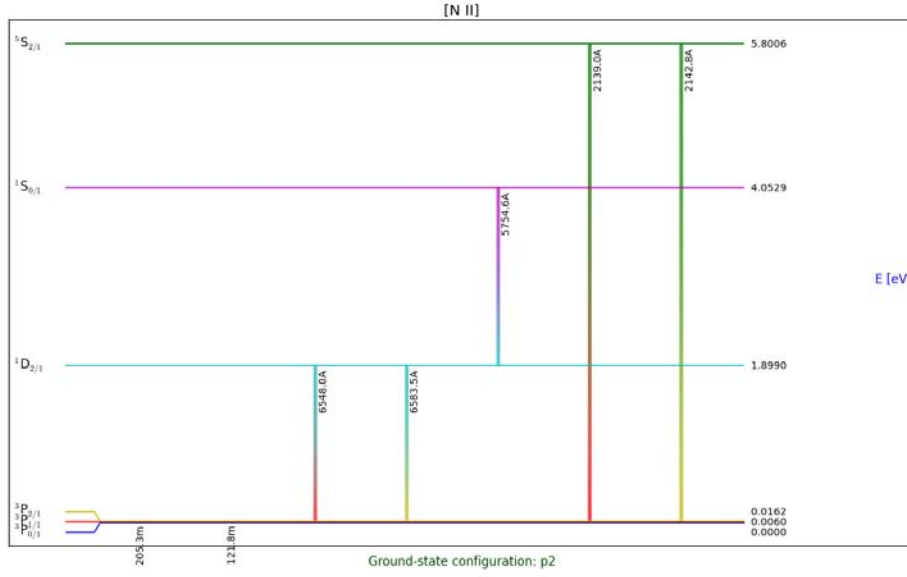


Figura 2.5: ]

Transiciones electrónicas de [N II] donde se puede apreciar la diferencia de energías para los niveles  $^1D_{2/1}$  y  $^1S_{0/1}$ , al igual que para [O III], la diferencia energética es lo suficientemente grande para dejar la razón como función exclusivamente de la temperatura (fuente(PyNeb v.1.0.9))

$$\frac{j_{\lambda 3869} + j_{\lambda 3968}}{j_{\lambda 3343}} = \frac{13.7 \exp(4.30 \times 10^4/T)}{1 + 3.8 \times 10^{-5} n_e/T^{1/2}}, \quad (2.49)$$

$$\frac{j_{\lambda 9532} + j_{\lambda 9069}}{j_{\lambda 6312}} = \frac{7.90 \exp(2.28 \times 10^4/T)}{1 + 3.5 \times 10^{-4} n_e/T^{1/2}}. \quad (2.50)$$

A partir de las ecuaciones anteriores podemos estimar la temperatura de una NP.

Para poder calcular la densidad a la que se encuentra el gas, es necesario conocer la intensidad emitida por transiciones de niveles energéticos de desdoblamiento por efecto Zeeman, ya que así la dependencia de la temperatura será despreciable dejando como único parámetro a considerar la densidad del gas. En un caso muy parecido al diagnóstico de temperatura podemos tomar pares de líneas para el diagnóstico de densidad, las razones de línea más favorables son para [O II]  $\lambda 3729/\lambda 3726$  y [S II]  $\lambda 6716/\lambda 6731$ . Fig. 2.6 y 2.7.

De igual forma podemos encontrar una razón entre el cociente de las líneas y el parámetro de densidad que podemos escribir de la forma:

$$\frac{j_{\lambda 3729}}{j_{\lambda 3726}} = \frac{n(^2D_{5/2}^0)A_{\lambda 3728}}{n(^2D_{3/2}^0)A_{\lambda 3726}} = \frac{3.36 \times 10^{-5}}{2.16 \times 10^{-4}} = 0.34 \quad (2.51)$$

El valor obtenido en 2.51 corresponde al peso estadístico entre la población de los niveles, lo que podemos emplear para saber el peso de intensidad al medir la línea total [O II]  $\lambda 3727$ .

Ahora ya contamos con las herramientas suficientes para poder hacer un estudio de los resultados obtenidos en cada modelo, podemos hacer uso de razones de líneas para poder determinar sus parámetros físicos, ya que esto será de suma importancia al tener que ir fijando

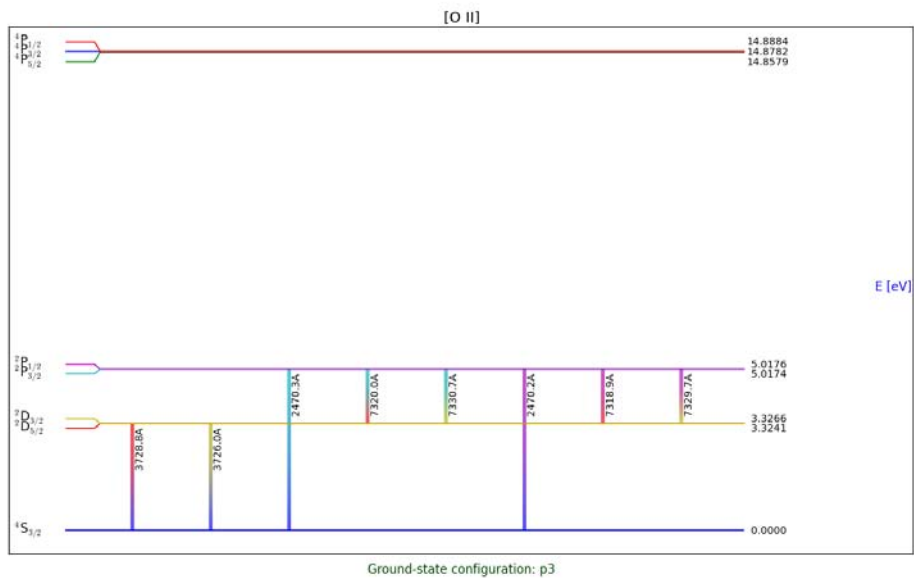


Figura 2.6: ]

Transiciones electrónicas de [O II] donde se puede apreciar los estados  $2D_{3/2}$  y  $2D_{5/2}$ , que corresponden a un desdoblamiento de estructura fina en un singlete. (fuente(PyNeb v.1.0.9))

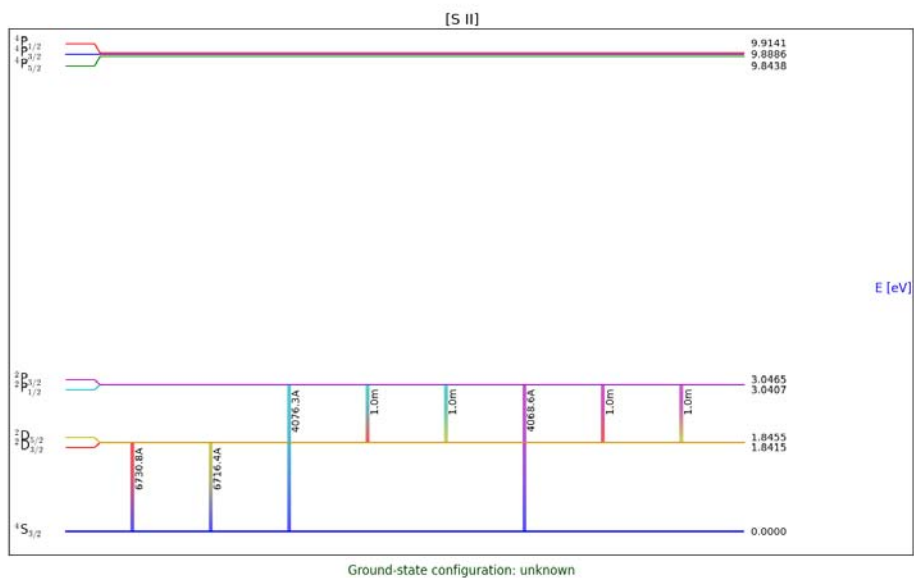


Figura 2.7: ]

Transiciones electrónicas de [S II] donde se puede apreciar las transiciones entre los estados  $2D_{3/2}$  y  $2D_{5/2}$ , que corresponden a un desdoblamiento Zeeman de un singlete al igual que en el caso de [O II]. (fuente(PyNeb v.1.0.9))

valores que reproduzcan el modelo guía.

## 2.6. Atmósfera Estelar

En esta sección discutiremos brevemente las implicaciones de usar como parámetro libre el tipo de atmósfera de la estrella central, esto tiene importancia pues de ello dependerá el tipo de flujo de fotones emitidos hacia la nube de gas. Se consideraron dos tipos de atmósferas por separado dentro de nuestros modelos; el primero de ellos una atmósfera que emite como cuerpo negro, (BB), mientras que la segunda se basa en un modelo planteado en [3] por T. Rauch.

La elección de la primera se debe a que es uno de los parámetros iniciales en los modelos propuestos en [2]. El manejo de este tipo de atmósfera en [2] se declara que es por simplicidad ya que de esta forma reducen los grados de libertad.

Para este caso, se supone un equilibrio térmico local (LTE Local Thermal Equilibrium) para una temperatura  $T$  dada, la radiación que emite la estrella es continua, así también suponemos que existe una independencia temporal y que sigue una distribución de Plank, es decir que:

$$B_\nu \equiv \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT_{eff}} - 1}. \quad (2.52)$$

En las atmósferas tipo Rauch se consideran los efectos de una ausencia de equilibrio térmico local, por ejemplo en las estrellas centrales de NP. Los metales ligeros deben ser considerados en el estudio de estrellas centrales de NP, ya que en estrellas calientes compactas existe una influencia de ellos, que es el caso en NP, también se nota que las opacidades metálicas influyen en gran medida sobre el modelo de la atmósfera estelar. Por eso es importante hacer este tipo de consideraciones al suponer una atmósfera para una estrella central de una NP, ya que la aproximación de cuerpo negro queda rala en este aspecto.

Tomar como parámetro libre el tipo de atmósfera en la estrella central tiene sus ventajas para cada cual. Si lo que deseamos por una parte es simplicidad y ahorro de tiempo de cómputo, así como contar con todas las líneas observadas, es prudente emplear una atmósfera con radiación tipo cuerpo negro, sin embargo se sacrifica realismo del sistema, haciendo que nuestros resultados, aunque no de manera significativa, varíen respecto a la aproximación de realidad. Por otra parte, emplear atmósferas del tipo Rauch nos garantiza más realismo, sin embargo a costa de tiempo de cómputo, afortunadamente para este trabajo el tiempo diferencia de cómputo no es realmente significativo, ya que la cantidad de modelos producidos es baja, además de que por las consideraciones de corte empleadas en los modelos se pierden líneas de emisión en los resultados.

En la figura 2.8 se muestran los flujos de emisión para atmósferas de estrellas en NLTE (No Local Thermal Equilibrium) y cuerpo negro.

Se puede consultar con mejor detalle el trabajo sobre los modelos del tipo Rauch en [3].

Con lo expuesto en los capítulos anteriores ya es posible comprender de una forma más clara las implicaciones de cada uno de los pasos dados en la realización de modelos, del mismo modo un correcto entendimiento sobre los resultados arrojados por los modelos realizados.



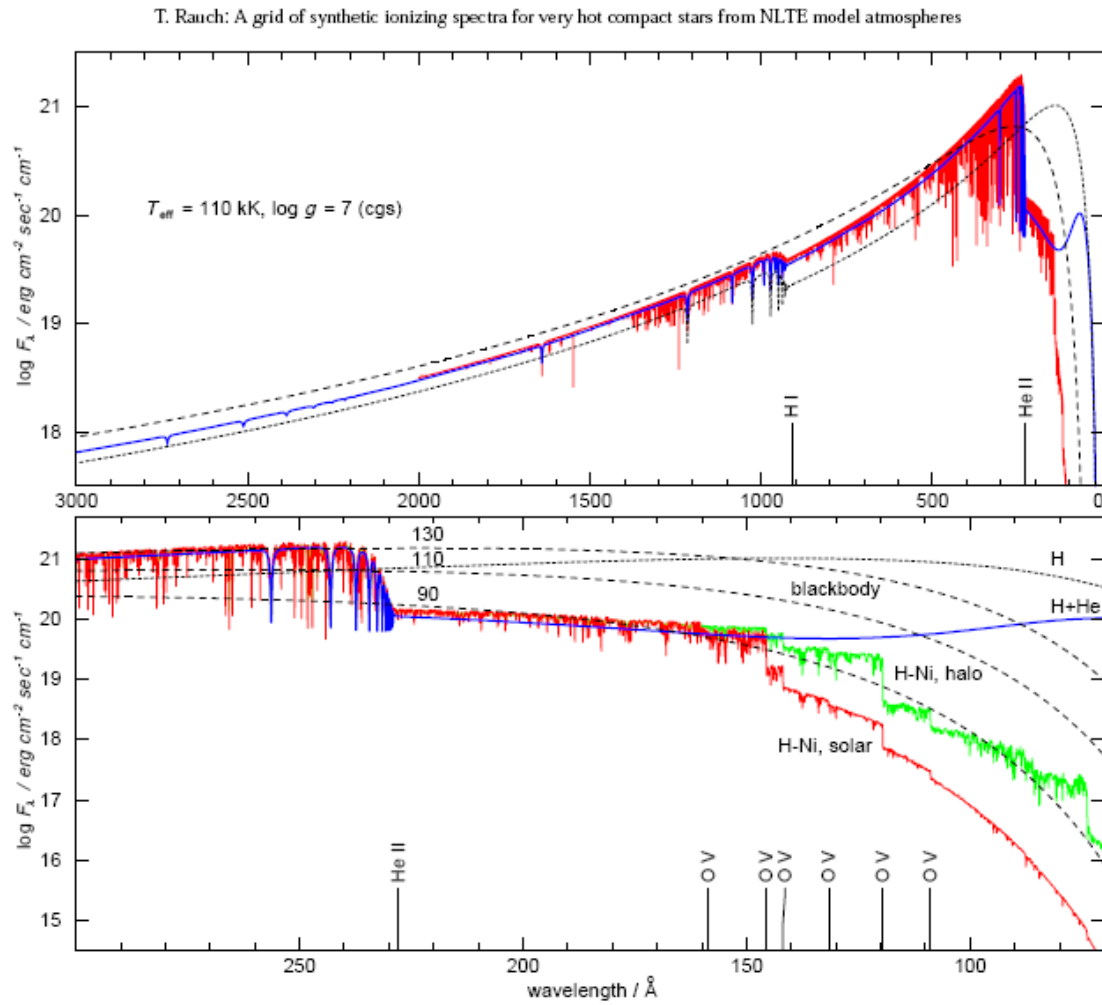


Figura 2.8: una comparación del flujo de radiación entre modelos con distintas composiciones químicas. Podemos notar la diferencia clara entre el flujo de cuerpo negro y las atmósfera tipo Rauch (NLTE). (fuente: A grid of synthetic ionizing spectra for very hot compact stars from NLTE model atmospheres [3])

## Capítulo 3

# Modelos

Generar modelos sobre alguna teoría siempre resulta pertinente cuando la comprobación experimental se encuentra, en buena medida, fuera de nuestro alcance. Este es un caso frecuente en la astrofísica debido a que estamos limitados por diferentes factores en su estudio. Para empezar, el intervalo de tiempo en que se desarrolla una estrella está prácticamente fuera de alcance por el tiempo de vida humano, sumado a la falta de control sobre el fenómeno, pues no podemos reproducirlo de tal forma en que se puedan controlar los parámetros físicos involucrados y, para finalizar esta mención, los medios en que se realizan nuestras observaciones. Éste último punto involucran diferentes factores como son las limitaciones tecnologías y las afectaciones naturales que complican el tener muestras de espectros totalmente fiables. En particular este trabajo se centra en las NP y por lo anterior es pertinente dedicar parte de la investigación a generar modelos de NP, ya que es nuestra forma de transportar el fenómeno a nuestro laboratorio. A pesar de que al generar modelos teóricos tenemos la ventaja de manipular las condiciones en que se desenvuelve la NP, aparecen nuevos problemas por resolver tal como que los modelos no acierten en las observaciones, suponiendo que éstas fueron realizadas con la mejor calidad. Aún cuando se explore de forma rigurosa el espacio de parámetros propuestos siempre queda la posibilidad de que se ignore un factor crucial en la descripción de sistema ya sea inherente a él o por afectación desde otros medios, esto sumado a que no es posible estudiar cada parámetro de forma infinitesimal, además de que puede existir mas de una solución para cada conjunto de observaciones.

Con este breve prelude se pretende motivar la importancia de contar con modelos teóricos como herramientas para la construcción de nuevas pistas sobre la realidad de los acontecimientos inmiscuidos en una de las etapas más atractivas, visual y teórica, de la evolución estelar y del universo.

### 3.1. Bi-Abundancias

Recapitularemos un poco lo mencionado en la introducción y plantearemos de forma más explícita los principales problemas que se presentan en el estudio del MI. De un lado tenemos las discrepancias entre los valores calculados para las abundancias por medio de líneas de recombinación ORLs, por ejemplo C II  $\lambda$ 4267, N II  $\lambda$  4041, O II  $\lambda$  4089, Ne II  $\lambda$  4391, y las líneas de excitación colisional CELs, líneas prohibidas en su mayoría, mientras que el otro principal problema radica en la estimación de temperaturas electrónicas de la nube a partir de las líneas de Balmer y el método donde se emplean la razón de líneas prohibidas [O II]  $\lambda$  (4959 + 5007) /  $\lambda$  4363 [11]. Cuando se realiza una determinación de abundancias relativas para elementos pesados como C/O, N/O, Ne/O existe una aparente relación entre ambas

problemáticas, cuando se determina la discrepancia en la temperatura entre ORLs y CELs le corresponde igual una discrepancia entre ORLs y CELs en las abundancias, en otras palabras, si aumenta la discrepancia en las temperaturas también existe un aumento en la discrepancia de abundancias químicas [11].

Tenemos en cuenta que no podemos dar una única posible solución para el ADF, sin embargo si podemos delimitar propuestas según sea el caso, ya que las condiciones en que se presentan esos problemas tampoco son únicas, es decir, existen sistemas donde su ADF es relativamente pequeño  $ADF < 2$ , existen sistemas donde  $ADF \approx 10$ , que es el caso que estamos estudiando, mientras que también existen sistemas que presentan  $ADF > 100$ . Para el primer caso, existen teorías que logran reproducir los factores, como " $t^2$ " [18], inhomogeneidades en densidades [19]. Sin embargo quedan aun muchos casos donde el ADF queda fuera del aparente alcance de estas teorías y una que pretende aclarar casos de extremo ADF es aquella que involucra componentes de diferentes metalicidades, esto es, regiones de baja masa pero con un alto contenido de elementos pesados los cuales contribuyen a la generación de líneas ORLs, aunque no es clara la razón de esta componente rica en elementos pesados parece plausible como posible hipótesis que logra describir y reproducir los resultados de las observaciones. Esta última mencionada es la que tomaremos como eje central en nuestro trabajo.

La idea central es suponer que dentro de la nube de baja densidad se encuentren inmersos pequeños grumos ricos en elementos pesados, aunque también es válido pensar en el caso donde en estas zonas los elementos ligeros son escasos respecto al resto de la nube de gas. Tener esta componente de alta metalicidad tiene el efecto de dar una gran aportación a la intensidad de ORLs, ya que para elementos pesados las CELs son muy débiles a tan bajas temperaturas, tal como se mencionó en el Capítulo 2. Una de las características de estos grumos es su escasa masa respecto a la de la nube, su alta densidad y baja temperatura, consecuencias físicas inmediatas a partir de su composición. Resumiendo, tendremos dos componentes, una rica en H y He, de donde se emiten la mayoría de las CELs y otra rica en metales, entonces fría, que contribuye con las ORLs [10].

### 3.2. Modelo guía para NGC6153

Nuestro trabajo se basa en el trabajo realizado por H.-B. Yuan y presentado en [2], donde se estudia el caso de NGC 6153, Fig. 3.1, rica en líneas fuertes de recombinación para C, N, O y Ne. También se reporta en la bibliografía [11] que NGC6153 muestra un pico en O IV  $\lambda 3811$ , lo cual motiva a pensar que existe una deficiencia de He en su superficie. Los trabajos en el análisis espectroscópico muestran que las abundancias químicas de elementos pesados calculadas a partir de ORLs son cerca de 10 veces mayores a las calculadas a partir de CELs. La comparación que haremos será respecto al modelo presentado en [2], generado a partir de un código de fotoionización Monte Carlo MOCASSIN, modelo que presenta problemas al reproducir las líneas fuertes de los iones C, N, O y Ne. El grumo de alta metalicidad que se emplea es de  $\approx 1.3$  por ciento de la masa total con una temperatura de  $\approx 800$  K.

Las consideraciones que tomaron en la construcción del modelo guía fueron: primero, para poder reducir los grados de libertad, tomarse una atmósfera que sigue una distribución de energía tipo cuerpo negro, la NP fue aproximada por una red de pequeñas celdas con un arreglo cúbico cartesiano. Cada una de las celdas fue asignada con condiciones previas para la densidad y composición química, mientras que los parámetros físicos fueron determinados de forma iterativa. Para el caso de la simetría se supuso un eje azimutal sobre el eje Z generando

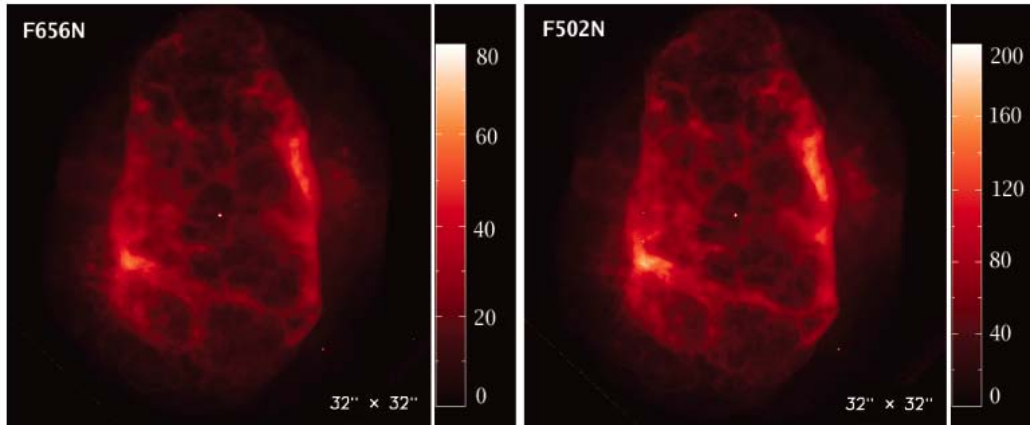


Figura 3.1: Imagen de NGC6153, del lado derecho obtenida con filtro F656N y del lado izquierdo con F502N, que cada uno representan la apertura en nanómetros del filtro. La escala de barra de colores tiene unidades de  $10^{-13}$  erg  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{arcsec}^{-2}$ . (fuente: Three-dimensional chemically homogeneous and bi-abundance photoionization models of the ‘super-metal-rich’ planetary nebula NGC6153 [2])

una red cúbica de 48 x 48 x 48 celdas [2].

Todo lo anterior es relevante por la parte en que nuestras consideraciones y propuestas para el modelo que construimos como réplica al guía son en principio topológicamente congruentes, ya que el objetivo principal es simplificar el modelo sin sacrificar grandes rasgos físicos del sistema, lo cual, en principio, tiene como implicación el ahorro de horas cómputo en la generación de modelos, lo que desemboca en la posibilidad de explorar el espacio de parámetros de una manera más minuciosa buscando tendencias para las consideraciones expuestas. Pasamos de un modelo guía 3D a un modelo 2D sencillo pero eficiente, Fig. 3.2 y 3.3.

Por nuestra parte, para generar los modelos de este trabajo se empleó `CLOUDY`, todo fue controlado a partir de un código propio creado en `Python`. El Manejo de resultados se hizo por medio de la paquetería `PyCloudy` (version 0.8.34) [5]. La suma de las componentes de la NP se realizó de igual modo con un código creado en `Python`.

Para poder realizar el modelo de dos componentes se requieren, en principio, modelos independientes con características físicas distintas, la primera de ellas con densidad baja, rica en hidrógeno que corresponderá a lo que llamaremos la componente continua, mientras que la componente de alta metalicidad la llamaremos componente fría, una vez generado el modelo continuo capaz de reproducir el sentido físico de sus parámetros y con las condiciones iniciales asignadas, pasarán a ser sumadas las intensidades de sus líneas con las generadas por la nube, que en principio pudieran reproducir las líneas observadas y presentadas en [2].

### 3.3. Datos atómicos y Factor de calidad

Una de los principales factores para poder dar confiabilidad a nuestros resultados es conocer el origen de las observaciones, los datos atómicos y el factor de calidad para cada

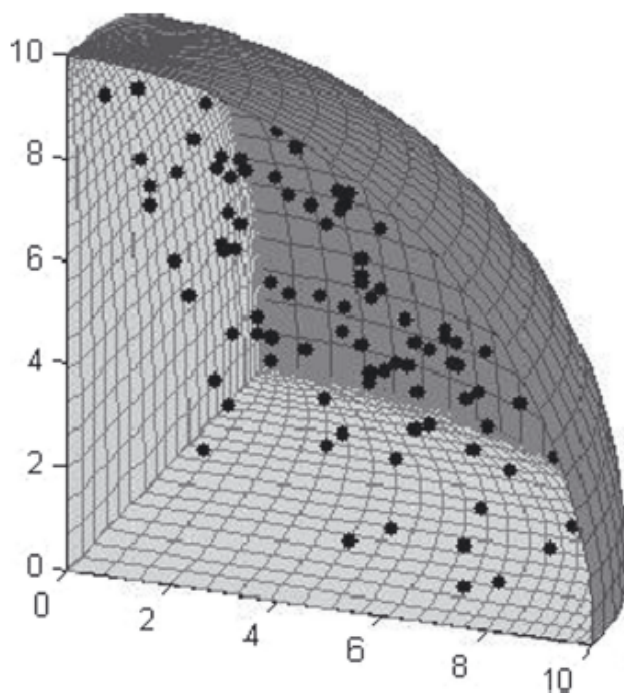


Figura 3.2: Modelo 3D donde se incluyen los grumos en diferentes regiones del espacio de la nube de gas. (fuente: Three-dimensional chemically homogeneous and bi-abundance photoionization models of the 'super-metal-rich' planetary nebula NGC6153 [2]).

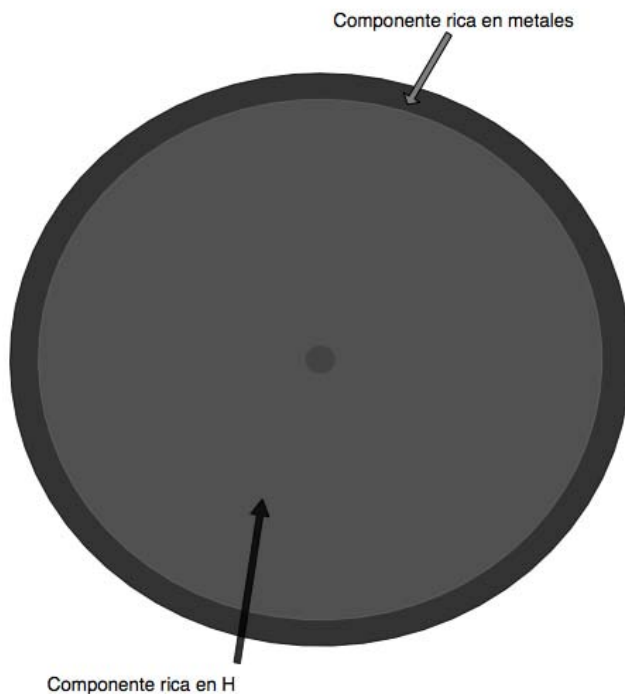


Figura 3.3: Modelo 2D con condiciones físicas equivalente al modelo 3D, con la simplicidad de sumar la contribución de una región de alta metalicidad en la parte externa de la componente rica en H.

medición. En esta breve sección expondremos cada uno de estos puntos.

Los datos observacionales fueron tomados de [2], sin embargo las incertidumbres asociadas a las observaciones no son reportadas, remitiendo a [1] se reporta una incertidumbre menor del 5% en las líneas utilizadas como diagnóstico en nuestro modelo. Es por esto que tomamos los criterios que se consideraron en las observaciones realizadas para IC 418 en [20], (v.Tabla 3.1), mientras que los datos atómicos corresponden a los empleados por defecto en la versión c10.01 de `Cloudy`.

Tabla 3.1: Criterios en la asignación de un factor de calidad para las líneas resultantes de nuestros modelos

Intensidad de línea $I / H\beta$	Error asociado %
$I > 0.1$	10
$0.1 \leq I \leq 0.01$	20
$I < 0.01$	30

Considerando además el factor de calidad propuesto.

$$\kappa(O) = \frac{\log(O_{mod}) - \log(O_{obs})}{\tau(O)}, \quad (3.1)$$

donde  $\kappa$  es el factor de calidad,  $O_{mod}$  y  $O_{obs}$  son las observaciones obtenidas en modelo y observadas respectivamente. Además:

$$\tau(O) = \log\left(1 + \frac{\Delta I}{I}\right). \quad (3.2)$$

donde  $I$  es la intensidad de la línea observada [20].

### 3.4. Variación de parámetros

Empezaremos describiendo la forma en que fueron determinados los valores para los distintos parámetros físicos y poner de manifiesto las diferencias entre las consideraciones del modelo guía y las nuestras. Es pertinente debido a que siempre una consideración implica afectaciones en los resultados de un modelo, en mayor o menor medida, además de que son éstas las que toman en cuenta nuestra concepción de las circunstancias en que se encuentra el sistema, cuales pueden ser aproximaciones prudentes, así como también cuales son los parámetros de mayor influencia.

En primera instancia, describir la estrella central con la mejor aproximación posible es importante ya que de ahí es de donde emana la fuente ionizante, entonces, si se toman consideraciones extremas en ella, será de esperarse valores quizás poco adecuados a nuestros objetivos. Comenzaremos por la determinación de la distancia. Aunque en principio los valores adoptados no siempre son fiables, debido a que los cálculos de distancias son complicados, nosotros adoptaremos el valor de 1.5kpc reportado en [2], aunque también se reporta una distancia de 1.2 kpc en [21]. Esta discrepancia afectaría en la estimación de los parámetros de la estrella central por medio de los métodos observacionales de Zanstra y de Stoy. Sin embargo esta discrepancia no se considera grave para los valores resultantes en los diversos

parámetros de la estrella central.

Además de ser fijada la distancia del objeto, por medio de los métodos observacionales se fijaron los valores al resto de los parámetros, temperatura efectiva  $T_{eff}$ , luminosidad  $L_*$ , radio de la estrella  $R_*$ , masa del núcleo y gravedad, aunque para nuestros fines estos dos últimos parámetros no son contemplados.

Ahora, tomamos como punto de partida los valores iniciales propuestos en [2], a partir de ellos se fueron generando modelos variando cada uno de los parámetros para satisfacer las condiciones físicas correspondientes. Los valores iniciales son presentados para los parámetros físicos de la nebulosa y su estrella central, así también las abundancias químicas en las Tablas 3.4 y 3.4 respectivamente.

Parámetro	Valor inicial
Atmósfera	Blackbody
$T_{eff}$	90000 K
Luminosidad	37.11 $L_{\odot}$
$H_{den-c}$	$3.25 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$
$H_{den-n}$	$3.9 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$
$Radio_n$	$10^{17.05} \text{ cm}$
$Radio_{c-int}$	$10^{17.196} \text{ cm}$
$Radio_{c-ext}$	$10^{17.206} \text{ cm}$

Tabla 3.2: Parámetros iniciales para modelos de fotoionización de las componentes continua (c) y nube de alta metalicidad (n)

Elemento	Valor inicial	Valor inicial
	Componente continua	Componente rica en metales
He	-1.0	-0.31
C	-3.49	-1.752
N	-3.4	-1.823
O	-3.249	-1.356
Ne	-3.754	-1.752
Si	-4.45	-3.946
S	-4.756	-4.287
Ar	-5.537	-4.939
Fe	-5.82	-3.958
Cl	-6.628	-5.995
Mg	-4.42	-3.917

Tabla 3.3: Abundancias químicas iniciales para las dos componentes en los modelos de NGC6153, teniendo en cuenta que  $Abun = \log(\chi/H_{\beta}) + 12$  donde  $\chi$  es la especie de elemento [2].

Para llevar a cabo este trabajo fue necesario llevar un orden en la forma en que se determinan los parámetros físico, ya que estar variando todos los parámetros juntos es algo no

recomendado ya que el número de posibilidades es enorme.

Seguimos un método iterativo que consistió en generar archivos de entrada para `Cloudy`, en los cuales se fueron modificando los valores de cada parámetro físico a cada paso, esto es, se eligió un parámetro, ya sea la temperatura efectiva de la estrella central, su luminosidad, el tipo de atmósfera de la estrella central, la densidad de hidrógeno, el radio de la nebulosa, o su metalicidad. Ya elegido el parámetro, se generó una red de modelos en los cuales el parámetro variaba alrededor del valor inicial propuesto. Los parámetros de temperatura efectiva, luminosidad y el tipo de atmósfera son los correspondientes a la estrella central, mientras que la densidad de hidrógeno, el radio de la nebulosa y la metalicidad, describen la nube de gas de ésta.

A cada variación del parámetro, el archivo correspondiente era tomado por `Cloudy` para poder generar un modelo de un sistema fotoionizado para las condiciones de la NP. Los ficheros de salida fueron manejados por códigos que emplean `PyCloudy`, biblioteca de `Python` especializada en esta tarea.

El siguiente paso fue determinar el valor aceptado para el parámetro variado, hasta este momento podemos decir que nosotros no hemos realizado realmente uso de la física del sistema, pues toda la involucrada hasta este paso ha sido realizada por `Cloudy` al generar el modelo, mientras que nosotros nos hemos limitado al uso computacional, por lo que, con base a todo lo mencionado en la sección 2.5 podemos, ahora si emplear las razones de línea correspondiente a cada parámetro.

La idea de poder generar un modelo capaz de reproducir las observaciones presentadas en [2] hace que cada red de modelos nos proporcione una línea de tendencia a través de la cual podíamos determinar de manera muy aproximada el valor a fijar para el parámetro en cuestión. Esto se hizo al tomar el valor del parámetro "X" tal que  $f(X)$  fuera el valor del punto de intersección entre la línea de tendencia de los modelos y la razón de las líneas observadas.

Una vez fijado el valor del parámetro, en los siguientes modelos fue empleado este nuevo valor, así siguiendo el proceso iterativo mencionado, Fig. 3.4. Una vez concluido ese ciclo de variaciones, se esperaba encontrar el modelo que fuera capaz de reproducir las observaciones, desgraciadamente la situación no es así de simple ni trivial, por lo que fue necesario considerar nuevas condiciones a fin de hacer una mejor aproximación.

Hasta este punto queda la búsqueda de un parámetro que empleará la mayor parte de las condiciones utilizadas en [2], los siguientes pasos fueron con el afán de poder generar modelos con condiciones más realistas, por lo que las consideraciones posteriores radicaron en tomar en cuenta como parámetro libre el tipo de atmósfera para la estrella central, por lo que se construyeron modelos con atmósfera con radiación de cuerpo negro (BB) a tipo Rauch (R) [3]. Además de que se tomó en cuenta realizar un corte externo en el modelo siguiendo como referencia la intensidad en [OII]  $3726\text{\AA}$  para ambos casos, a fin de asemejar una situación en la que la NP sea limitada por la falta de materia a ionizar. Solo con la diferencia de que para los modelos tipo BB se realizaron sin y con corte.

En las siguientes secciones detallaremos la realización y resultados de los modelos propuestos.



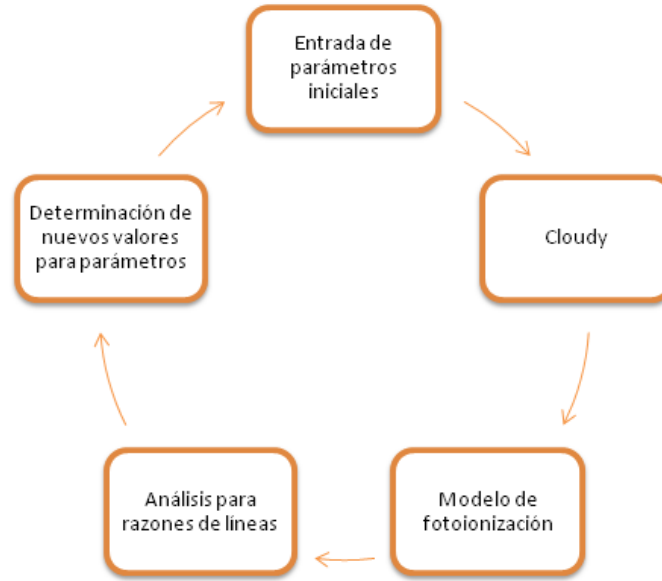


Figura 3.4: Esquema de ciclo para la determinación de los parámetros físicos en modelos de fotoionización.

### 3.5. Modelos con atmósfera tipo BlackBody (BB)

En esta primera etapa se tomaron modelos cuyos valores iniciales son los presentados en la Tabla 3.4 y la Tabla 3.4. Este modelo es de suma importancia debido a que las consideraciones físicas son más parecidas a las reportadas en [2] respecto a los otros modelos generados.

Haciendo una comparación entre consideraciones físicas para los modelos respecto a los empleados en el modelo a reproducir, tomaremos en primer lugar las correspondientes a la estrella central, donde asumimos el mismo campo de radiación. Sabemos que una forma laxa de aproximar la radiación emitida por una estrella es considerar que emite como un cuerpo negro, esto es, que todo su campo de radiación es continuo para toda frecuencia. Por lo tanto tenemos que sigue una distribución igual a la función de Planck:

$$I(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/KT} - 1}. \quad (3.3)$$

Sin embargo por razones simplicidad en los cálculos, en el modelo estudiado se tomó este tipo de campo de radiación. Por otra parte, tomamos el mismo valor de la distancia empleada en [2] a la que se encuentra la estrella central de NGC 6153 la cual corresponde a 1.5kpc y es reportada en [22].

En segundo lugar tomamos la consideración de modelos en dos dimensiones a diferencia del modelo guía donde se llevó a cabo un modelo tridimensional, sumado a ello el hecho de que en nuestro caso se consideró una distribución de densidad constante, esto es:

$$\rho(r, \theta) = \rho_0, \quad (3.4)$$

donde  $\rho_0 = cte$ .

Claramente las consideraciones tomadas en las diversas condiciones físicas, al no ser iguales nos llevarán a resultados diferentes, sin embargo no lo suficiente como para que se vuelva irrelevante el estudio por este método así que de este modo pretendemos generar un modelo lo suficientemente aproximado en los resultados que presentan en [2].

### 3.5.1. Modelos sin corte externo

Ya establecidas las condiciones en las cuales se generará nuestro primero modelo, es importante ahora proceder a poder determinar el valor de los parámetros físicos (Temperatura efectiva  $T_{eff}$ , Luminosidad  $L_*$ , densidad del gas  $n(H)$  y Metalicidad  $Z$ ). La forma en que iremos fijando estos valores ya fue descrita en la sección 3.4, tomando como valores de referencia los presentados en la tabla 3.4 que corresponden a la componente de baja densidad. Se presentan en la tabla 3.4 los parámetros variados, el rango de valores adoptado en cada red de modelos, la razón de líneas diagnóstico para cada parámetro, el valor de la razón las intensidades reportadas en [2] y la incertidumbre asociada a cada intensidad de línea por medio del factor de calidad presentado en la Sección 3.3

Parámetro	Valor inicial	Rango de variación	Paso	líneas de Diagnóstico	Razón en observaciones	Incertidumbre para observación (%)
Temperatura ( $^{\circ}K$ )	90000	88000 - 99000	1000	$\frac{He I 5876A}{He II 4686A}$	1.4669	10
Densidad ( $10^3 cm^{-3}$ )	3.25	3.0 - 3.9	0.1	$\frac{[O II] 3729A}{[O II] 3726A}$	0.513	10
Luminosidad $L_{\odot}$	37.11	36.0 - 37.8	0.2	$\frac{[O II] 3727A}{[O III] 5007A}$	4.16	10
Abundancia adicional al modelo	0.0	-0.5 - 0.5	0.1	$\frac{[O III] 5007A}{[O II] 4363A}$	283.98	10

Tabla 3.4: Parámetros físicos variados, razón observada, incertidumbre asociada a los resultados en cada Grid y líneas de diagnóstico empleadas para cada parámetro.

El tamaño en el intervalo en donde se variaron los valores de cada parámetro fue tomado de manera arbitraria, se espera que la afectación por las suposiciones iniciales y los cálculos hechos por CLOUDY no sean realmente significativas, de tal forma que los valores obtenidos para cada parámetro resultante de nuestras redes de modelos no se encuentren suficientemente alejados en comparación de las escalas físicas astronómicas. Las razones de líneas elegidas fueron tales que pudieran satisfacer las situaciones físicas presentadas en la sección 2.5, de forma que fueran congruentes con lo buscado.

Ya fijado uno de los parámetros a través de una red de modelos, se decide variar el valor de otro parámetro, dejando fijo el nuevo valor del primero en la nueva red de modelos, de tal forma que al repetir el procedimiento se pueda acercar en gran medida los valores reportados en [2] para NGC6153.

El la Fig. 3.5, 3.6, 3.7 y 3.8, Se puede apreciar como se determinó los valores de cada parámetro.

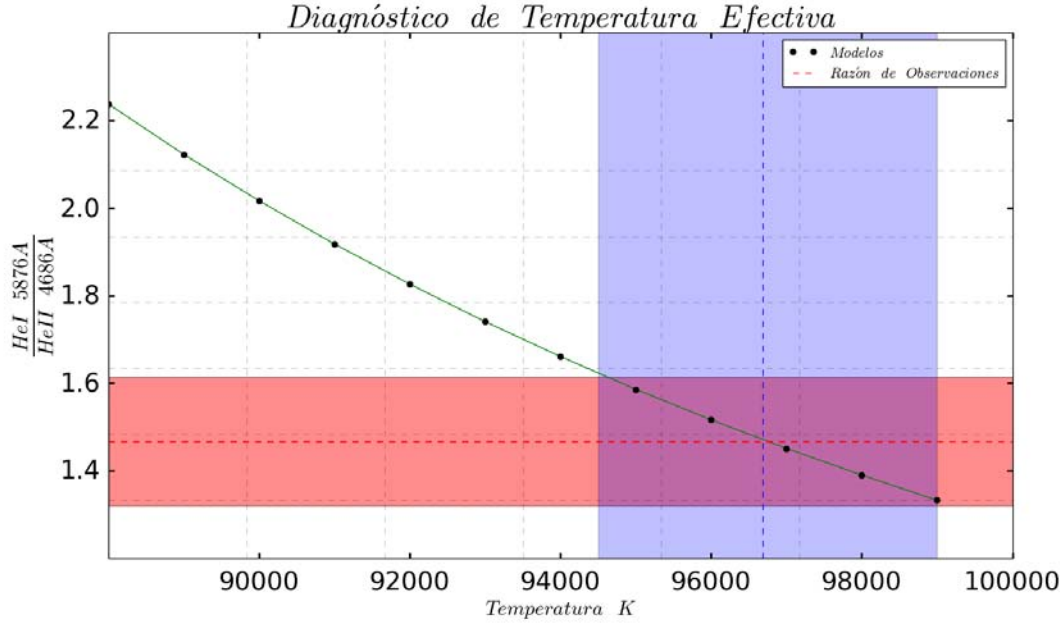


Figura 3.5: Grid de modelos variando la temperatura efectiva en la estrella central. Se representa con línea sólida roja el valor de la razón entre intensidades observadas de He I 5876Å / He II 4686Å, en verde la interpolación lineal entre los valores de las razones para cada modelo, los cuales están representados con puntos negros dentro del gráfico.

A partir del gráfico 3.5 encontramos un valor de  $T_{eff} \approx 9.7 \times 10^4 \pm 2.0 \times 10^3$  K. Notamos que este valor queda por encima del valor inicial en  $T_{eff} \approx 7.0 \times 10^3$  K. Esta diferencia no es realmente significativa respecto a los valores promedio reportados para la estrella central de NGC 6153,  $T_{eff,NGC6153} \approx 10^4$  K [2], por lo tanto podemos decir que es una temperatura aceptable como resultado y una cantidad prudente para los siguientes modelos

El siguiente parámetro que variamos fue la luminosidad de la estrella central. Para este punto tomamos encuentra la luminosidad total de una estrella que emite en cuerpo negro, esto es:

$$L_\nu = 4\pi R^2 \left( \frac{2h\nu^3}{c^2} \right) \exp(-h\nu/KT_*) \quad (3.5)$$

Ahora, usando la Fig.3.6 se encontró un valor aproximado para la luminosidad de la estrella central de  $L_* \approx 36.6 \pm 0.1 L_\odot$ , que, de igual manera, corresponde a un valor apropiado para la estrella central de una NP caliente, con una temperatura efectiva  $\approx 9.5 \times 10^4$  K. Podemos ver que los valores fijados en nuestro modelo, por lo pronto para la estrella central, son suficientemente aproximados a los reportados en [2]. Véase Tabla 3.4

Ya fijadas la temperatura y la luminosidad de la estrella central, se procedió a fijar los parámetros involucrados en el gas de la NP, esto es, la densidad de hidrógeno  $n(H)$  y el porcentaje de abundancia química adicional sobre las reportadas  $dZ$ .

Se varió primero la  $n(H)$ . Teniendo en cuenta la condición de que fuera constante se realizó la red de modelos con la densidad como parámetro libre pero constante en cada modelo. Tal como se muestra en la figura 3.7. de donde podemos fijar la densidad de hidrógeno en para la componente de baja densidad a un valor de  $n(H) \approx 3.7 \pm 0.11(10^3 \text{ cm}^{-3})$ . Podemos notar que al igual que la temperatura efectiva, el valor obtenido para  $n(H)$  resulta más ele-

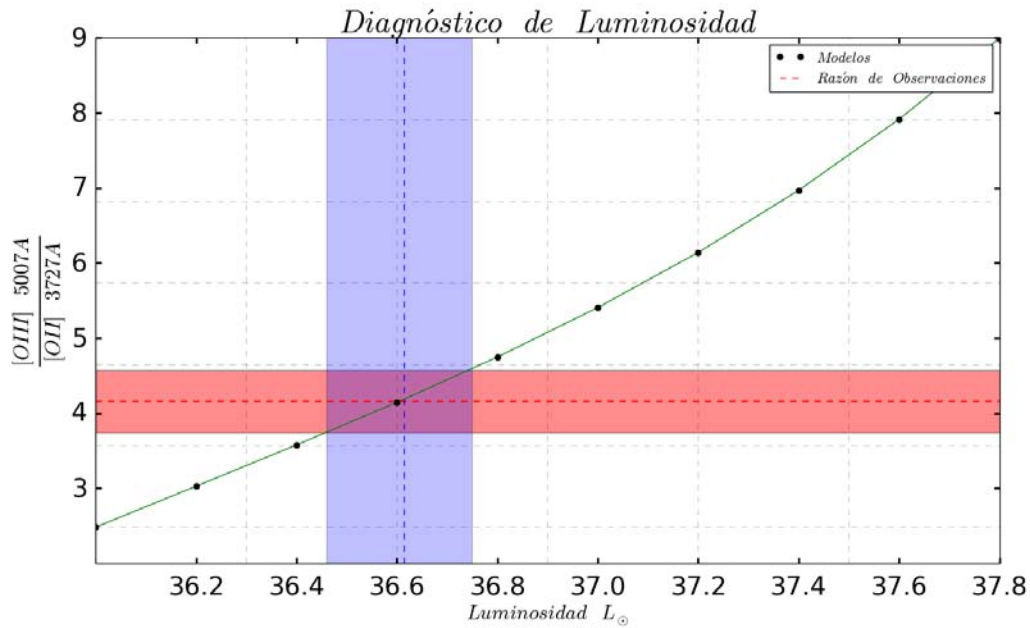


Figura 3.6: Grid de modelos donde se varió la Luminosidad de la estrella central en términos de la luminosidad solar. Se representa con línea sólida roja el valor de la razón entre intensidades observadas de [O III] 5007Å / [O II] 3727Å, en verde la interpolación lineal entre los valores de las razones para cada modelo, los cuales están representados con puntos negros dentro del gráfico.

vado que el inicial, en este caso  $n(H) \approx 0.5$  ( $10^3 \text{cm}^{-3}$ ).

Ya que las condiciones iniciales entre el modelo guía y nuestro modelo difieren, y la intención es reproducir las líneas observadas, se buscó aumentar la cantidad de abundancias químicas en la componente de baja densidad. Para esto se buscó el porcentaje adicional de abundancias químicas tal que una razón de diagnostico se satisficiera. Aplicando de igual forma el método, se generó una red de modelos para encontrar este aumento general en la abundancia química. Usando la razón de línea señalada en la Tabla 3.4 llegamos a que, a partir de la Fig. 3.8 podemos determinar que el aumento general en la abundancia química nos da un  $dZ \approx 0.22$  a partir de la Figura 3.8.

Generando estas redes de modelos se encontraron los valores para el modelo que en principio pretende reproducir las observaciones, los valores fijados se presentan en la Tabla 3.5.1. De esta manera logramos construir un modelo con las características similares al modelo guía, sin embargo en este trabajo extenderemos la forma de generar modelos para un objeto ya que en primer lugar agregaremos un corte en el radio externo a la componente de baja densidad conservando el tipo de atmósfera.

### 3.5.2. Modelos con corte externo

Suponiendo un caso donde los fotones ionizantes eran absorbidos por completo antes de que el modelo llegara a su fin, se agregó un corte externo al radio de los modelos con el fin de simular una nebulosa "matter-bounded" basada en la razón de las líneas observadas de [O II] 3726Å con  $H_{\beta}$ . Este corte se realizó solo para la componente rica en hidrógeno.

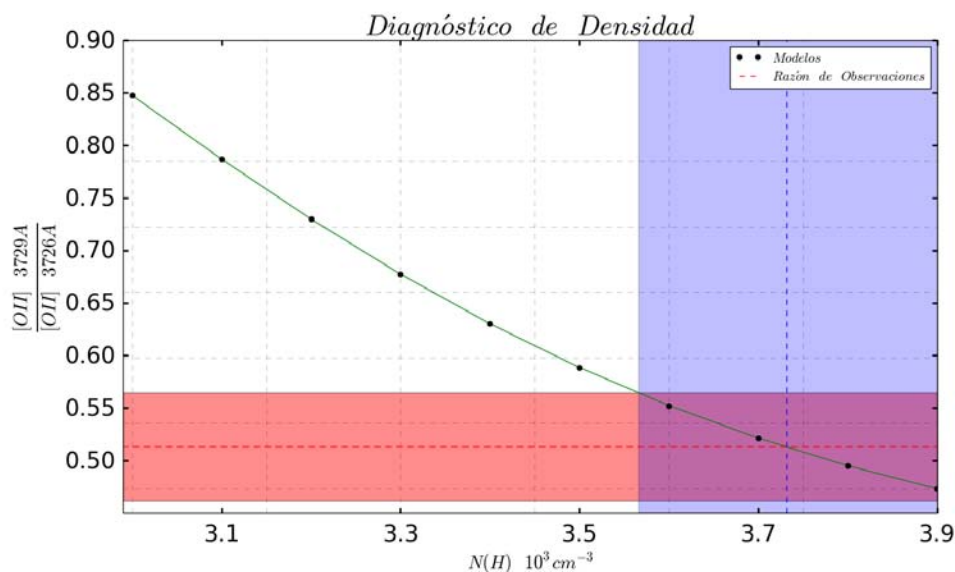


Figura 3.7: Grid de modelos variando la densidad de la componente fría de la NP. Se representa con línea sólida roja el valor de la razón entre intensidades observadas de [O II]3729A / [O II] 3726A, en verde la interpolación lineal entre los valores de las razones para cada modelo, los cuales están representados con puntos negros dentro del gráfico.

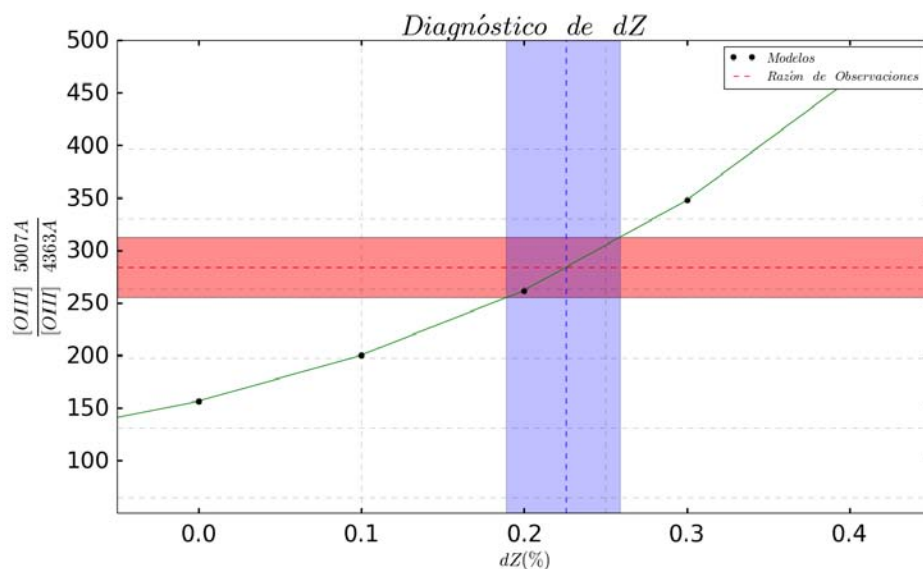


Figura 3.8: Grid de modelos variando, en porcentaje, la abundancia química de la componente fría de la NP. Se representa con línea sólida roja el valor de la razón entre intensidades observadas de [O III]5007A / [O III] 4363A, en verde la interpolación lineal entre los valores de las razones para cada modelo, los cuales están representados con puntos negros dentro del gráfico.

Parámetro	Valor Reportado en [2]	Valor Fijado	Intervalo de Incertidumbre
Temperatura ( $^{\circ}K$ )	90000	97000	$\approx 94500 : 99000$
Densidad ( $10^3 \text{cm}^{-3}$ )	3.25	3.7	$\approx 3.56 : 3.9$
Luminosidad $L_{\odot}$	37.11	36.6	$\approx 36.46 : 36.74$
Abundancia	0.0	0.22	$\approx 0.189 : 0.258$

Tabla 3.5: Resultados y comparación de los valores obtenidos para cada uno de los parámetros físicos variados en el modelo con atmósfera tipo cuerpo negro respecto a los presentados en el artículo sobre el cual se basa el presente trabajo.

Dado que los modelos fueron realizados en CLOUDY, aprovechamos el hecho de que los modelos se generan a pasos que corresponden a zonas cada vez más externas de la NP, hasta que, según las condiciones de la NP, los fotones sean incapaces de ionizar una nueva región. Haciéndonos valer de esto, pudimos realizar un código que lograra calcular la razón de líneas entre los iones ya mencionados para cada una de las zonas del modelo, así, nos fue posible determinar a qué radio la razón de líneas era la más próxima a la observada. Se tomó el radio menor próximo al valor obtenido a través de las observaciones, Fig. 3.10.

El haber tomado esta consideración tiene ciertas desventajas, la más importante a destacar, se pierden por completo las líneas de He II, ya que la zona de ionización para este ion se encuentra su potencial de ionización a energías mayores en el espectro ionizante que las requeridas para la de ionización del [O II]. Sin embargo, esta consideración es de suma importancia en los modelos finales.

La forma en que se procedió al realizar esta etapa consiste, de forma análoga a la anterior, en tomar nuevamente los parámetros iniciales propuestos en modelo guía [2], generar el modelo y antes de proceder a la fijación de parámetros, se realiza el corte previamente mencionado:

$$\frac{[\text{O II}]3726A}{\text{H}\beta} = \frac{18.9}{100} = 0.189,$$

donde se obtuvo un valor para el radio exterior de corte (en cm)  $\log_{10}(R) = 17.2809$ . Notamos claramente que se ve reducida la NP que en el modelo original posee (en cm)  $\log_{10}(R) = 17.3361$ .

Ya realizado el corte, se procedía a fijar el parámetro elegido, sea Temperatura, densidad o luminosidad. Es importante mencionar que el corte se realizó para cada parámetro, es decir, que por cada red de modelos se hacía un corte al radio interno. Al igual que en los modelos sin corte externo, fijaremos como primer parámetro la temperatura efectiva ( $T_{eff}$ ) de la estrella central, Fig. 3.11

A partir de la Fig. 3.11 se puede determinar la temperatura efectiva, hallando que  $T_{eff} \approx 9.29 \times 10^4 \text{ K} \pm 2 \times 10^3$ . Notemos que coincide demasiado con el parámetro inicial de los modelos a diferencia de los modelos sin corte externo donde el valor de  $T_{eff,sc}$  era mayor por  $\approx 7 \times 10^3$ . Lo que nos indica que realizar el corte también nos genera beneficios

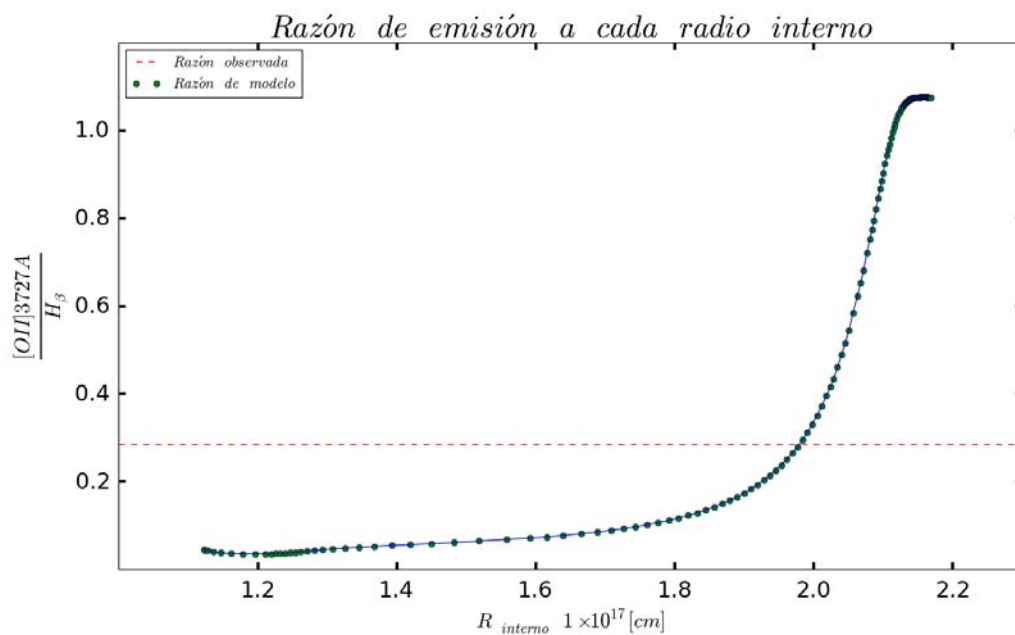


Figura 3.9: Se presenta en puntos el valor de la razón de líneas para cada una de las zonas del modelo, la línea sólida azul representa la interpolación entre los radios, la línea punteada roja representa la razón de  $[\text{O II}] 3727\text{\AA} / \text{H}\beta$ . Los puntos por debajo de la línea roja representan las capas de la NP que satisfacen la condición de corte.

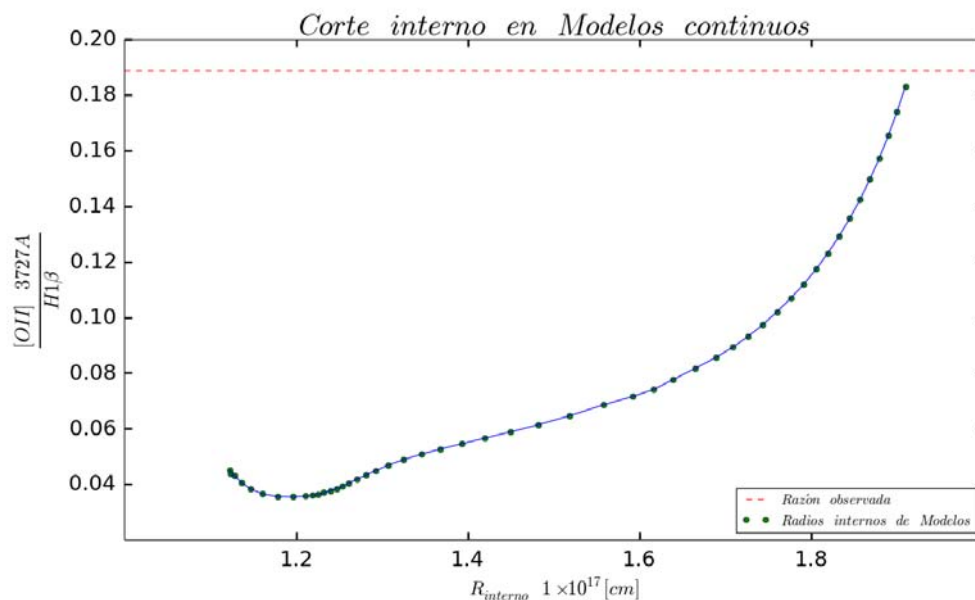


Figura 3.10: Se representa los valores de las razones de línea  $[\text{O II}] 3727\text{\AA} / \text{H}\beta$  menores a la razón entre las líneas observadas, el punto final en los modelos es el valor que se adoptó como radio de corte interno en la NP.

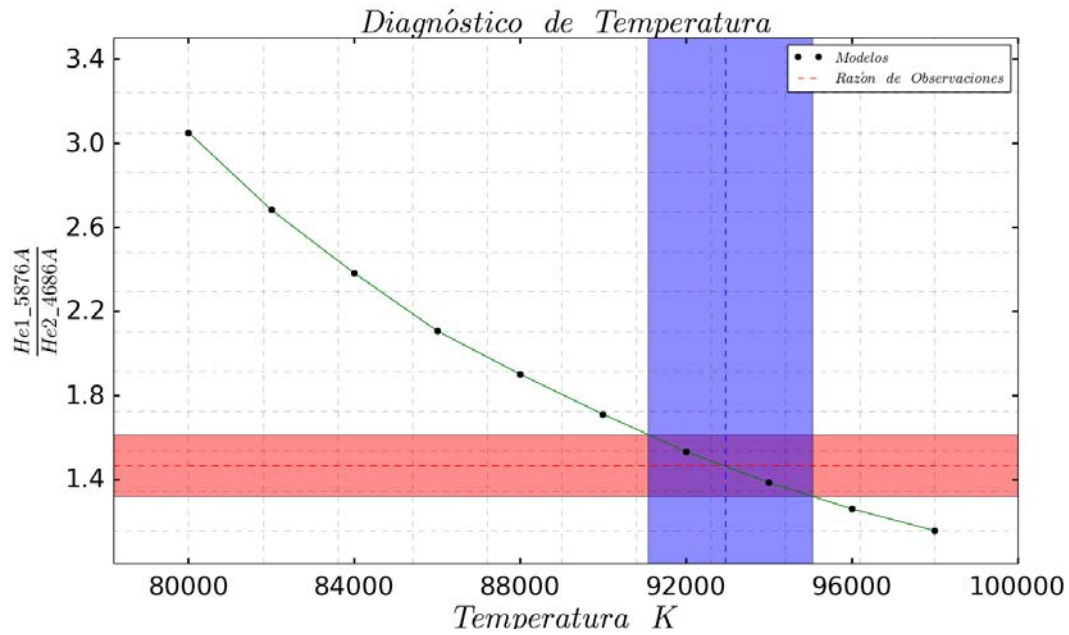


Figura 3.11: Red de modelos para determinar la temperatura efectiva de la estrella central a través de la razón de líneas He1\_5876A / He2\_4686A, encontrando un valor de  $T_{eff} \approx 9.29 \times 10^4$  K, con línea sólida roja la razón de líneas observadas, los puntos negros representan los modelos.

al momento de tratar de reproducir el modelo propuesto en [2].

De la misma manera se procedió a fijar la densidad obteniendo un valor  $n_H \approx 3.67 \pm 0.08$   $10^3 \text{cm}^{-3}$ , Fig. 3.13. El siguiente parámetro a fijar fue la luminosidad obteniendo un valor  $L \approx 37.64 L_\odot$ , Fig. 3.12 (Claramente existe un inconveniente respecto a la utilidad de las observaciones, ya que quedan completamente ignoradas, sin embargo, no para  $L_\odot$  más bajas, los modelos dejaban de funcionar). Finalmente la diferencia en las abundancias necesaria, obteniendo un valor de  $dZ \approx 0.208 \pm 0.03$  (Fig. 3.14). Los valores son presentados en la tabla 3.6.

Parámetro	Valor Reportado	Valor Fijado	Intervalo de Incertidumbre
Temperatura ( $^\circ K$ )	90000	92902	$\approx 91090 : 95048$
Densidad ( $10^3 \text{cm}^{-3}$ )	3.25	3.67	$\approx 3.60 : 3.77$
Luminosidad $L_\odot$	37.11	37.64	$\approx 37.28 : 38.06$
Abundancia	0.0	0.208	$\approx 0.170 : 0.238$

Tabla 3.6: Valores obtenidos a través de las redes de modelos con atmósfera tipo BB, en lo que se consideró un corte externo al radio de la NP con base a la razón de línea entre [O II] 3726A / H  $\beta$ .



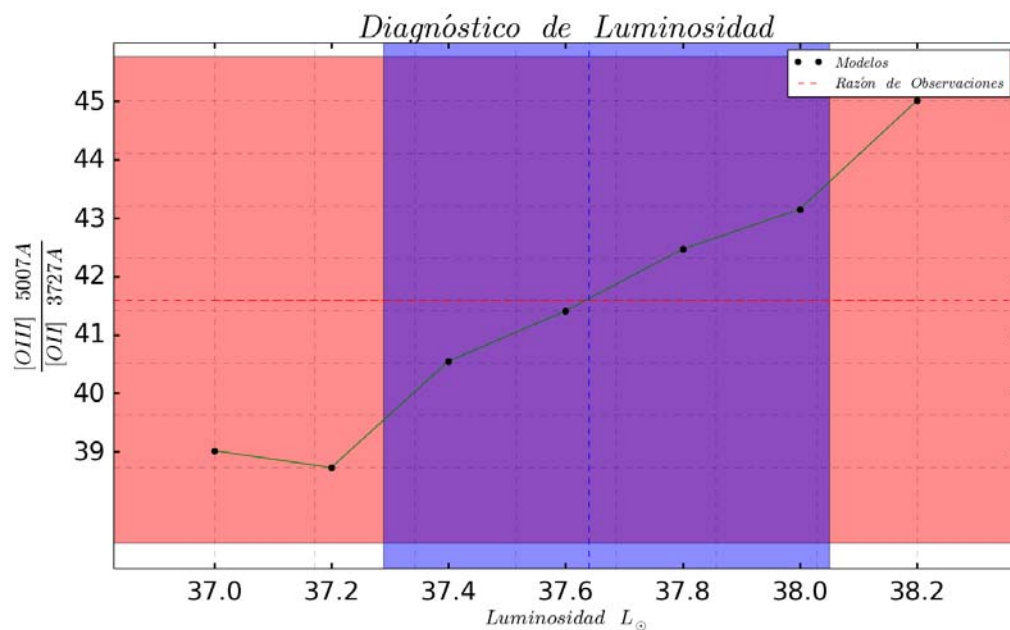


Figura 3.12: Modelos a través de los cuales se pudo determinar el valor de la luminosidad de un modelo con atmósfera tipo BB y con un corte externo en el radio. En línea sólida roja la razón de líneas observadas, los puntos negros representan los modelos.  $r$

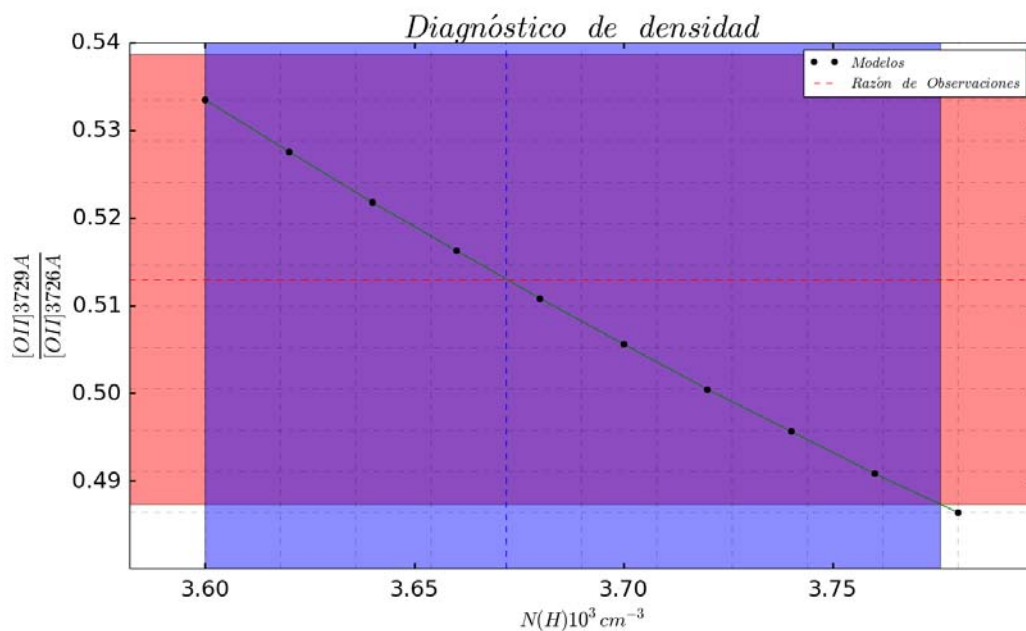


Figura 3.13: Se muestra la red de modelos con los cuales se determina el valor para el parámetro de densidad en la componente rica en hidrógeno. En línea sólida roja la razón de líneas observadas, los puntos negros representan los modelos.

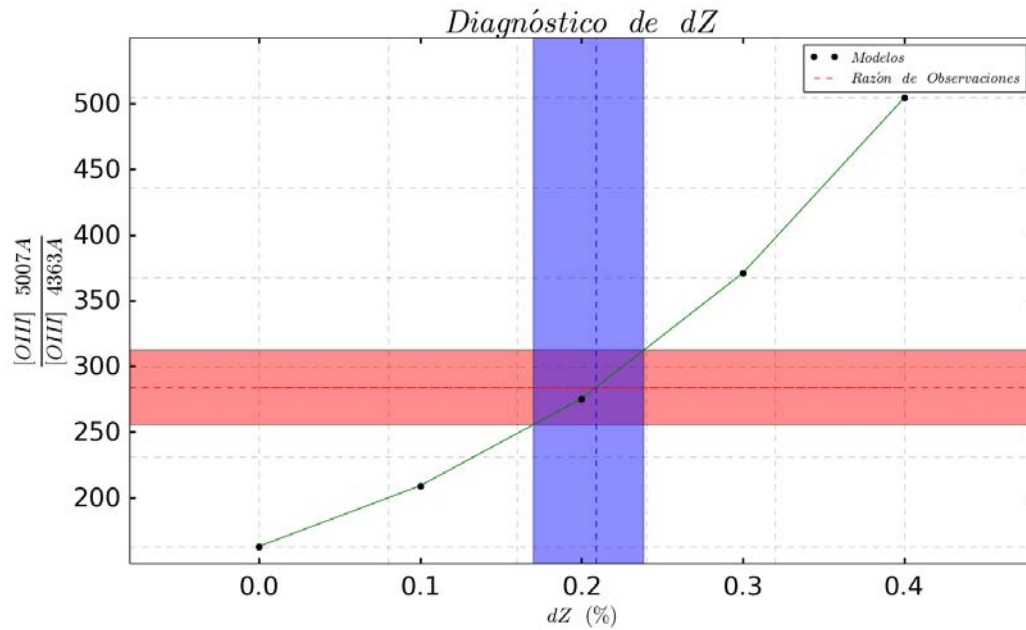


Figura 3.14: Red de modelos con los cuales se determinó el aumento general necesario en las abundancias de tal forma que pudieran satisfacer las condiciones de líneas. En línea sólida roja la razón de líneas observadas, los puntos negros representan los modelos.

### 3.6. Modelos con atmósfera tipo Rauch

En esta etapa tomamos como parámetro el tipo de atmósfera empleando una atmósfera tipo Rauch, esto con el fin de poder aproximarnos de mejor modo a la forma real en que radía la estrella central, ya que un cuerpo negro queda distante de ésta [3]. Al igual que en los modelos con atmósfera con emisión tipo cuerpo negro con corte, aquí también realizaremos un corte al modelo. Los intervalos y parámetros variados son mostrados en la Tabla 3.7.

Parámetro	Valor inicial	Rango de variación	Paso	líneas de Diagnóstico	Razón en observaciones	Incertidumbre para observación (%)
Temperatura ( $^{\circ}K$ )	90000	85000 - 120000	5000	$\frac{He I_{5876A}}{He II_{4686A}}$	1.4669	10
Luminosidad $Q(H) s^{-1}$	47.40	47.0 - 48.6	0.2	$\frac{[O II]_{5007A}}{[O III]_{3727A}}$	41.6	10
Abundancia	0.0	-0.5 - 0.5	0.1	$\frac{[O III]_{5007A}}{[O II]_{4363A}}$	283.98	10

Tabla 3.7: Parámetros variados con su valor inicial y su rango de variación en modelos con atmósfera tipo Rauch y corte externo al radio de la NP con razón al cociente de líneas entre  $[O II] 3727A/H_{\beta}$

Para el corte de estos modelos se empleó como línea de corte  $[O II] 3727A$  con  $H_{\beta}$ . tal como muestra las, Fig. 3.16 y 3.15

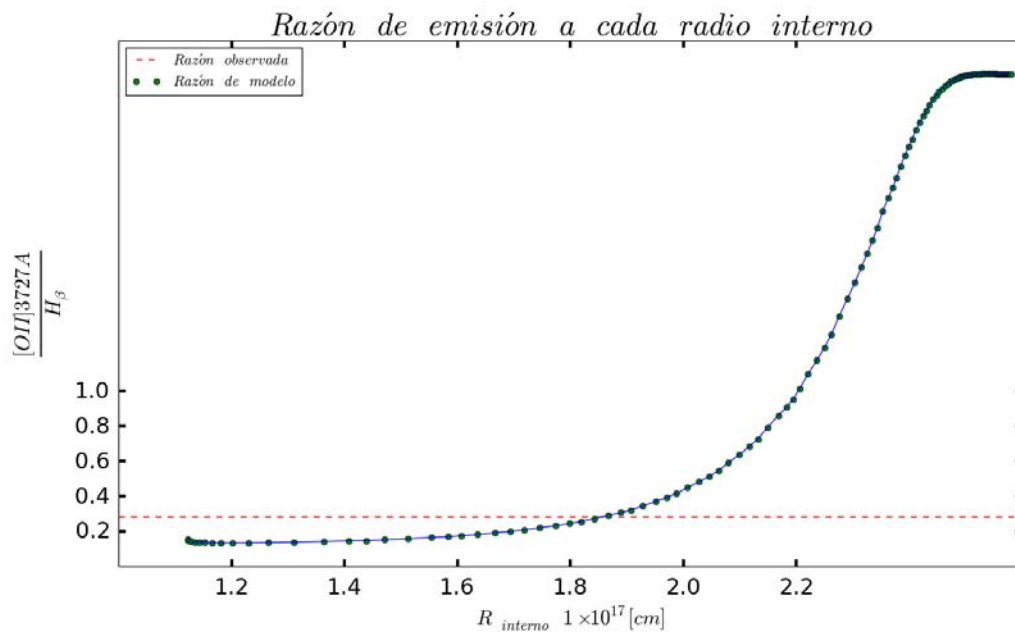


Figura 3.15: Razones de línea por zona para un modelo con atmósfera tipo Rauch. Con línea sólida roja se grafica la razón entre valores observados, con punto se muestra el valor de la razón de líneas por cada zona del modelo

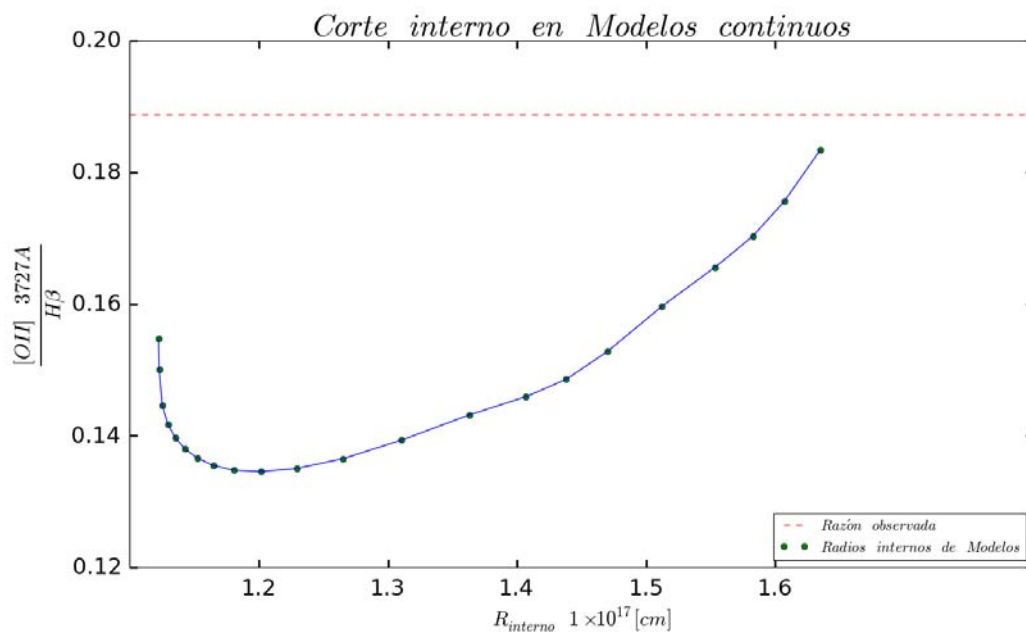


Figura 3.16: Razones de línea para zonas cuya razón es menor a la observada, indicando el último punto como el radio de corte para el modelo. Con línea sólida roja se grafica la razón entre valores observados, con punto se muestra el valor de la razón de líneas por cada zona del modelo

Definido el corte, procedemos a determinar cada uno de los parámetros, es bueno mencionar que para estos modelos se fijó de antemano la densidad a una función escalón en un valor de  $N(\text{H})=3.25 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ , debido a complicaciones con la forma de delimitar los modelos, debido a que el corte resultaba por debajo de la razón de líneas en la zonas del modelo generado por CLOUDY.

Para poder determinar la temperatura se presentan complicaciones de distintas formas, la primera de ellas es que el corte realizado en el modelo nos hace perder las líneas de He II, que previamente se habían empleado para el diagnóstico entre He I 5876Å/ He II 4686Å, por otro lado, al emplear las líneas de Oxígeno en otros diagnósticos, [O III] 5007Å y [O II] 4363Å, no nos quedan recursos para poder determinarla a través de nuestro método.

Para dar solución a este problema la fijamos considerando nuestras estimaciones realizadas en los modelos donde se empleó un espectro ionizante tipo cuerpo negro, dando temperaturas de  $T_{eff} \approx 9.0 \times 10^4 - 9.7 \times 10^4 \text{ K}$ , además se compara con las propuestas en el modelo guía [2], donde es estimada la temperatura, junto con parámetros de luminosidad, masa del núcleo y  $\log g$  por tres métodos distintos; se reportan: para el método de Stoy una  $T_{eff} \approx 76\,530 \text{ K}$ , para el método de Zanstra H I una  $T_{eff} \approx 76\,260 \text{ K}$  y para el método de Zanstra con He II una  $T_{eff} \approx 90\,090 \text{ K}$ . Con base a lo anterior decidimos una  $T_{eff} \approx 95\,000 \text{ K}$  que en principio corresponde al mismo orden que la estimada a través de Zanstra para He II.

Se puede apreciar que tenemos un valor aproximado de  $T_{eff} \approx 9.5 \times 10^4 \text{ K} \pm 3 \times 10^3$ . Caemos en una región congruente con los valores obtenidos previamente con modelos tipo BB. El siguiente valor a determinar es la Luminosidad. En esta parte es importante hacer mención en el cambio de unidades en que se mide la luminosidad de la estrella, esto por conveniencia a fin de considerar dentro de la luminosidad también la densidad del medio, es por eso que tomamos como variable al parámetro de fotoionización:

$$Q(H^0) = \frac{4\pi}{3} r^3 n_H^2 \alpha_B \text{ s}^{-1}. \quad (3.6)$$

Esto es que depende del radio y la densidad de hidrógeno en la nube, que representa el flujo de fotones ionizantes emitidos por la estrella central. Tomando la luminosidad inicial propuesta en los modelos BB, obtenemos que  $Q(H) \approx 47.40$ , por lo tanto en razón de ese punto haremos variar el parámetro con el intervalo que se muestra en la Tabla 3.7. Entonces obtenemos un valor de  $Q(H) \approx 47.20$ , Fig. 3.17. Es importante mencionar que en nuestros modelos se presentó una limitación para luminosidades más bajas, ya que para  $Q(\text{H})\text{s}^{-1} < 47.0$  el corte realizado quedaba por debajo de todos los modelos.

Ya teniendo fijados la temperatura y la luminosidad, es momento de estimar el porcentaje de abundancia necesarias para lograr reproducir la razón entre [O III] 5007Å/ [O III] 4363Å. Por lo que generamos un nueva red de modelos, de donde se estima una valor de  $dZ \approx 0.16$ , Fig. 3.18.

Se hace una comparación entre los valores reportados y los fijados a través de todas nuestras variaciones de modelos en la Tabla 3.6. Donde podemos notar que la temperatura para todos los casos permanece en el mismo orden de magnitud, la luminosidad es más aproximada por parte de los modelos tipo BB sin corte y los tipo Rauch. En el caso del porcentaje de abundancia, vemos que los tipo Rauch requieren de un menor ajuste, además que la densidad la mantuvimos en ese caso igual a la reportada en el modelo guía. Por lo que nos es pertinente utilizar estos modelos como base para construir los modelos con variación de peso

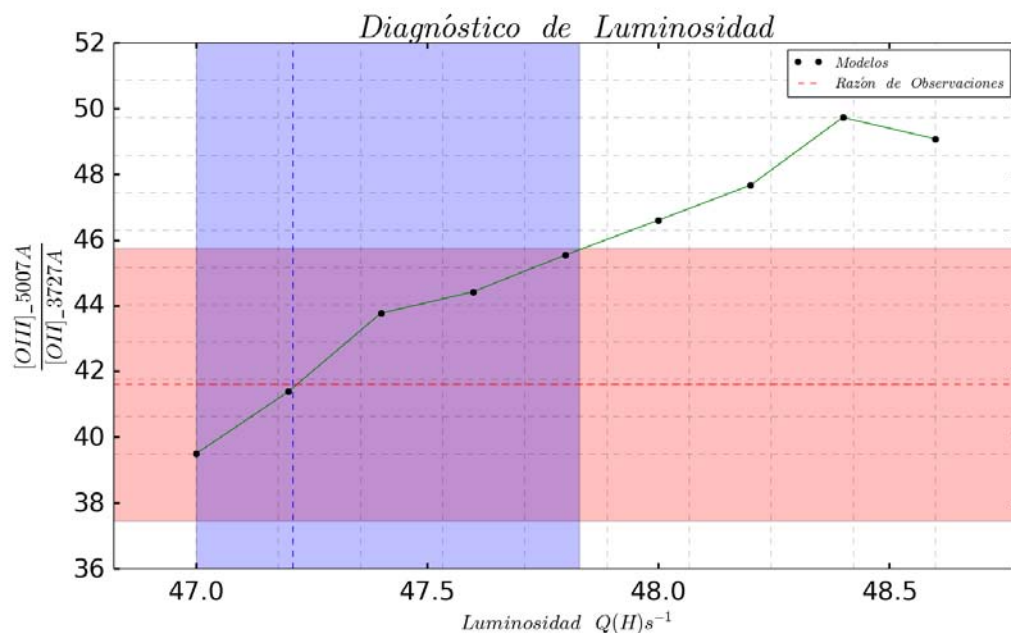


Figura 3.17: Red de modelos con los cuales se determinó el valor de la luminosidad empleando el parámetro de fotoionización. Con línea sólida roja se grafica la razón entre valores observados, con punto se muestra el valor de la razón de líneas por cada zona del modelo

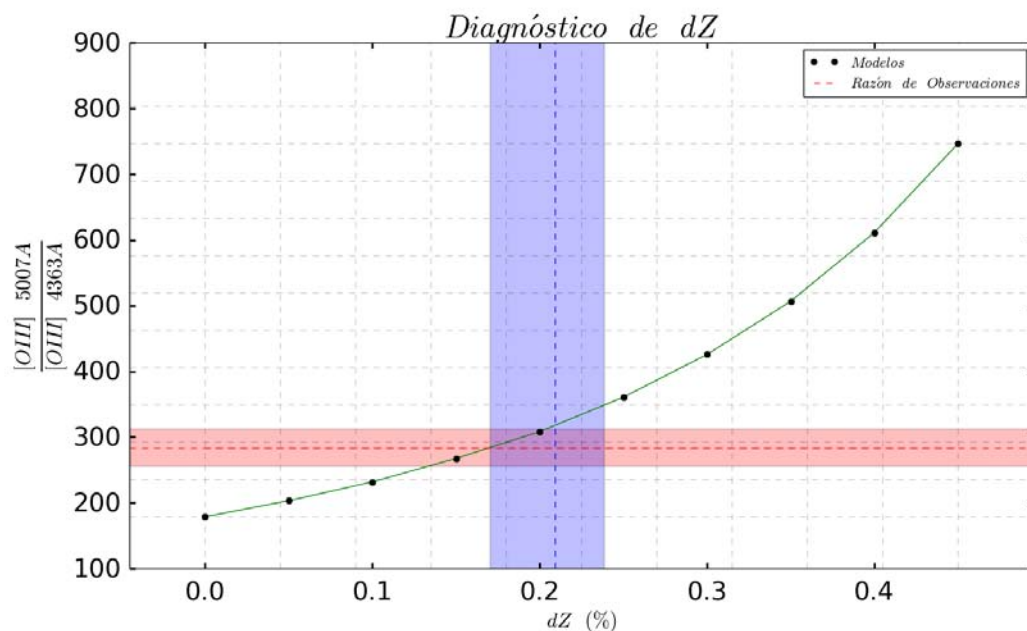


Figura 3.18: Determinación del porcentaje de abundancia adicional que se requiere en los modelos con atmósfera tipo Rauch y corte externo al radio de la NP. Con línea sólida roja se grafica la razón entre valores observados, con punto se muestra el valor de la razón de líneas por cada zona del modelo.

en intensidad de línea con la componente rica en metales, a fin de reproducir las observaciones.

Parámetro	Valor Reportado	Valor Fijado	Intervalo de Incertidumbre
Luminosidad $L_{\odot}$	47.40	47.20	$\approx 47.00 : 48.6$
Abundancia	0.0	0.1683	$\approx 0.1324 : 0.2043$

Tabla 3.8: Valores fijados a través de redes de modelos con atmósfera tipo Rauch y con corte externo en el radio de la NP, comparando con los valores reportados en el modelo guía [2]. La densidad fue fijada de antemano por lo que no se presenta en esta tabla.

Parámetro	Valor Modelo Guía	Valor Modelo BB sin corte	Valor Modelo BB con corte	Valor Modelo Rauch
Temperatura ( $K$ )	90000	97000	92902	95000
Densidad ( $10^3 \text{cm}^{-3}$ )	3.25	3.7	3.67	3.25*
Luminosidad $Q(H)s^{-1}$	47.40	47.44	47.88	47.20
Abundancia	0.0	0.22	0.208	0.1683

Tabla 3.9: Comparación entre los valores fijados en cada etapa de modelos y el reportado. \* Valor fijado sin red de modelos



## Capítulo 4

# Modelo 0 y su variación de abundancias químicas

En este capítulo nos enfocaremos a la reproducción de las intensidades de líneas haciendo uso de la suma de la componente rica en H y la rica en metales, así como sus contribuciones en ciertas líneas de emisión de esta última. Con los resultados del capítulo anterior es como se fijarán los parámetros para el Modelo 0, Tabla 3.6. Como primer paso es necesario generar modelos de las pequeñas "nubes" frías, las cuales se encuentran inmersas en la región caliente, al menos de forma teórica. Para lograr esto fue necesario crear un programa el que se encarga de dar parámetros de entrada a Cloudy para realizar simultáneamente ambas componentes del modelo final. En principio, para el caso de la *nube* se asignaron a cada parámetro los valores mencionados en [1], véase Tabla 4.1

Parámetro	Valor inicial
Atmósfera	Blackbody
$T_{eff}$	95000 K
Luminosidad Q(H)	47.00
$H_{den-c}$	$10^{3.95} \text{ cm}^{-3}$
$Radio_{n,int}$	$10^{17.19} \text{ cm}$
$Radio_{n,ext}$	$10^{17.20} \text{ cm}$

Tabla 4.1: Parámetros iniciales para componente rica en metales.

Dado que las consideraciones físicas en nuestros modelos fueron distintas a los propuestos en el artículo guía, era de esperarse que la combinación del Modelo 0 sumado a una nube sin ajustar nada, arrojara resultados un poco distantes de lo esperado. Por lo anterior fue necesario variar las abundancias químicas iniciales en ambas regiones con el fin de reproducir una cierta cantidad de líneas de emisión

### 4.1. Líneas fijas

Dado que existe una fuerte influencia por parte de las regiones a ciertas líneas específicas, se tomaron como líneas fijas a siete de todas. Se eligieron las líneas presentadas en la Tabla 4.2 ya que tienen una gran afectación por las componentes por separado, esto se debe, como ya se mencionó en el Capítulo 2 de este trabajo, a que son resultado ya sea de procesos de



recombinación o de excitación colisional, según sea el caso. El resto se dejó libres a modo de ser consecuencia directa de la variación del peso en emisión entre la región fría y la caliente.

Línea fija
He I 5876Å
C III] 1910Å
[N II] 6584Å
[O III] 4363Å
[O III] 5007Å
[Ne III] 8669Å
[S III] 6312Å
Prom. [Cl III] 5518Å + [Cl III] 5538Å

Tabla 4.2: Líneas fijas en modelos con variación de peso de Intensidad por parte de la componente fría.

Como ya se mencionó cada una de estas líneas fijas fue reproducida en la mejor medida para diferentes pesos de intensidad total. Se consiguió generar cuatro modelos con diferentes pesos de intensidad en H  $\beta$ , con el 15 %, 30 %, 45 %, 60 %, todos los anteriores en relación a la contribución que da la parte fría o *nube*.

## 4.2. Suma de Modelos

A continuación se presentan las abundancias de cada una de estas componentes así como el gráfico donde se puede visualizar las intensidades de línea observadas reproducidas por nuestros modelos, también se puede apreciar la variación del resto de las líneas según la influencia de cada componente sobre ellas.

### 4.2.1. Modelo W15

Se muestra en la Tabla 4.3 los parámetros del gas en cada una de las componentes. Así también se presenta en la Tabla 4.4 las abundancias químicas para las componentes de la NP y finalmente las intensidades de línea resultantes de sumar en intensidad las dos componentes.

Parámetro	Modelo Continuo	Modelo Nube
$n_e$ [cm <sup>-3</sup> ]	1953	8637
$T_{electrónica}$ [ K ]	8192	4735
Log U	-2.46	-2.88

Tabla 4.3: Valores de parámetros de cada una de las componentes sumadas en el modelo, se presentan con base a  $I_{nube} = 0.15 I_{tot}$

Tabla 4.4: Abundancias químicas para las dos componentes del modelo tal que  $I_{nube} = 0.15 I_{tot}$

Elemento	Valor inicial Componente continua	Valor inicial Componente rica en metales
He	-0.884	-1.210
C	-2.903	-3.152
N	-3.28	-3.323
O	-3.152	-1.756
Ne	-3.753	-3.452
Si	-4.28	-3.946
S	-4.991	-5.217
Ar	-5.405	-4.339
Fe	-3.485	-3.958
Cl	-6.653	-5.035
Mg	-4.45	-3.917

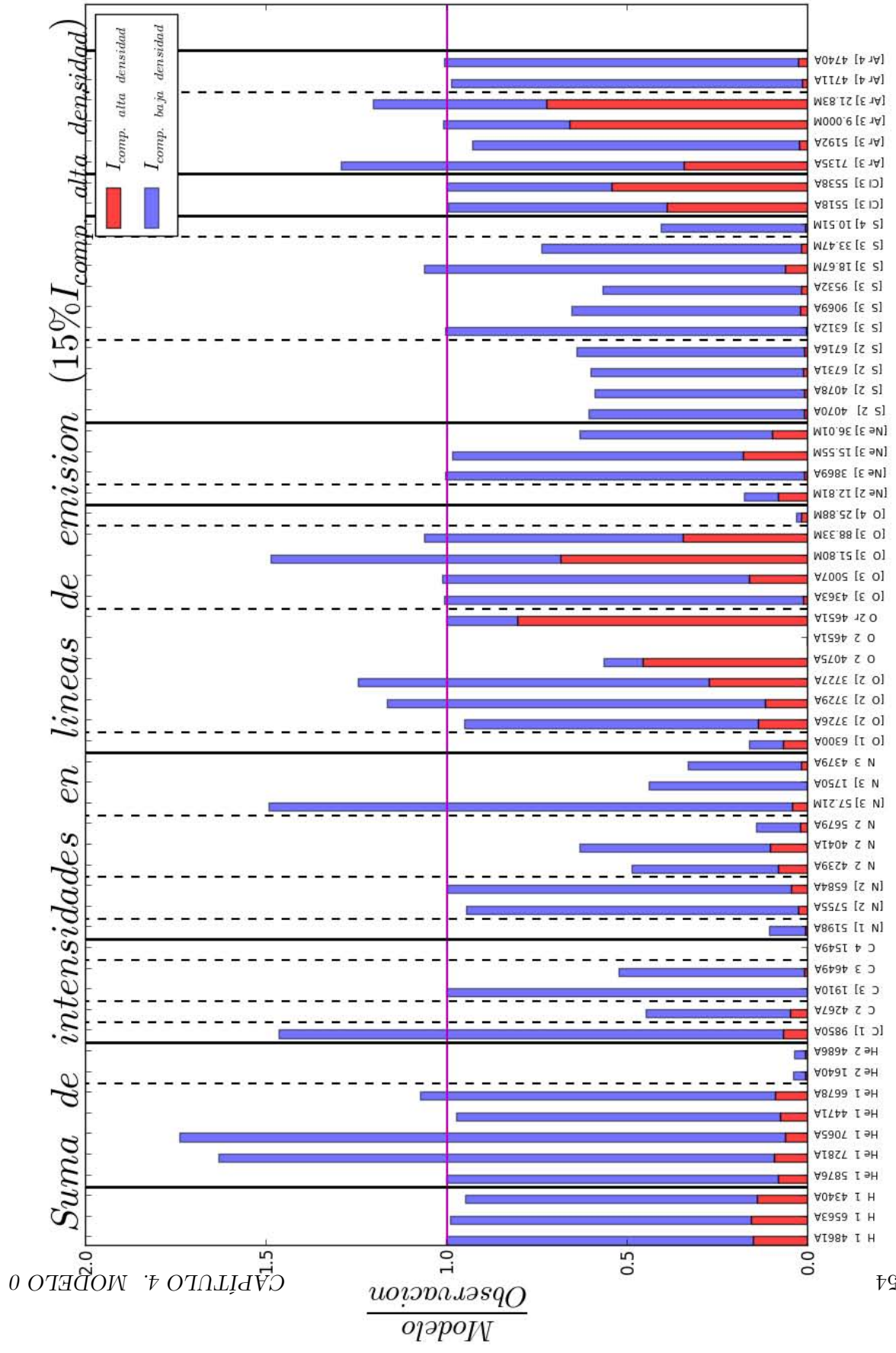


Figura 4.1: Abundancias químicas para las dos componentes del modelo tal que  $I_{nube} = 0.15\% I_{tot}$

### 4.2.2. Modelo W30

Se muestra en la Tabla 4.5 los parámetros del gas en cada una de las componentes. Así también se presenta en la Tabla 4.6 las abundancias químicas para las componentes de la NP y finalmente las intensidades de línea resultantes de sumar en intensidad las dos componentes.

Parámetro	Modelo Continuo	Modelo Nube
$n_e$ [cm <sup>-3</sup> ]	1969	8519
$T_{electrónica}$ [ K ]	8519	5313
Log U	-2.46	-2.88

Tabla 4.5: Valores de parámetros de cada una de las componentes sumadas en el modelo combinado a partir de tomar que  $I_{nube} = 0.30 I_{tot}$

Tabla 4.6: Abundancias químicas para las dos componentes del modelo tal que  $I_{nube} = 0.30 I_{tot}$

Elemento	Valor inicial Componente continua	Valor inicial Componente rica en metales
He	-0.835	-1.210
C	-3.062	-3.252
N	-3.325	-3.323
O	-3.294	-2.025
Ne	-3.804	-3.432
Si	-4.28	-3.946
S	-5.049	-4.937
Ar	-5.417	-4.639
Fe	-3.540	-3.958
Cl	-6.883	-5.565
Mg	-4.25	-3.917

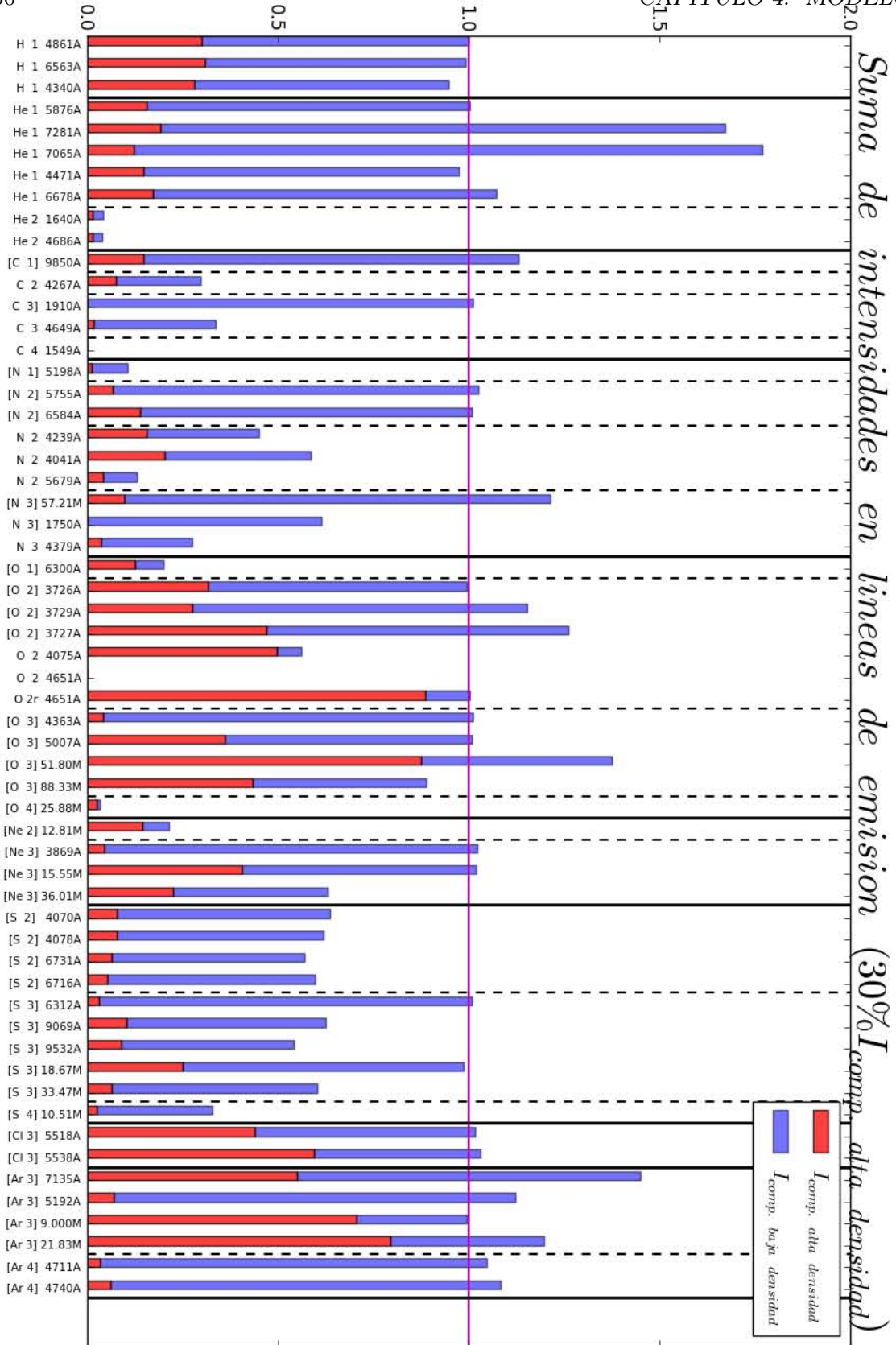


Figura 4.2: Abundancias químicas para las dos componentes del modelo tal que  $I_{nube} = 0.30\% I_{tot}$

### 4.2.3. Modelo W45

Se muestra en la Tabla 4.7 los parámetros del gas en cada una de las componentes. Así también se presenta en la Tabla 4.8 las abundancias químicas para las componentes de la NP y finalmente las intensidades de línea resultantes de sumar en intensidad las dos componentes.

Parámetro	Modelo Continuo	Modelo Nube
$n_e$ [cm <sup>-3</sup> ]	1969	8589
$T_{electrónica}$ [ K ]	9613	5656
Log U	-2.48	-2.88

Tabla 4.7: Valores de parámetros de cada una de las componentes sumadas en el modelo combinado a partir de tomar que  $I_{nube} = 0.45 I_{tot}$

Tabla 4.8: Abundancias químicas para las dos componentes del modelo tal que  $I_{nube} = 0.45 I_{tot}$

Elemento	Valor inicial Componente continua	Valor inicial Componente rica en metales
He	-0.803	-1.124
C	-3.290	-3.102
N	-3.412	-3.373
O	-3.497	-2.173
Ne	-3.912	-3.402
Si	-4.28	-3.946
S	-5.049	-4.757
Ar	-5.520	-4.769
Fe	-3.650	-3.958
Cl	-6.858	-5.957
Mg	-4.25	-3.917

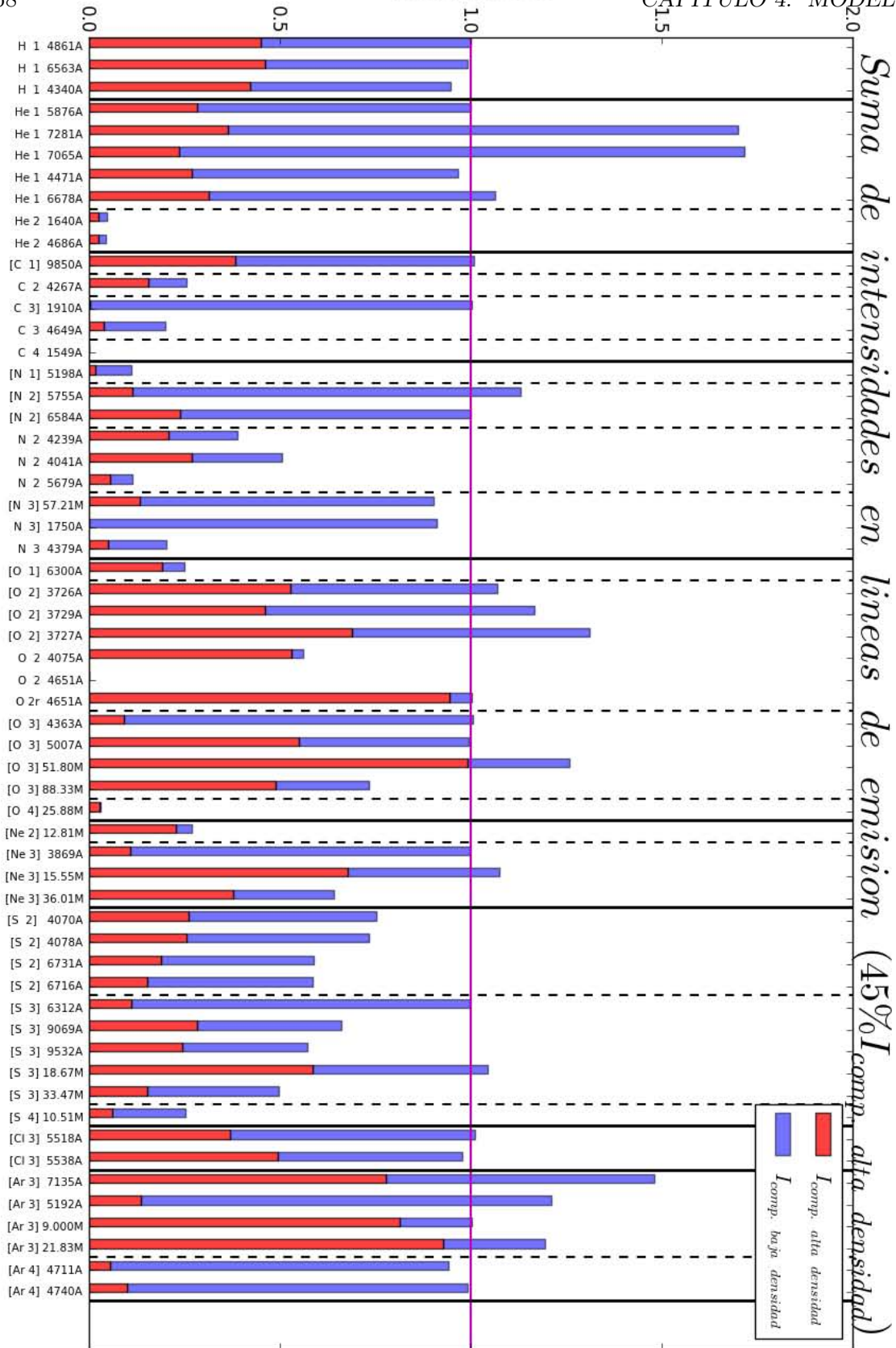


Figura 4-3: Abundancias químicas para las dos componentes del modelo tal que  $I_{nube} = 0.45\% I_{tot}$

#### 4.2.4. Modelo W60

Se muestra en la Tabla 4.9 los parámetros del gas en cada una de las componentes. Así también se presenta en la Tabla 4.10 las abundancias químicas para las componentes de la NP y finalmente las intensidades de línea resultantes de sumar en intensidad las dos componentes.

Parámetro	Modelo Continuo	Modelo Nube
$n_e$ [cm <sup>-3</sup> ]	1860	8768
$T_{electrónica}$ [ K ]	12554	5962
Log U	-2.55	-2.88

Tabla 4.9: Valores de parámetros de cada una de las componentes sumadas en el modelo combinado a partir de tomar que  $I_{nube} = 0.60 I_{tot}$

Tabla 4.10: Abundancias químicas para las dos componentes del modelo tal que  $I_{nube} = 0.60 \% I_{tot}$

Elemento	Valor inicial Componente continua	Valor inicial Componente rica en metales
He	-0.830	-1.004
C	-3.862	-2.994
N	-3.997	-3.096
O	-3.941	-2.281
Ne	-4.180	-3.462
Si	-4.280	-3.946
S	-5.464	-4.737
Ar	-5.717	-4.864
Fe	-4.650	-3.958
Cl	-6.928	-6.265
Mg	-4.25	-3.917



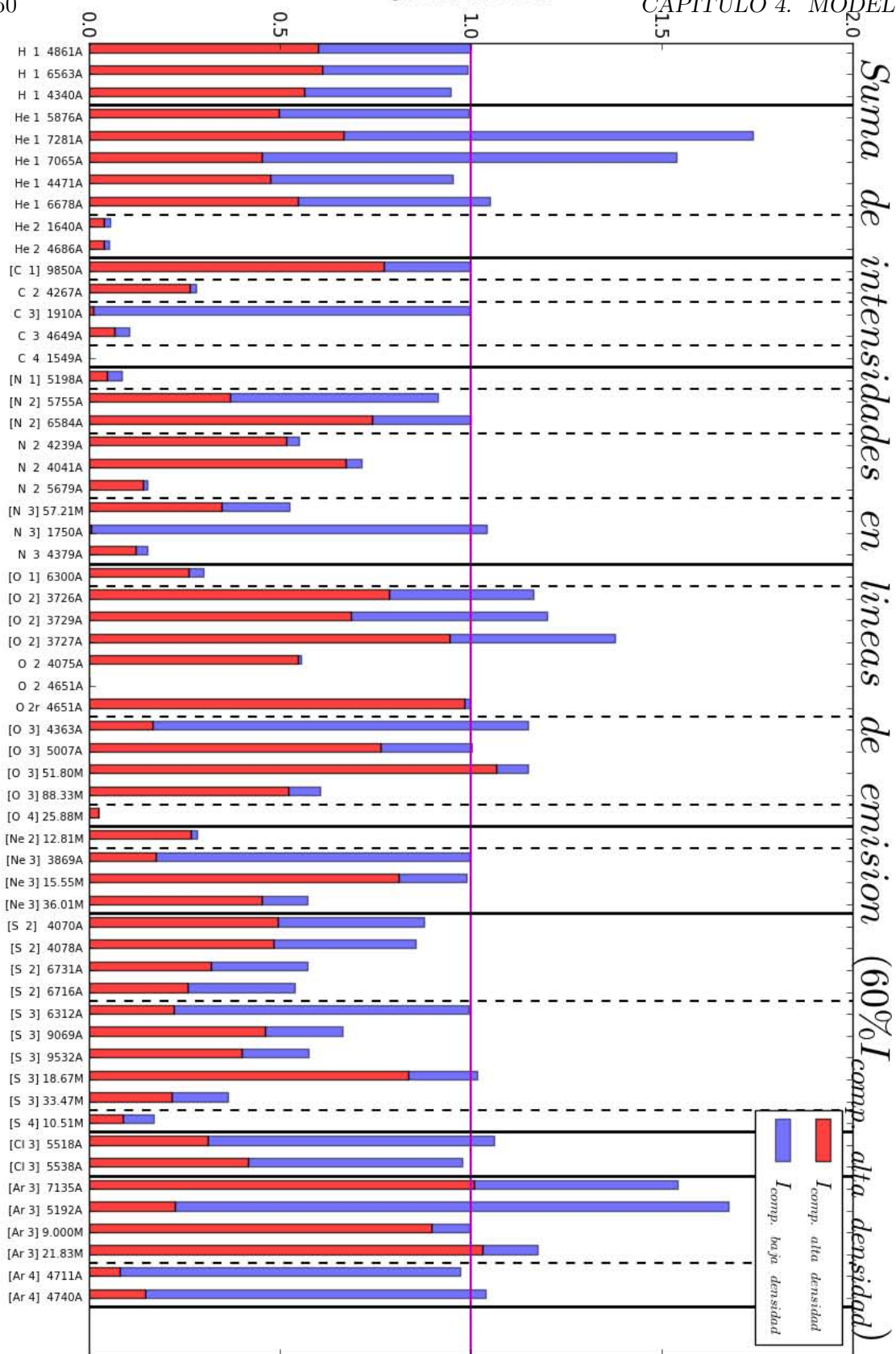


Figura 4.4: Abundancias químicas para las dos componentes del modelo tal que  $I_{nube} = 0.60 I_{tot}$

### 4.2.5. Equilibrio Hidrostático en los modelos y sus abundancias relativas

Por simplicidad de nuestros modelos, los suponemos estáticos, además que suponemos un estado con equilibrio de presiones al momento de elaborarlos. Sabemos que el las componentes que constituyen a nuestro modelo se encuentran tanto iones como electrones y ambos elementos influyen en la presión ejercida entre las componentes. Dado que las densidades son lo suficientemente bajas, es posible considerar que el gas se comporta como gas ideal, tanto para iones como para electrones, por lo tanto podemos escribir la presión como:

$$P_{gas} = nk_B T_{gas}, \quad (4.1)$$

donde  $k_B$  es la constante de Boltzmann,  $n$  y  $T_{gas}$  la densidad del gas y su temperatura respectivamente. Ahora, partiendo de la la Ecuación 4.1 podemos ver como intervienen los iones y electrones, de forma independiente, en la presión que se ejercen entre si las nubes de alta metalicidad y la componente de baja densidad. Entonces, si tomamos:

$$P_{ion} = \frac{R}{\mu_{ion}} k_B T_{gas}, \quad (4.2)$$

donde

$$R \equiv \frac{k_B}{m_h},$$

y

$$\frac{1}{\mu_{ion}} \equiv \sum_i \frac{X_i}{A_i},$$

donde  $X_i$  indica el tipo de especie, X, Y, Z que corresponden a la cantidad porcentual de hidrógeno, helio y metales respectivamente, mientras que  $A_i$  indica el número barionico de la especie. Por lo tanto podemos decir que:

$$\frac{1}{\mu_{ion}} \approx X + \frac{1}{4}Y + \frac{1-Y-X}{\langle A \rangle}.$$

De manera casi análoga sucede con la presión ejercida por parte de los electrones, es decir:

$$P_e = \frac{R}{\mu_e} \rho T,$$

donde

$$\frac{1}{\mu_e} \equiv \sum_i Z_i \frac{X_i}{A_i},$$

por lo tanto

$$\frac{1}{\mu_e} \approx X + \frac{1}{2}Y + (1 - Y - X) \left\langle \frac{Z}{A} \right\rangle.$$

Como sabemos que:

$$P_{gas} = P_{ion} + P_e,$$

tenemos finalmente que:

$$P_{gas} = \frac{R}{\mu} k_B T_{gas}, \quad (4.3)$$

de dónde

$$\frac{1}{\mu} \equiv \frac{1}{\mu_{ion}} + \frac{1}{\mu_e}.$$

Mod <sub>c</sub> ( $I_n/I_{tot}$ )	$n_e$ $\text{cm}^{-3}$	$T_0$ K	Presión $\times 10^{-9} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$
0.15	1953	8192	2.04
0.30	1960	8739	2.18
0.45	1969	9713	2.44
0.60	1860	12554	3.15

Tabla 4.11: Valores de parámetros para cálculo de presión dentro de la componente de baja densidad

Mod <sub>c</sub> ( $I_n/I_{tot}$ )	$n_e$ $\text{cm}^{-3}$	$T_0$ K	Presión $\times 10^{-9} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$
0.15	8637	4735	5.22
0.30	8519	5313	5.77
0.45	8589	5656	6.02
0.60	8768	5962	6.67

Tabla 4.12: Valores de parámetros para cálculo de presión dentro de la componente de alta densidad

De manera simple se tiene que en el caso donde la presión ejercida por parte de la componente fría a la caliente sea mayor, esto implica una reducción de su tamaño y un aumento en la temperatura del gas hasta alcanzar el equilibrio; viceversa, si la presión es menor sobre la componente caliente esta se expandirá disminuyendo su densidad, temperatura y aumentando su radio.

Por otra parte es importante podemos contar con las abundancias relativas de cada modelo, se presenta en la Tabla 4.13.

#### 4.2.6. Tiempo cómputo

Cuando se realiza algún tipo de trabajo en cómputo, un aspecto bastante importante es el tiempo en que se realiza. En muchos casos es este factor del que depende que un método computacional sea viable o no y este trabajo no es la excepción. En principio se busca un método que logre reproducir las observaciones, pero casi igual de importante lograr que el objetivo sea logrado en el menor tiempo posible, dando oportunidad de explorar los demás posibles escenarios bajo los que podría encontrarse el fenómeno.

Dado que nuestro tratamiento redujo los grados de libertad, así como la complejidad del modelo, es de esperar que los tiempos de demora para realizar un modelo sean mucho menores a los presentados en el modelo guía, en los cuales un modelo se lleva a cabo en horas, mientras que por nuestra parte en cuestión de segundos,  $t \approx 45.61$  s (v. Tablas 4.14). Esta es una de las ventajas de emplear modelos sencillos y topológicamente congruentes, los paquetes de lenguaje y el código son factores que permiten aprovechar el tiempo de cómputo para explorar el espacio de parámetros.

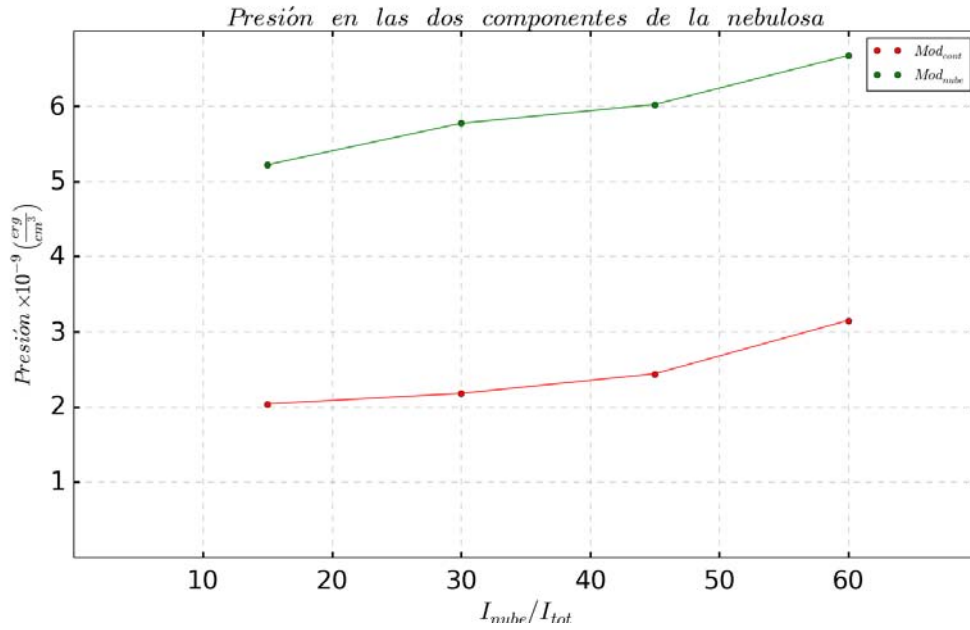


Figura 4.5: Comparación de presiones entre las componentes de la NP, se nota una falta de tendencia para llegar al equilibrio, sin embargo se está representando un caso estacionario. Los puntos de color representan la presión de cada modelo con diferente peso de intensidad.

W (%)	$n_c$ $n_n$ $\text{cm}^{-3}$	$T_c$ $T_n$ K	P $\text{erg cm}^{-2}$	$\frac{C}{H}$	$\frac{N}{H}$	$\frac{O}{H}$	$\frac{Ne}{H}$	$\frac{S}{H}$	$\frac{Cl}{H}$
15	1953	8192	2.04	9.097	8.72	8.848	8.247	7.009	5.347
	8637	4735	5.22	8.848	8.677	10.244	8.548	6.783	6.95
30	1969	8519	2.18	8.938	8.675	8.706	8.196	6.951	5.117
	8519	5313	5.77	8.748	8.677	9.975	8.568	7.063	6.435
45	1969	8589	2.44	8.71	8.588	8.503	8.088	6.951	5.142
	8589	5656	6.02	8.898	8.628	9.827	8.598	7.243	6.043
60	1860	12554	3.15	8.138	8.003	8.059	7.820	6.536	5.072
	8768	5962	6.67	9.006	8.904	9.719	8.538	7.263	5.735

Tabla 4.13: Se muestran los valores para la densidad electrónica, su temperatura y la presión para cada una de las componentes sumadas en cada modelo, así también se muestra la abundancia química de cada elemento de la forma  $12+\log(X/H)$

Tiempo promedio por modelo		
Parámetro	modelo c tiempo promedio (s)	modelo n tiempo promedio (s)
Modelos BB sin corte		
Temperatura	61.04	-
Luminosidad	55.38	-
Densidad	56.06	-
Metalicidad	55.86	-
Modelos BB con corte		
Temperatura	54.75	-
Luminosidad	60.98	-
Densidad	54.91	-
Metalicidad	57.65	-
Modelos tipo Rauch		
Luminosidad	57.91	-
Metalicidad	48.90	-
Modelos Combinados		
W15 %	28.31	13.85
W30 %	29.70	13.73
W45 %	33.37	14.21
W60 %	44.19	15.86

Tabla 4.14: Tiempos para realizar los modelos con Cloudy variando el parámetro físicos para los modelos con ambos tipos de atmósfera

## Capítulo 5

# Conclusiones

El problema de los ADF es un tema abierto desde la década de los 70's, los planteamientos para resolverlo han sido diversos, tales como fluctuaciones de temperatura ( $t^2$ ), distribución no maxweliana dentro del gas ( distribución kappa), bi-abundancias, etc. Aquí presentamos un método a partir de los planteamientos que se realizan en la teoría de bi-abundancias, enfocado en lograr reproducir las observaciones realizadas sobre la nebulosa planetaria NGC 6153. Aunque la solución al problema del ADF parece no ser única, es importante delimitar el rango de condiciones bajo los cuales cada una de las hipótesis llega a ser válida.

En nuestro trabajo presentamos un método iterativo simplificado, a fin de lograr el objetivo de reproducir las líneas observadas para NGC 6153, además de generar una forma tal que nos permita explorar de modo más amplio el espacio de parámetros involucrados en el problema.

En términos generales, emplear un método iterativo es, en cierta medida, una forma eficiente de delimitar valores para los parámetros requeridos, además que permite manipular, ajustar y fijar valores de una manera independiente. Otra ventaja de esta forma de proceder en el estudio es, que si ya se cuenta con los códigos pertinentes realizados durante la primera exploración, los ciclos de iteración pueden resultar muy sencillos.

Nuestro trabajo destaca en diferentes aspectos, el primero de ellos es el hecho de que se ha logrado reproducir en una buena medida las líneas observadas para NGC 6153 reportadas en [2]. Esto es bastante relevante en el sentido de que a pesar de tomar un conjunto de consideraciones físicas distintas, tales como una distribución de densidad constante para las componentes, tomar como parámetro libre  $Q_0$  y no la luminosidad total (esto como consecuencia de la primera consideración) y la diferencia del campo radiativo, se han obtenido resultados no del todo satisfactorios, aunque también es evidente en los resultados las repercusiones de nuestras premisas. Por otro lado, el poder encontrar un modelo que sea congruente las características físicas propuestas en el modelo guía, esto es, mientras el modelo guía plantea una situación tridimensional en donde dentro de la componente tibia yacen suspendidos los pequeños grumos de alta metalicidad, nosotros lo planteamos de forma que corresponda a un cascarón delimitado en la parte exterior de la nebulosa, haciendo de esto seguir una densidad constante en cada una de las componentes.

Aplicando nuestro método iterativo, se fijaron los valores para la Temperatura y Luminosidad de la estrella central, la densidad de hidrógeno dentro de la nebulosa en su componente tibia, así como la metalicidad de ella. Notamos que los valores obtenidos a través de nuestra propuesta yacían próximos a los presentados en el modelo guía, lo que significa que a pesar

de modificar la forma de obtener los valores llegamos a resultados bastante acertados, hecho alentador para considerar este modo de exploración en trabajos posteriores y más refinados. Sin embargo, por otro lado nos habla de un problema interesante, y es el hecho de que pueden no estar claras las condiciones físicas del fenómeno y aun así obtener resultados, por lo que esto es motivo de una mejor interpretación de los distintos procesos, razón suficiente para abordar el problema con mayor detalle en trabajos posteriores.

Dirigiendo ahora nuestra atención en los resultados obtenidos para cada una de las series de modelos, tenemos en primer lugar aquellos realizados al considerar un campo radiativo tipo cuerpo negro, notamos una estimación bastante bien aproximada a los valores del modelo guía, por lo que esto, como ya se había comentado, fue razón para poder continuar explorando por éste método las siguientes variaciones de las condiciones físicas en las que se supone puede encontrarse el objeto. La siguiente serie de modelos, en la cual consideramos una situación tal en que la materia contenida en la nebulosa no es suficiente para absorber toda la radiación emitida por la estrella central, esto es, hay fotones ionizantes provenientes de la estrella central que logran escapar de la nebulosa ("matter - bounded"). Los valores fijados para ésta serie de modelos tienen una mayor proximidad a los presentados en el modelo guía, además, un dato importante es que requirieron una metalicidad adicional menor que aquellos donde suponíamos una absorción total de los fotones.

La última serie de modelos iterados para fijar valores en los parámetros físicos es la más importante, debido esta serie de donde emanaron los valores iniciales con los que se construyó el modelo 0, modelo empleado para la adición de componentes para reproducir las líneas observadas. Ésta serie, cuya particularidad fue contar con un modelo de atmósfera estelar tipo Tomas Rauch, mostró resultados interesantes. El primero de ellos y el más notorio, fue la pérdida en el ajuste de las líneas de He II, factor importante, ya que esto nos restringió a fijar de manera *a priori* la temperatura efectiva de la estrella central ( $T_{eff} = 95kK$ ), ya que por una parte teníamos empleadas las líneas de [O III] para determinar la luminosidad, las líneas de [O II] en el corte del modelo y las líneas de He II se perdieron, por lo que no contamos con un diagnóstico de temperatura. Otro aspecto importante fue que, al igual que la temperatura, la densidad quedó fijada ( $n_H = 3.25 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ), ya que nuestros diagnósticos se veían limitados por el valor de  $Q_0$ , debido a que para valores menores que  $Q_0 < 10^{47.0} \text{ s}^{-1}$ , la condición para el corte se veía superada en todo momento, por lo que no se podía definir el límite. En ésta última serie de modelos se fijaron valores aun más próximos a los del modelo guía, sin embargo se presentaron complicaciones posteriores.

A partir de los valores fijados en la última serie, tomamos los valores para nuestro modelo 0. En esta etapa se puede visualizar de una forma mucho más notoria la consecuencia de nuestro método. Dado que conseguimos reproducir las líneas fijas presentadas en la sección anterior, las afectaciones se verá en el resto de ellas, además que contamos con cuatro modelos que de los cuales podemos encontrar tendencias de comportamiento por la afectación de que la componente fría contribuya más en la emisión de  $H_\beta$ . En nuestro primer modelo, donde la aportación en la emisión por parte de la componente fría fue del 15% notamos que existe una sobre-estimación en las líneas de He I  $\lambda$  7281A, 7065A por más del 50%, aunque, lo que también es cierto es la baja emisión dentro de las observaciones, por lo que tomando el factor de calidad empleado, entonces tenemos que puede no ser una sobre estimación dado que el rango de incertidumbre es amplio (20% y 30% respectivamente). Otra de las características, como era de esperarse dado el corte, es que la reproducción de líneas en He II y C IV 1549A quedan completamente nulas. Por otro lado, la línea de carbono [C I] 9849A presenta una sobre estimación, mientras que el resto de las líneas, salvo la fijada, tienen una sub estima-

ción. Además podemos ver que en este modelo no hay una fuerte afectación a la temperatura, debido a que la influencia de la componente fría a la línea [O III] 4363A es escasa. Por otra parte, el grupo de S queda subestimado, mientras que líneas menos intensas como las del Cl y Ar quedan bien reproducidas dentro de los márgenes de tolerancia.

Tener en cuenta dichas situaciones nos da un panorama inicial de como puede ir influyendo la contribución de emisión por parte de la componente fría. Se puede notar una variación casi nula en las líneas sobre estimadas de He I a lo largo de los diferentes modelos, mientras que en el caso de las líneas de C, [C I] 9849A tienen a reproducir la observación debido a que depende cada vez menos de la emisión de la componente tibia. Otra de las afectaciones es que la componente fría empieza a tener influencia en la temperatura, ya que la emisión de [O III] 4363A contienen cada vez más contribución por parte de dicha componente, cerca del 10%, sin embargo dado que la aportación de  $H\beta$  ya es elevada, entonces podríamos considerar que para regiones donde la componente fría suministre menor emisión de  $H\beta$ , entonces la temperatura será prácticamente determinada por la componente tibia. Un grupo que se ve afectado de mayor manera es el del S, sin embargo las estimaciones quedan inferiores a la razón observada. Salvo la línea de [S III] 9532A que queda subestimada aun con el rango de incertidumbre, el margen de tolerancia de cada línea de este grupo, en la serie de modelos con una contribución del 60%, quedan dentro del intervalo de error, dada su incertidumbre asociada del 30%. Finalmente, líneas del grupo de Cl y Ar, logran ser reproducidas en gran medida en todos los modelos. Todos estos resultados se ven ampliamente afectados por el tipo de atmósfera que se aplicó a los modelos, sin embargo nos vemos limitados en este aspecto debido a que solo este modelo atmosférico, además de cuerpo negro, es el único que se cuenta para estrellas calientes  $T_{eff} > 40kK$ , sin embargo, fue interesante en el sentido de ver que no es muy viable aplicar éste modelo a nuestro objeto de estudio, sino quizás sea más conveniente emplear la aproximación de cuerpo negro.

Lo anterior nos habla de la capacidad predictiva de nuestro método. Por una parte tenemos que líneas intensas pueden ser reproducidas y por el otro, la influencia de nuestras restricciones a las líneas restantes. Aunque no podemos hablar de un mejor modelo, sí podemos decir que el encontrar una familia de modelos capaz de reproducir las líneas intensas nos indica que el método seguido, al ser refinado, puede ser una herramienta sumamente útil a la hora de encontrar condiciones en las cuales se encuentra una nebulosa, además de que puede ser simplificado el problema de forma topológica, lo cual requeriría menos tiempo de cómputo, dejando sendas para explorar con mayor eficiencia.

Un resultado adicional obtenido fue la condición de ver la relación de equilibrio de presiones entre dichas componentes, ya que de esto puede depender el tiempo de existencia de los cúmulos de alta densidad en el medio. Encontramos que la presión de la componente fría tiene un factor 2 superior a la región tibia, valor razonable para que el cúmulo viva lo suficiente para contribuir en la emisión.

Finalmente, podemos comparar el tiempo de cómputo requerido para obtener nuestros modelos, ya que el tiempo estimado por modelo en el trabajo guía es de horas o días, mientras que para nosotros es cuestión de segundos, aunque la complejidad del modelo es baja, el resultado fue satisfactorio, la idea de este trabajo es que corresponda a una primera etapa de algo más amplio, en el cual puedan ser involucrados otros objetos para estudiar y refinar el método, aprovechando los beneficios y minimizando los inconvenientes del método para constituirlo como una buena herramienta de estudio para objetos con ADF grandes.





# Bibliografía

- [1] X.-W. Liu, P. J. Storey, M. J. Barlow, I. J. Danziger, M. Cohen, and M. Bryce, “NGC 6153: a super-metal-rich planetary nebula?,” *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, vol. 312, pp. 585–628, Mar. 2000.
- [2] H.-B. Yuan, X.-W. Liu, D. Péquignot, R. H. Rubin, B. Ercolano, and Y. Zhang, “Three-dimensional chemically homogeneous and bi-abundance photoionization models of the ‘super-metal-rich’ planetary nebula NGC 6153,” *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, vol. 411, pp. 1035–1052, Feb. 2011.
- [3] T. Rauch, “A grid of synthetic ionizing spectra for very hot compact stars from NLTE model atmospheres,” *Astron. & Astrophys.*, vol. 403, pp. 709–714, May 2003.
- [4] G. J. Ferland, R. L. Porter, P. A. M. van Hoof, R. J. R. Williams, N. P. Abel, M. L. Lykins, G. Shaw, W. J. Henney, and P. C. Stancil, “The 2013 Release of Cloudy,” vol. 49, pp. 137–163, Apr. 2013.
- [5] C. Morisset, “pyCloudy: Tools to manage astronomical Cloudy photoionization code.” Astrophysics Source Code Library, Apr. 2013.
- [6] H. D. Curtis, “The planetary nebulae,” *Publications of Lick Observatory*, vol. 13, pp. 55–74, 1918.
- [7] E. P. Hubble, “The source of luminosity in galactic nebulae,” *Astrophysical Journal*, vol. 56, pp. 400–438, Dec. 1922.
- [8] H. Zanstra, “An Application of the Quantum Theory to the Luminosity of Diffuse Nebulae,” *Astrophysical Journal*, vol. 65, p. 50, Jan. 1927.
- [9] I. Iben, Jr., J. B. Kaler, J. W. Truran, and A. Renzini, “On the evolution of those nuclei of planetary nebulae that experience a final helium shell flash,” *Astrophysical Journal*, vol. 264, pp. 605–612, Jan. 1983.
- [10] M. Peimbert and A. Peimbert, “Temperature Variations and Chemical Abundances in Planetary Nebulae,” in *Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond* (M. J. Barlow and R. H. Méndez, eds.), vol. 234 of *IAU Symposium*, pp. 227–234, 2006.
- [11] Y. Liu, X.-W. Liu, S.-G. Luo, and M. J. Barlow, “Chemical abundances of planetary nebulae from optical recombination lines - I. Observations and plasma diagnostics,” *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, vol. 353, pp. 1231–1250, Oct. 2004.
- [12] Y. Liu, X.-W. Liu, M. J. Barlow, and S.-G. Luo, “Chemical abundances of planetary nebulae from optical recombination lines - II. Abundances derived from collisionally excited lines and optical recombination lines,” *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, vol. 353, pp. 1251–1285, Oct. 2004.

- [13] S. Torres-Peimbert and M. Peimbert, “Temperature Variations and Abundance Determinations in Planetary Nebulae (invited review),” in *Planetary Nebulae: Their Evolution and Role in the Universe* (S. Kwok, M. Dopita, and R. Sutherland, eds.), vol. 209 of *IAU Symposium*, p. 363, 2003.
- [14] M. Peimbert, V. Luridiana, and S. Torres-Peimbert, “Temperature fluctuations and the chemical composition of planetary nebulae of type I,” in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series* (M. Pena and S. Kurtz, eds.), vol. 3 of *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, vol. 27, p. 295, Dec. 1995.
- [15] G. Stasińska and R. Szczerba, “The temperature structure of dusty planetary nebulae,” *Astron. & Astrophys.*, vol. 379, pp. 1024–1038, Dec. 2001.
- [16] H. W. Zhang and G. Zhao, “Chemical abundances of very metal-poor stars,” *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, vol. 364, pp. 712–724, Dec. 2005.
- [17] A. H. Compton and H. A. Bethe, “Composition of Cosmic Rays,” *Nature*, vol. 134, pp. 734–735, Nov. 1934.
- [18] M. Peimbert and A. Peimbert, “Densities, Temperatures, Pressures, and Abundances Derived from O II Recombination Lines in H II Regions and their Implications,” in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, vol. 44 of *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, vol. 27, pp. 137–137, Oct. 2014.
- [19] R. H. Rubin, “The effect of density variations on elemental abundance ratios in gaseous nebulae,” *Astrophysical Journal, Supplement*, vol. 69, pp. 897–910, Apr. 1989.
- [20] C. Morisset and L. Georgiev, “A self-consistent stellar and 3D nebular model of planetary nebula IC 418,” *Astron. & Astrophys.*, vol. 507, pp. 1517–1530, Dec. 2009.
- [21] S. R. Pottasch, J. Bernard-Salas, D. A. Beintema, and W. A. Feibelman, “Abundances of planetary nebulae NGC 40 and NGC 6153,” *Astron. & Astrophys.*, vol. 409, pp. 599–609, Oct. 2003.
- [22] D. Péquignot, X.-W. Liu, M. J. Barlow, P. J. Storey, and C. Morisset, “Bi-abundance Photoionization Models for Planetary Nebulae,” in *Planetary Nebulae: Their Evolution and Role in the Universe* (S. Kwok, M. Dopita, and R. Sutherland, eds.), vol. 209 of *IAU Symposium*, p. 347, 2003.