

00386
3
24



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTONOMA DE MEXICO

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS
DIVISION DE ESTUDIOS DE POSGRADO

CONDICIONES FISICAS EN
NEBULOSAS GASEOSAS



T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADEMICO DE
DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMIA)

P R E S E N T A
VALENTINA LURIDIANA

DIRECTOR DE TESIS: DR. MANUEL PEIMBERT SIERRA

TESIS CON
FALLA DE CIRCUN

1999



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas

Tesis Digitales

Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©

PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Índice General

Agradecimientos	1
Resumen	4
I Aspectos teóricos	7
1 Introducción	9
1.1 Conceptos generales sobre las nebulosas gaseosas	9
2 Propiedades generales de las regiones fotoionizadas	13
2.1 El equilibrio de fotoionización	13
2.2 Formación de líneas	14
2.2.1 Líneas de recombinación	15
2.2.2 Líneas colisionales	16
2.3 Diagnósticos	17
2.3.1 Determinación de la temperatura	17
2.3.2 Determinación de la densidad	18
2.4 Determinación de las abundancias químicas	18
2.4.1 Fuentes de incertidumbre en la determinación de las abundancias químicas	19
3 Las fluctuaciones de temperatura	21
3.1 Introducción	21
3.1.1 Definiciones	21
3.2 Resultados observacionales	24
3.3 Resultados teóricos	24

4	Los modelos numéricos	27
4.1	Introducción	27
4.2	CLOUDY	27
4.2.1	Espectro ionizante	28
4.2.2	Composición química	29
4.2.3	Geometría de la nube	29
4.2.4	Parámetros de salida	29
4.3	Fuentes ionizantes de los modelos	29
II	Aplicaciones al estudio de las nebulosas gaseosas	31
5	Las nebulosas planetarias	33
5.1	Propiedades generales	33
5.1.1	Las nebulosas planetarias de Tipo I	34
5.2	Determinación de abundancias en nebulosas planetarias	35
5.2.1	La abundancia de carbono	35
5.2.2	La abundancia de helio	36
6	Efectos de las fluctuaciones de temperatura en la determinación de la abundancia de carbono de las Nebulosas Planetarias de tipo I	39
6.1	Introducción	39
6.1.1	Determinación de la abundancia de carbono	39
6.1.2	El efecto de las fluctuaciones de temperatura	40
6.2	Conclusiones	42
7	Efectos de las fluctuaciones de temperatura en la determinación de la composición química de las Nebulosas Planetarias de tipo I	45
7.1	Introducción	45
7.2	Determinación de la abundancia de helio	46
7.2.1	Determinación de la temperatura en objetos con altos valores de N_e y T_e	48
7.2.2	Determinación de la temperatura en objetos con valores moderados de N_e y T_e	48
7.3	Determinación de abundancias químicas	49
7.3.1	Determinación de He^+/H^+	49
7.3.2	Determinación de abundancias de elementos pesados	49
7.4	Conclusiones	51

8 Las regiones H II	53
8.1 Propiedades generales	53
8.2 Métodos de diagnóstico	54
8.2.1 Tasa de fotones ionizantes	54
8.2.2 Condiciones físicas	55
8.3 El ancho equivalente de $H\beta$	56
8.4 El parámetro de ionización	57
8.5 Composición química	57
9 Modelos de fotoionización de NGC 2363	59
9.1 Introducción	59
9.2 Parámetros de ingreso de los modelos	60
9.3 Modelos de una sola cáscara	60
9.4 Modelos de dos cáscaras	61
9.5 Conclusiones	61
10 Modelos de fotoionización de NGC 5461	63
10.1 Introducción	63
10.2 Propiedades generales y restricciones observacionales	64
10.2.1 Tamaño de la región	64
10.2.2 $Q(H^0)$	64
10.2.3 Abundancias químicas	65
10.2.4 Intensidad de las líneas	66
10.3 Comparación entre los modelos teóricos y los datos observacionales	66
10.4 Modelos numéricos	67
10.4.1 Fuentes ionizantes	67
10.4.2 La metalicidad de NGC 5461	68
10.5 Modelos de dos cáscaras	68
10.6 Modelos con menor grado de ionización	71
10.6.1 Modelos con $M_{up} = 100 M_{\odot}$	71
10.6.2 Modelos con nube molecular	71
10.6.3 Modelos con $cf < 0$	73
10.7 Modelos con formación estelar continua	74
10.7.1 $\lambda 4686$	75
10.7.2 Edad	76
10.8 Conclusiones	77

11 Conclusiones	79
11.1 Introducción	79
11.2 La importancia de las fluctuaciones de temperatura	79
11.2.1 Nebulosas planetarias	80
11.2.2 Regiones H II	81
11.3 Límites de este trabajo	81
Bibliografía	84
A Diagrama de niveles del [O III] y del [NII]	91
B Diagrama de niveles del [S II] y del [O II]	93
C Diagrama de niveles del He I	95
D The effect of temperature fluctuations on the determination of the carbon abundance of planetary nebulae	97
D.1 Resumen	97
D.2 Abstract	98
D.3 Introduction	98
D.4 Temperatures and C^{++}/H^+ abundances	99
D.5 Possible causes for the C abundance discrepancies	101
D.5.1 Errors in the Atomic Parameters	101
D.5.2 Observational Errors	102
D.5.3 Contribution to $I(4363)$ Due to Recombination and Charge Transfer Processes	102
D.5.4 Density Fluctuations	103
D.5.5 Small Amplitude Temperature Fluctuations	104
D.5.6 Large Amplitude Temperature Variations	106
D.6 Discussion	107
D.7 Conclusions	109
D.8 References	110
E Temperature fluctuations and the chemical composition of planetary nebulae of Type I	117
E.1 Resumen	117
E.2 Abstract	118
E.3 Introduction	118

G.8 Discussion	169
G.8.1 The high metallicity scenario	169
G.8.2 Knot B	171
G.9 Conclusions	172

•

E.4	Helium lines and electron temperature	119
E.4.1	The Hu 1-2 electron temperature derived from the He I lines	120
E.4.2	$\tau(3889)$ versus T_e	121
E.5	He^+/H^+ in Type I PNe	122
E.6	The heavy elements	124
E.7	Conclusions	126
E.8	References	127
•		
F	A Photoionization Model of NGC 2363	145
F.1	Introduction	145
F.2	Dependence of the computed spectrum on physical assumptions	146
F.2.1	M_{up} and $(1+x)$	146
F.2.2	SFR	146
F.2.3	Geometry	146
F.2.4	Age	147
F.3	Results for the photoionized models	147
F.4	Discussion	148
F.5	Conclusions	149
F.6	References	149
G	Photoionization Models of NGC 2363 and their Implications for the Ionizing Star Cluster	151
G.1	Abstract	151
G.2	Introduction	152
G.3	Observational constraints	153
G.4	The comparison procedure	154
G.5	The source of the He II $\lambda 4686$ line	156
G.6	Dependence of the computed spectrum on physical assumptions	157
G.6.1	M_{up} and $(1+x)$	157
G.6.2	SF law	158
G.6.3	Gas density and filling factor	159
G.6.4	Covering factor	160
G.6.5	Ionizing source	160
G.6.6	Geometry	161
G.6.7	Age	163
G.6.8	Metallicity	164
G.7	Results for the photoionized models	167

Lista de figuras

4.1	Tamaño de CLOUDY	28
9.1	Imagen del HST de NGC 2363	62
10.1	Estructura de los modelos con nube molecular	72
A.1	Diagrama de niveles del [O III] y del [N II]	91
B.1	Diagrama de niveles del [S II] y del [O II]	93
C.1	Diagrama de niveles del He I	95
D.1	$T(\text{O}^{++})$ versus $T(\text{C}^{++})$ diagram	112
D.2	$\log N(\text{C}^{++})/N(\text{H}^+)_{T(\text{C}^{++})}$ versus $\log N(\text{C}^{++}, 1908)/N(\text{H}^+)_{T(\text{O}^{++})}$	112
D.3	$N(\text{C}^{++})/N(\text{H}^+)$ versus temperature	113
E.1	$N(\text{He}^+)/N(\text{H}^+) = y^-(\lambda)$ versus T diagram for Hu 1-2	132
E.2	$\tau(3889)$ versus T diagram for six PNe	133
E.3	$\text{Ne}^{++}/\text{O}^{++}$ versus electron density	140
E.4	$\text{Ne}^{++}/\text{O}^{++}$ versus $T(\text{C}^{++})$	141
E.5	N^+/O^+ versus $T(\text{N}^+)$	142
E.6	Ar/O versus $T(\text{C}^{++})$	143
E.7	O/H versus $T(\text{C}^{++})$	144
G.1	Line emissivities as a function of radius	184
G.2	Intensity ratios, $EW(\text{H}\beta)$, and t^2 as a function of filling factor	185
G.3	Intensity ratios, $EW(\text{H}\beta)$, and t^2 as a function of covering factor	186
G.4	Comparison among different spectra	187
G.5	Intensity ratios, $EW(\text{H}\beta)$, and t^2 as a function of the burst age	188

Índice de Tablas

8.1	Valores típicos de los principales parámetros de una región H II.	54
10.1	Abundancias químicas para el caso $t^2 = 0$	65
10.2	Datos observacionales	66
10.3	Tamaños de las rendijas	67
10.4	Modelos de dos cáscaras	70
10.5	Modelos con nube molecular	73
10.6	Modelos de dos cáscaras, con $cf < 0$	74
10.7	Modelos de dos cáscaras, con formación estelar continua y $t = 5.0$ Myr . . .	75
10.8	Modelos de dos cáscaras, con formación estelar continua y $t = 6.0$ Myr . . .	76
D.1	Temperature and (C^{++}/H^+) abundances	114
D.2	Other temperature determinations	116
E.1	He^+/H^+ Abundance ratio for Hn 1-2	130
E.2	Temperature derived from oxygen, carbon and helium lines	130
E.3	Temperatures and densities	134
E.4	He^+/H^+ Abundance ratios without corrections	135
E.5	Corrected He^+/H^+ abundance ratios and $\tau(3889)$ values	136
E.6	Helium abundances	137
E.7	Ionic abundances	138
E.8	Total abundances	139
F.1	Results	148
G.1	Observational data	174
G.2	Observed" and adopted gas abundances	175
G.3	Models with varying densities and filling factor	175
G.4	Models with different covering factors	176

G.5 Models with different ages, high metallicity	176
G.6 Models with different ages, MESF hypothesis	176
G.7 Model predictions for the MESF scenario	177
G.8 Best-fit models	178
G.9 Predicted quantities for best fit models	179

AGRADECIMIENTOS

Antes que nada quiero agradecerle a mi director de tesis, Manuel Peimbert, por haber dirigido este trabajo; por su infinita paciencia y su calma imperturbable frente a las (leves) oscilaciones de mi rumbo, mi humor, y mi ritmo de trabajo; por confiar en mí, a pesar de que en el fondo sigo sin entender los logaritmos; por haberme enseñado a creer que las soluciones se buscan, y no se inventan.

Agradezco al Instituto de Astronomía por el apoyo brindado durante mis estudios de posgrado; a DGAPA por apoyarme financieramente en la realización de este trabajo, con una beca de doctorado, y a través del proyecto IN109696; a Conacyt por apoyarme con el proyecto 400354-5-25451.

Quiero agradecer a Claus Leitherer, por mandarme los espectros ionizantes utilizados en el modelaje numérico, y por jalarme las orejas por no haber leído su artículo. A Gary Ferland, por permitirme usar CLOUDY, y resolver mis dudas en tiempo real. Al grupo de programación de IRAF, por el paquete de reducción de datos espectroscópicos. A Norbert Langer, que me apoyó con teutónica firmeza en mi primer proyecto de tesis.

A todos los sinodales de mi examen doctoral: Manuel Peimbert, Silvia Torres, José Franco, Irene Cruz-González, Michael Richer, Stan Kurtz, Luc Binette, por su confianza, por sus comentarios, y porque no siempre las dos cosas se excluyen. Agradezco especialmente a Michael Richer, por tratar de que el cisne se convirtiera en patito feo... no... al revés.

A mi comité asesor: Manuel Peimbert, Silvia Torres, Miriam Peña, Luc Binette, por haber tratado de convencerme, semestre tras semestre, que había trabajado mucho, cuando yo trataba de convencerles de lo contrario.

A Silvia, incansable exploradora de la jungla burocrática, cazadora de becas, porque sin ella todavía estaría intentando inscribirme a la maestría. A Bertha Vázquez, por guiarnos por el laberinto del posgrado. A los computólogos: Alfredo, Carmelo, Gilberto, y Liliana, porque han sabido mantener al usuario en perfectas condiciones y la red a raya. A Pepe Loco, por haberme traído involuntariamente a México, y por haberme aguantado durante mucho tiempo (¿me agradecerá él a mí?).

A mis compañeros y amigos del Instituto de Astronomía, a quienes ya estoy extrañando. A Mayrona y Paola, por entender mis nostalgias de emigrante, por las calaveritas. A Javier, por dejarme comer las notitas, y porque sin su carátula y sus agradecimientos, esta tesis se hubiera tardado mucho más (ah! su resumen también). A los tres, por Liridiana y sus

astronomers.

A Luis y Carlos, por entender que yo no ceno, y que no me gustan las tiendas; por los cometodoloquequieraporveinteydospesos; por explorar conmigo los misterios de la vida (¿por qué entubaron a la Jiménez?).

A Salvador, por tantas tapas de yogurt. A Michael, por corregirme el castellano de la tesis, y por tener las cuerdas listas (por si acaso). A Leonid y Anabel, por las carnes asadas, porque durante el embarazo cuidaron mi dieta con Lunas llenas semanales, y sí: por dejarme pagar con tarjeta.

A Sandra, por su genio de artesana, y su genio (pero el otro) de tia. A Iqui, Eva, Mauuuu, Maru, Lorenzo, Priscila, Barbara, Gerardo, Vanesa, Penelope, Lorena; a los que pasaron la prueba del broccoli, y a los que no. A Almudena, por su cariño silencioso. A los que compartieron conmigo los años de la maestría, en particular a Javier... Sandra... ¿quién más?... porque nunca los olvidaré.

A Verónica, incansable domadora de niños (incluyéndome a mi), maga de la cochinita pibil; a Alonso, porque ya no me pide que lo cargue; a Rodrigo, aunque nunca me haya pedido que lo cargue; y al Beto, por todo lo anterior.

A la familia Ballesteros: Carmen, José, Patricia y José Antonio, Silvia y Eduardo, Luis, por haber sido mi familia, por ser tantos y ruidosos.

A José Manuel, porque crecimos juntos.

A los que me han abierto caminos con corazón. A Pepe Merino, por su envidiable sencillez. A todos los del Instituto Erickson, y en particular a Jorge, maestro, amigo, y mucho más, por haberme enseñado a caer gorda y ser feliz, cariñoso, pero cercano, pero siempre disponible.

A mis amigos en Italia: a Vincenzo, Dario, Sandra, Nina, por nuestra historia común que los límites de tiempo y decencia no permiten mencionar; por los meringatos. A Giovanni, por testina a iguana.

A Carmen, por enseñarme a ser auténtica; y a Alessandro, porque cuando lo veo, salivo. A Ugo, porque somos científicas que cambiarán al mundo. A Antonella, por los cafés y los cigarros y todo lo que compartimos. A Cristina, por una carta hace muchos años.

A mi mamá, por haberme enseñado a querer al Principito, y por ser madre abnegada mucho más discretamente que yo. A mi papá, por ser él mismo, aunque nadie lo entienda. A Pietro y Rossella, porque siempre me han dado una envidia infinita; a Alice, Chiara y Benedetta, por chiquitas, bonitas, porque las extraño. A mia nonna, por mantenerme actualizada en temas astronómicos; y a Tita, por mantenerme actualizada en temas frívolos,

y por quererme como a una hija. A los que no pudieron estar: sobre todo a Umberto, por haber sido el abuelo mejor del mundo.

A Integralito, por tratar de animarme a que acabara la tesis (lástima que no lo logró).

A Miguel, por las puestas de sol; por intentar pacientemente domesticarme, por estar presente cuando lo necesito; por alegre y optimista; por haberme dado a Eva.

A Eva, por haber tenido prisa de invadir mi vida; por pelirroja y flacucha, como su mamá; por bonita y enojona, por alegre, por tierna, chiquita, patona; por su pasado de futbolista y su futuro de modelo, porque después de ella, ya nada es lo mismo.

RESUMEN

El presente trabajo se ha enfocado a determinar y entender las condiciones físicas en una variedad de objetos nebulares, prestando particular atención al problema de la determinación de las abundancias químicas. Para este fin, hemos utilizado métodos analíticos en algunos casos, y modelos numéricos de fotoionización en otros. El objetivo general del trabajo es proveer de una visión amplia de las herramientas teórico-observacionales que se utilizan para la determinación de la estructura de temperatura y densidad de las regiones fotoionizadas, poniendo en evidencia posibles fuentes de errores sistemáticos y sus consecuencias para la determinación de las abundancias químicas, y proponiendo métodos para corregirlos.

Los resultados principales de este trabajo están listados a continuación:

- (a) Se discute el problema de la discrepancia entre $T_e(C^{++})$ y $T_e(O^{++})$ en las nebulosas planetarias, y se muestra como tal discrepancia implica probablemente la presencia de fluctuaciones de temperatura. Debido a que la temperatura de O^{++} es muy afectada por fluctuaciones de temperatura, se recomienda usar la temperatura de C^{++} para determinar la abundancia de carbono.
- (b) Presentamos dos nuevos métodos para determinar la temperatura electrónica en nebulosas planetarias, basados en la medición de las intensidades de las líneas de He I. Las temperaturas que se obtienen a partir de estos métodos son menores que aquellas que se obtienen a partir de las líneas de [O III], implicando la presencia de fluctuaciones espaciales de temperatura. Despreciando las fluctuaciones de temperatura, se obtienen valores sesgados de las abundancias químicas. Determinamos las abundancias en las nebulosas planetarias de tipo I de algunos de los elementos más importantes, tomando en cuenta las fluctuaciones de temperatura.
- (c) Presentamos modelos numéricos de las dos regiones H II extragalácticas gigantes NGC 2363 y NGC 5461. Con el modelaje numérico, pretendemos acotar las características principales de las nubes ionizadas (distribución espacial del gas, estructura de ionización y de temperatura) y de los cúmulos ionizantes (función inicial de masa, historia de formación estelar, edad). En ambos casos, mostramos que con modelos numéricos calculados para el valor de metalicidad que se determina a partir de la temperatura de [O III], no es posible reproducir el espectro de emisión observado, y que para reproducir las restricciones más robustas es necesario subir la metalicidad

de los modelos por un factor de 2. Esto constituye una fuerte indicación en favor de la presencia de fluctuaciones de temperatura.

- (d) Para poder comparar los modelos numéricos con los datos observacionales, mostramos la importancia de corregir las predicciones de los modelos por el sesgo introducido por el tamaño finito de la rendija.

Parte I

Aspectos teóricos

Capítulo 1

Introducción

1.1 Conceptos generales sobre las nebulosas gaseosas

Las nebulosas gaseosas son una clase heterogénea de objetos astronómicos, constituidos por una fuente ionizante central rodeada por una nube de gas, y que se observan como objetos brillantes extendidos. Desde el punto de vista espectroscópico, la propiedad más importante que caracteriza a las nebulosas gaseosas es la presencia de un espectro de líneas de emisión. El rango de condiciones físicas en que se encuentran estos objetos permite la formación de líneas prohibidas, que en las condiciones de densidad de los laboratorios terrestres no pueden ser observadas. Además de las líneas prohibidas, el espectro contiene las líneas de recombinación de iones abundantes. Frecuentemente, el espectro de emisión está superpuesto al continuo estelar de las estrellas ionizantes.

Entre los objetos agrupados por estas características, hay mucha diversidad en cuanto a historias evolutivas, tamaños, estructuras y propiedades físicas. Esta tesis constituye un estudio de la estructura y de las propiedades físicas de dos clases particulares de nebulosas gaseosas: las nebulosas planetarias y las regiones H II.

En las nebulosas planetarias, la nube de gas es la envoltura expulsada de una estrella evolucionada de masa intermedia, que se expande en el medio interestelar con velocidades que van de ~ 20 a $\sim 850 \text{ km s}^{-1}$ (López 1999, y referencias ahí contenidas). Al mismo tiempo, la estrella central evoluciona rápidamente en el diagrama HR moviéndose hacia temperaturas efectivas cada vez mayores, a una luminosidad aproximadamente constante, con escalas de tiempo del orden de algunas decenas de miles de años. Debido a su modo de formación, las nebulosas planetarias son objetos de evolución rápida y de vida corta: el tiempo de vida de una planetaria depende de la evolución de la estrella central y de la dilución del gas expulsado en el medio interestelar, que termina llevando el brillo superficial

por debajo de los límites observables.

Cuando el proceso de expulsión es simétrico, la nebulosa tiene una simetría esférica. También son frecuentes los casos de nebulosas planetarias bipolares o asimétricas, en las cuales la distribución del gas queda determinada por los procesos de pérdida de masa de la estrella y la interacción del material expulsado con el medio interestelar. Cuando una estrella evolucionada pasa por varios episodios de expulsión, en la nebulosa planetaria se observan distintas cáscaras de gas, provenientes de distintas capas de la estrella. En estos casos, la observación de la nebulosa permite recabar información relevante para la comprensión de los procesos de evolución estelar. La determinación de las abundancias químicas en las nebulosas planetarias tiene por lo tanto una importancia primordial no sólo para el estudio de la física del medio interestelar, sino también para otras áreas de la investigación astronómica, como la evolución estelar y la evolución química de las galaxias.

Las regiones H II son nubes de gas ionizado alrededor de zonas de formación estelar reciente. Las fuentes ionizantes de las regiones H II son principalmente estrellas jóvenes y masivas. Muchas de las razones para el estudio de las propiedades físicas de las nebulosas planetarias se aplican también a las regiones H II. Sin embargo, las peculiaridades de estos objetos permiten explorar una clase distinta de problemas. En primer lugar, el estudio del espectro y la estructura de una región H II permite acotar algunas características del proceso de formación estelar, como el espectro de masa (función inicial de masa: IMF), la tasa de formación estelar (SFR), los eventos y circunstancias que determinan la aparición de un brote de formación estelar, etc. Adicionalmente, el estudio de las regiones H II permite encontrar información sobre los procesos del medio interestelar en escalas de tiempo y de espacio mucho mayores a las que se estudian en el caso de las nebulosas planetarias. Las propiedades químicas de las regiones H II también son muy distintas, ya que el gas de éstas presenta la composición química del medio interestelar en el momento presente, mientras que en las nebulosas planetarias hay excesos de helio, carbono y nitrógeno -respecto al medio interestelar del cual se forman- debido a las reacciones nucleares que ocurren durante la evolución de la estrella progenitora. También las dificultades encontradas en el estudio de las regiones H II son distintas a las que se enfrentan con las nebulosas planetarias: por ejemplo, en muchos casos las fuentes ionizantes de las nebulosas planetarias pueden ser excluidas de las observaciones por el hecho de ser puntiformes, mientras el espectro de una región H II extragaláctica generalmente contiene una contribución estelar.

En este trabajo se estudian las condiciones físicas en una variedad de objetos nebulares, utilizando métodos semiempíricos en algunos casos, y el cálculo de modelos numéricos de fotoionización en otros. La estructura de este trabajo es la siguiente: en el Capítulo 2 serán descritas brevemente las propiedades físicas generales de las regiones fotoionizadas, y las herramientas teóricas que se usan para su estudio. El Capítulo 3 resume el problema de

las fluctuaciones de temperatura, y sus consecuencias en el estudio de las características de las regiones fotoionizadas.

El Capítulo 4 describe el código de fotoionización y las fuentes ionizantes usados en el modelaje numérico.

En el Capítulo 5 se describen las principales características evolutivas de las nebulosas planetarias, y los problemas teóricos encontrados en el estudio de estos objetos.

Los dos capítulos que siguen son ejemplos de aplicaciones de un análisis semiempírico a un grupo de nebulosas planetarias galácticas. El Capítulo 6 discute sintéticamente el problema de la determinación de la abundancia de carbono en las nebulosas planetarias. En este capítulo se dan evidencias a favor de la presencia de fluctuaciones de temperatura en una muestra amplia de nebulosas planetarias. Debido a que la temperatura de [O III] es muy afectada por fluctuaciones de temperatura, se recomienda usar la temperatura de C^{++} , definida en este capítulo, para determinar la abundancia de carbono. El Apéndice D contiene más detalles sobre esta investigación.

En el Capítulo 7 se describen dos nuevos métodos para la determinación de las condiciones físicas (temperatura y densidad electrónicas) en nebulosas planetarias. Analizando una muestra de nebulosas planetarias de Tipo I, se muestra como los valores de temperatura determinados con estos métodos implican la presencia de grandes fluctuaciones de temperatura. Despreciando las fluctuaciones de temperatura, se obtienen valores sesgados de las abundancias químicas. Las abundancias de He y de los principales elementos pesados son determinadas tomando en cuenta las fluctuaciones de temperatura, y se discuten las implicaciones de los resultados para la evolución química de la vecindad solar, y los mecanismos de evolución nuclear en las estrellas. Los detalles de este trabajo están contenidos en el Apéndice E.

Las características generales de las regiones H II son discutidas en el Capítulo 8. El Capítulo 9 describe el modelaje de la región H II extragaláctica de baja metalicidad NGC 2363, y el Capítulo 10 el de la región H II extragaláctica de alta metalicidad NGC 5461. Con estos trabajos, buscamos reproducir algunas restricciones observacionales seleccionadas de las dos regiones H II, por medio de modelos numéricos de fotoionización. En ambos casos, encontramos que para reproducir las restricciones observacionales más robustas, es necesario suponer que la metalicidad de la nube es superior a la que se determina a partir de la temperatura de [O III], diferenciando de ésta por un factor de 2. Una vez más, esto constituye una fuerte indicación en favor de la presencia de fluctuaciones de temperatura. El modelaje numérico permite al mismo tiempo acotar las características principales de las nubes ionizadas (distribución espacial del gas, estructura de ionización, etc.) y de los cúmulos ionizantes (función inicial de masa, historia de formación estelar, etc.). Los Apéndices F y G describen los detalles del modelaje de NGC 2363.

El capítulo final incluye una lista de los resultados obtenidos y de los problemas todavía por resolver. Entre las conclusiones más importantes, destacamos: a) la importancia de considerar a las fluctuaciones de temperatura en la determinación de las abundancias de las nebulosas ionizadas, y b) la importancia del cálculo de modelos numéricos como herramienta para el estudio de estos objetos.

Capítulo 2

Propiedades generales de las regiones fotoionizadas

En este capítulo se describen las características principales de las regiones fotoionizadas, los mecanismos que determinan la formación de un espectro de emisión, y los métodos diagnósticos que se usan para determinar las propiedades físicas de las regiones a partir de los datos observacionales.

2.1 El equilibrio de fotoionización

En una nebulosa gaseosa el flujo de fotones ionizantes emitidos por la fuente central determina la tasa de fotoionizaciones, para condiciones dadas de densidad y abundancias químicas. En condiciones estacionarias se establece un equilibrio entre fotoionizaciones y recombinaciones, equilibrio que determina el grado de ionización en cada punto de la nebulosa. Para el caso sencillo de una nebulosa de puro hidrógeno, la ecuación de equilibrio de ionización se escribe de la siguiente forma:

$$\int_{\nu_0}^{\infty} N(H^0) \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(H^0) d\nu = N_e N_p \alpha(H^0, T), \quad (2.1)$$

donde $h\nu_0 = 13.6$ eV es la energía del umbral de fotoionización, J_{ν} es la intensidad monocromática de radiación, $a_{\nu}(H^0)$ es la sección recta de fotoionización, $N(H^0)$, N_e y N_p son las densidades de H^0 , e^- y H^+ , y $\alpha(H^0, T)$ es el coeficiente de recombinación. El lado izquierdo de la ecuación expresa la tasa de ionizaciones por unidad de volumen, y el lado derecho describe la tasa de recombinaciones por unidad de volumen.

Ionizaciones La tasa de ionizaciones depende del flujo de fotones ionizantes en el punto considerado, determinado por la forma y el flujo absoluto del espectro, y la posición del punto en la nebulosa. El flujo monocromático incidente varía como función del radio de la nebulosa, debido a los efectos de transporte y a la dilución geométrica.

La sección recta de fotoionización del hidrógeno toma su valor máximo en la frecuencia de umbral, y disminuye para frecuencias mayores, de tal manera que los fotones de frecuencia inmediatamente superior a la del umbral tienen la máxima probabilidad de absorción, y el espectro se endurece conforme aumenta la distancia de la fuente ionizante. Con cada ionización, el gas electrónico se calienta por una cantidad $h(\nu - \nu_0)$, y los electrones libres generados se termalizan rápidamente, dando lugar a una distribución maxwelliana de velocidades. Como consecuencia del endurecimiento del espectro con el radio, la temperatura electrónica tiende a crecer hacia afuera.

En el caso de las nebulosas reales, la tasa de ionizaciones depende también de la presencia de otros elementos que compiten con el hidrógeno en la absorción de fotones ionizantes, de tal manera que la estructura de ionización se puede determinar sólo resolviendo simultáneamente las ecuaciones de equilibrio para todos los iones presentes.

Si la nube de gas absorbe todos los fotones ionizantes emitidos por la fuente central, se considera como límite externo de la nebulosa ionizada el punto en el cual se acaban los fotones que ionizan el hidrógeno; este es el caso de una nebulosa acotada por radiación. Alternativamente, si la nube de gas no captura todos los fotones, y una fracción logra escaparse, la nebulosa se dice acotada por materia o por densidad.

Recombinaciones La tasa de recombinaciones depende principalmente de las densidades iónica y electrónica en el punto considerado. Para el caso del hidrógeno, $N_e \approx N_p$, y la tasa de recombinaciones es aproximadamente proporcional al cuadrado de la densidad. Los eventos de recombinación dan lugar a iones excitados. La cascada hacia el estado base produce el espectro de recombinación del ion recombinado.

En el caso idealizado de una nebulosa de densidad constante, el grado de ionización disminuye hacia afuera porque la tasa de ionizaciones disminuye más rápidamente que la tasa de recombinaciones.

2.2 Formación de líneas

La interacción de la radiación ionizante con el gas de una nebulosa gaseosa da origen a un espectro de líneas de emisión, cuyas características dependen, entre otros factores, de la distribución en frecuencia de la radiación ionizante, la distribución geométrica del gas, y su composición química. Estos factores determinan también el tipo de equilibrio que

se establece en el gas, así como la estructura de temperatura y el grado de ionización del mismo.

Se pueden clasificar las líneas observadas en el espectro de una nebulosa gaseosa en dos categorías fundamentales: las líneas de recombinación y las líneas excitadas colisionalmente.

2.2.1 Líneas de recombinación

Las líneas de recombinación se forman en la cascada de un electrón recombinante hacia el estado base. La emisividad de una línea de recombinación depende de la energía de la transición, y del producto entre la densidad electrónica y la densidad de los iones que recombinándose dan origen a la línea. La emisividad en la transición $(nL) \rightarrow (n'L')$ originada por la recombinación $X^{p+1} + e^- \rightarrow X^p$ está dada entonces por la expresión:

$$\begin{aligned} j_\lambda &= j_{nn'} = \\ &= \frac{h\nu_{nn'}}{4\pi} N(X^{p+1}) N_e \alpha_{nL,n'L'}^{eff} \end{aligned} \quad (2.2)$$

(Osterbrock 1989). El coeficiente de recombinación efectiva, $\alpha_{nL,n'L'}^{eff}$, expresa la probabilidad que en la cascada el electrón pase por la transición del nivel atómico (nL) al nivel $(n'L')$ entre todos los caminos posibles. La emisividad de cada línea se puede expresar también en función de las probabilidades de transición $A_{nL,n'L'}$:

$$j_\lambda = \frac{h\nu_{nn'}}{4\pi} \sum_{L=0}^{n-1} \sum_{L'=L\pm 1} N_{nL} A_{nL,n'L'}. \quad (2.3)$$

En equilibrio termodinámico, la población en los distintos niveles N_{nL} queda determinada por la ecuación de Boltzmann, y las emisividades se pueden calcular de forma sencilla. En un caso más general, hay que considerar las desviaciones de las poblaciones de equilibrio, que se pueden obtener solo resolviendo una matriz de cascada que permite determinar simultáneamente las poblaciones en todos los niveles. Debido a las densidades bajas que caracterizan a las nebulosas gaseosas, la población de la mayoría de los niveles atómicos de interés está fuera de equilibrio.

Integrando la ecuación 2.3 sobre todo el volumen de la nebulosa, para obtener la intensidad total emitida en la línea considerada, se supone implícitamente que todos los fotones emitidos en la cascada hacia el estado base se escapan de la nebulosa. Esta hipótesis es llamada Caso A, y describe nebulosas poco masivas, ópticamente delgadas. La aproximación opuesta, de nebulosas ópticamente gruesas en las líneas resonantes del hidrógeno, corresponde al Caso B. El Caso B supone que todos los fotones de la serie de Lyman ($n' = 1$)

son reabsorbidos por algún otro átomo en las cercanías inmediatas del punto de emisión, y se pueden por lo tanto omitir de las ecuaciones de balance radiativo. Los valores de j_λ se encuentran tabulados para distintos valores de densidad y temperatura. El coeficiente de recombinación efectiva $\alpha_{nL,n'L'}^{eff}$ depende de la temperatura aproximadamente como $T^{-\alpha}$, con $\alpha \lesssim 1$. Esta dependencia se debe a que la sección recta por absorción de un electrón libre es proporcional al inverso de la velocidad, y a que la distribución de las velocidades electrónicas es maxwelliana.

2.2.2 Líneas colisionales

Las líneas excitadas colisionalmente se forman por decaimiento radiativo de niveles excitados por colisiones entre los iones y los electrones. La posibilidad de excitar colisionalmente una transición depende de como compara la energía del nivel excitado con la energía promedio de los electrones, cuyas velocidades están distribuidas maxwellianamente.

La sección recta para la excitación colisional del nivel n del ion X^p para electrones de velocidad v está descrita por la siguiente expresión:

$$\sigma_{0n}(v) = \frac{h^2}{4\pi m^2 v^2} \frac{\Omega(0, n; v)}{g_0} \quad (v > \sqrt{\frac{2\chi}{m}}) \quad (2.4)$$

donde m y v son la masa y la velocidad del electrón, g_0 y χ son el peso estadístico y la energía de excitación del nivel n , y $\Omega(0, n; v)$ es la fuerza de colisión para la transición considerada, que es una función suave de v lejos de las resonancias. La tasa de excitaciones colisionales por unidad de volumen del nivel 0 al nivel n se obtiene integrando la sección recta sobre toda la distribución de velocidades, y multiplicando por las densidades iónica y electrónica:

$$\begin{aligned} N_e N(X_0^p) q_{0n} &= N_e N(X_0^p) \int_0^\infty v \sigma_{0n}(v) f(v) dv = \\ &= N_e N(X_0^p) \frac{8.629 \times 10^{-6}}{T^{1/2}} \frac{\Omega(0, n)}{g_0} e^{-\chi/KT}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

donde $N(X_0^p)$ indica la densidad del ion X^p en el estado base.

El proceso inverso son las desexcitaciones colisionales, cuya tasa es dada por la expresión:

$$N_e N(X_n^p) q_{n0} = N_e N(X_n^p) q_{0n} \frac{g_0}{g_n} e^{\chi/KT} \quad (2.6)$$

Para calcular la emisividad de una línea excitada colisionalmente hay que tomar en cuenta todos los procesos que excitan (excitaciones colisionales) y desexcitan (desexcitaciones

colisionales y radiativas) el nivel. Aproximando el átomo con un sistema de dos niveles, en condiciones de equilibrio se obtiene la ecuación

$$N_e N(X_0^p) q_{0n} = N_e N(X_n^p) q_{n0} + N(X_n^p) A_{n0}, \quad (2.7)$$

que se puede reescribir en términos del cociente de poblaciones:

$$\frac{N(X_n^p)}{N(X_0^p)} = \frac{q_{0n}}{q_{n0}} \left[1 + \frac{A_{n0}}{N_e q_{n0}} \right]^{-1}. \quad (2.8)$$

Cuando $N_e \rightarrow \infty$, los procesos colisionales dominan y se establece una distribución de Boltzmann:

$$\frac{N(X_n^p)}{N(X_0^p)} = \frac{q_{0n}}{q_{n0}} = \frac{g_n}{g_0} e^{-\chi/KT}. \quad (2.9)$$

Para $N_e \rightarrow 0$, las desexcitaciones radiativas dominan sobre las colisionales, y cada excitación colisional es seguida por la emisión de un fotón. La densidad $N_e = A_{k0}/q_{k0}$ para la cual el segundo término en paréntesis se hace 1, y la tasa de desexcitaciones colisionales iguala la tasa de decaimientos radiativos, es llamada densidad crítica para la transición considerada.

2.3 Diagnósticos

Las intensidades observadas de las líneas pueden utilizarse para determinar las condiciones físicas del gas. Dado que las emisividades dependen de la temperatura y la densidad, en principio todos los cocientes de líneas son función de las dos variables. Sin embargo, un cociente de líneas cuya dependencia con la densidad o la temperatura es parecida, va a depender muy poco de esa variable, permitiendo determinar la otra. En las secciones siguientes serán descritos algunos de los métodos, basados en este principio, más comúnmente utilizados para determinar la temperatura y la densidad de las regiones fotoionizadas.

2.3.1 Determinación de la temperatura

Uno de los métodos más utilizados para determinar la temperatura electrónica de una región fotoionizada utiliza el cociente $\left(I(\lambda 4959) + I(\lambda 5007) \right) / I(\lambda 4363)$. Estas líneas se forman por excitación colisional del [O III] (ver diagrama de niveles del [O III], Apéndice A). En el límite de baja densidad, cada excitación colisional es seguida por la emisión de un fotón, y el cociente de las intensidades está dado por:

$$\frac{I(\lambda 4959) + I(\lambda 5007)}{I(\lambda 4363)} = \frac{\nu_1 \Omega(0, {}^1D_2)}{\nu_2 \Omega(0, {}^1S_0)} \frac{A_{1S_0, {}^1D_2} + A_{1S_0, {}^3P}}{A_{1S_0, {}^1D_2}} e^{-\Delta\chi/KT} =$$

$$\approx \frac{7.73 \exp[(3.20 \times 10^4)/T]}{1 + 4.5 \times 10^{-4}(N_e/T^{1/2})}. \quad (2.10)$$

Gracias a la diferencia entre la energía de excitación de los niveles 1D_2 y 1S_0 , y a las bajas densidades que se encuentran en las regiones H II y nebulosas planetarias típicas, este cociente es muy sensible a la temperatura y permite su determinación, sin necesidad de conocer la densidad con mucha precisión.

Otro método empírico para determinar la temperatura utiliza el cociente entre la intensidad de una línea de recombinación y la intensidad del continuo de recombinación; por ejemplo, se puede usar el cociente entre la intensidad del salto de Balmer, $I(\lambda 3646-) - I(\lambda 3646+)$, que depende de $\sim T^{-3/2}$, e $I(H\beta)$, que depende de $\sim T^{-0.91}$. A esta temperatura se le llama temperatura de Balmer y se indica generalmente con $T(Ba_c)$. Análogamente, la temperatura de Paschen es la temperatura que se obtiene del cociente entre el salto de Paschen e $I(H\beta)$.

En general se prefiere medir la temperatura con líneas excitadas colisionalmente, porque éstas líneas son mucho más sensibles a la temperatura que las líneas de recombinación.

2.3.2 Determinación de la densidad

La densidad electrónica de una región fotoionizada puede ser determinada a partir del cociente de intensidad de dos líneas de un mismo ion, emitidas de dos niveles distintos con energía de excitación parecida. Los cocientes que más se usan son $[O II] I(\lambda 3729)/I(\lambda 3726)$ y $[S II] I(\lambda 6731)/I(\lambda 6716)$ (Apéndice B). Las poblaciones relativas de los dos niveles dependen del rango de densidades considerado. Para densidades inferiores a la densidad crítica, las desexcitaciones colisionales son despreciables y el cociente entre las intensidades es el cociente de los pesos estadísticos, ya que los dos niveles tienen la misma energía de excitación. A densidades muy altas, las poblaciones de los niveles están distribuidas de acuerdo a la ecuación de Boltzmann, y las emisividades dependen del producto entre la población del nivel y el coeficiente de decaimiento $A_{nL, n'L'}$. Para densidades intermedias, se da una transición monotonica entre los dos regimenes, de tal manera que en este rango de densidades el cociente de líneas observado puede ser usado para determinar la densidad de la región emisora. Para densidades muy altas o muy bajas, la medición del cociente otorga sólo límites inferiores o superiores, respectivamente, al valor de la densidad.

2.4 Determinación de las abundancias químicas

Las abundancias químicas pueden determinarse con modelos numéricos o métodos empíricos. Esquemáticamente, los métodos empíricos se basan en la idea siguiente: las intensida-

des de las líneas de cualquier ion dependen de manera conocida de la abundancia del ion y de las condiciones físicas del gas. La medición de los cocientes de intensidad respecto a $H\beta$, junto con la determinación de las condiciones físicas, permiten entonces determinar la abundancia del ion emisor respecto a H^+ . Para una línea de recombinación:

$$\begin{aligned} \frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} &= \frac{\int_V j(\lambda) dV}{\int_V j(H\beta) dV} = \\ &= \frac{4861 \int_V N_e N(X^{p+1}) \alpha^{eff}(\lambda, T_e) dV}{\lambda \int_V N_e N(H^+) \alpha^{eff}(H\beta, T_e) dV} = \\ &= \frac{4861}{\lambda} \frac{N(X^{p+1})}{N(H^+)} \frac{\bar{\alpha}^{eff}(\lambda, T_e)}{\bar{\alpha}^{eff}(H\beta, T_e)}, \end{aligned} \quad (2.11)$$

donde se están suponiendo las densidades constantes en el volumen considerado, y se consideran valores promedio de los coeficientes de recombinación. Bajo estas suposiciones, el cociente entre la abundancia del ion X^{p+1} y la de H^+ se puede aproximar con la expresión:

$$\frac{N(X^{p+1})}{N(H^+)} \simeq \frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} \frac{\bar{\alpha}^{eff}(H\beta, T_e)}{\bar{\alpha}^{eff}(\lambda, T_e)} \frac{\lambda}{4861}, \quad (2.12)$$

Análogamente, para una línea colisional:

$$\frac{N(X^{p+1})}{N(H^+)} \simeq \frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} \frac{\bar{j}(H\beta)}{\bar{j}(\lambda)}, \quad (2.13)$$

donde el cálculo de las emisividades requiere tomar en cuenta todos los procesos que intervienen en poblar y despoblar el nivel.

Si todos los estadios de ionización de un elemento dan lugar a líneas observables, la abundancia del elemento se obtiene simplemente sumando las abundancias de los distintos iones. En caso contrario, es necesario hacer hipótesis acerca de la distribución del elemento en sus distintos grados de ionización, multiplicando las abundancias de los iones observados por oportunos factores de corrección.

2.4.1 Fuentes de incertidumbre en la determinación de las abundancias químicas

Intensidad de las líneas

El error en la determinación de la intensidad de las líneas repercute en un error en las abundancias. Para las líneas más brillantes, los errores típicos son del orden del 3%. El error porcentual es más alto para las líneas débiles.

Factores de corrección

Los factores de corrección se basan en estimaciones de la estructura de ionización de la región. Estas estimaciones pueden basarse en modelos numéricos o en observaciones directas de otras regiones, para las cuales se disponga de datos más detallados.

Condiciones físicas del gas nebular

Errores en la determinación de la densidad y la temperatura del gas pueden causar errores en la determinación de las abundancias químicas. Este tipo de errores puede deberse a incertidumbres en los parámetros atómicos, y a escasa sensibilidad o mala calibración del método de diagnóstico usado, como se ilustrará en los párrafos siguientes.

Temperatura Este tipo de errores afecta sobre todo a las abundancias determinadas por medio de líneas excitadas colisionalmente. Dado que todas las líneas de recombinación tienen aproximadamente la misma dependencia con la temperatura, los cocientes respecto a $H\beta$ dependen de la temperatura sólo de manera muy débil. En cambio, las líneas colisionales dependen exponencialmente de la temperatura, de manera tal que los errores en T_e se amplifican en las abundancias.

Densidad En la mayoría de los casos, los errores en la densidad no afectan a la determinación de abundancias cuando se usan líneas de recombinación. En el caso de las abundancias determinadas a partir de líneas excitadas colisionalmente, los errores en la densidad pueden afectar sólo en proximidad de la densidad crítica para desexcitaciones colisionales. Subestimar o sobreestimar la densidad en este rango, lleva a subestimar o sobreestimar la importancia de las desexcitaciones colisionales, alterando la determinación de abundancias. En regiones H II normalmente las desexcitaciones colisionales no son muy importantes, debido a los valores bajos de la densidad nebular.

Capítulo 3

Las fluctuaciones de temperatura

3.1 Introducción

A lo largo del Capítulo 2, hemos hablado de la temperatura electrónica T_e suponiendo implícitamente que se pueda definir un valor de T_e representativo de toda la región, o, de manera equivalente, que la temperatura sea constante en la región. En este capítulo serán descritas algunas de las consecuencias teóricas que derivan de abandonar esta hipótesis.

Hay muchas razones para suponer inhomogeneidades en la estructura de temperatura de una región fotoionizada. Aún en el caso más sencillo de una región estática, esféricamente simétrica, con densidad constante y abundancias homogéneas, la temperatura muestra variaciones radiales alrededor de un valor promedio, originadas por el endurecimiento del campo de radiación a lo largo del radio, y por el agotamiento de los fotones ionizantes en las fronteras externas de la región. En una nebulosa real, existen muchas más causas de inhomogeneidades: asimetrías y/o no estacionariedad en el campo de radiación, inhomogeneidades químicas, fluctuaciones de densidad, deposición de energía mecánica causada por vientos estelares o explosiones de supernova, para mencionar sólo algunas. En todos estos casos, es de esperarse que la temperatura electrónica sufra fluctuaciones espaciales alrededor de un valor promedio. En las secciones siguientes veremos qué consecuencias tienen las fluctuaciones sobre los diagnósticos efectuados con las líneas de emisión.

3.1.1 Definiciones

Definimos la temperatura promedio de una región por medio de la siguiente expresión:

$$T_0 = \frac{\int_V N_e N_i T_e dV}{\int_V N_e N_i dV}. \quad (3.1)$$

i.e. la temperatura electrónica pesada en todo el volumen de la región por el producto entre las densidades iónica y electrónica. Esta medida depende de la distribución espacial del ion considerado.

Análogamente, se puede definir una temperatura cuadrática media en la región con la expresión:

$$\langle T_e^2 \rangle = \frac{\int_V N_e N_i T_e^2 dV}{\int_V N_e N_i dV}, \quad (3.2)$$

Las fluctuaciones de temperatura se miden con el parámetro adimensional t^2 , definido por la expresión:

$$\begin{aligned} t^2 &= \frac{\langle T_e^2 \rangle - T_0^2}{T_0^2} = \\ &= \frac{\int_V N_e N_i (T_e^2 - T_0^2) dV}{T_0^2 \int_V N_e N_i dV} = \\ &= \frac{\int_V N_e N_i (T_e - T_0)^2 dV}{T_0^2 \int_V N_e N_i dV}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

(Peimbert 1967).

Idealmente, para determinar t^2 observacionalmente, habría que conocer el valor de T_e en todo el volumen de la región. En la práctica, t^2 se puede estimar de manera aproximada a partir de mediciones de cocientes de líneas.

En el límite de baja densidad, el flujo total recibido en una línea excitada colisionalmente es:

$$\begin{aligned} I_C(\lambda) &= \int_V j_\lambda dV = \\ &\propto \frac{h\nu}{4\pi} \int_V N_e N(X_0^p) \frac{\Omega(0, n)}{g_0} \frac{e^{-X/KT}}{T^{1/2}} dV, \end{aligned} \quad (3.4)$$

mientras el flujo en una línea de recombinación es:

$$\begin{aligned} I_R(\lambda) &= \int_V j_\lambda dV = \\ &\propto \frac{h\nu}{4\pi} \int_V N_e N(X^{p+1}) T_e^{-\alpha} dV, \quad (\alpha \lesssim 1). \end{aligned} \quad (3.5)$$

Estas ecuaciones muestran como la intensidad de una línea de emisión pesa de distintas maneras las distintas regiones de una nebulosa fotoionizada, según el mecanismo de formación de la línea. En particular, las líneas colisionales se forman preferentemente en las

regiones más calientes, y las líneas de recombinación en las regiones más frías. Para expresar este efecto cuantitativamente, supongamos que la temperatura es derivada a partir de una línea cuya emisividad depende de la temperatura misma como T^β . La intensidad recibida de toda la región será proporcional al valor de $\langle T^\beta \rangle$:

$$\langle T^\beta \rangle = \frac{\int_V N_e N_i T_e^\beta dV}{\int_V N_e N_i dV}. \quad (3.6)$$

Si las fluctuaciones son pequeñas, esta expresión puede ser desarrollada en serie de Taylor alrededor del valor promedio:

$$\langle T^\beta \rangle \simeq T_0 \left(1 + \frac{\beta(\beta-1)}{2} t^2 \right), \quad (3.7)$$

donde $t^2 \ll 1$ y $\beta \neq 0$. En base a estas expresiones se puede definir una temperatura $\langle T_\beta \rangle$, con la expresión siguiente:

$$\begin{aligned} \langle T_\beta \rangle &\equiv \langle T^\beta \rangle^{1/\beta} \simeq \\ &\simeq T_0 \left(1 + \frac{\beta-1}{2} t^2 \right). \end{aligned} \quad (3.8)$$

Análogamente, se puede definir una temperatura $\langle T_{\beta_1, \beta_2} \rangle$, a partir del cociente de dos líneas de recombinación, con la expresión siguiente:

$$\begin{aligned} \langle T_{\beta_1, \beta_2} \rangle &\equiv \left(\frac{\langle T^{\beta_1} \rangle}{\langle T^{\beta_2} \rangle} \right)^{1/(\beta_1 - \beta_2)} \simeq \\ &\simeq T_0 \left(1 + \frac{\beta_1 + \beta_2 - 1}{2} t^2 \right). \end{aligned} \quad (3.9)$$

Para las líneas de recombinación, $-1 \lesssim \beta \lesssim -0.5$, y $\langle T_{\beta_1, \beta_2} \rangle < T_0$.

En el caso de derivar la temperatura de un cociente de líneas prohibidas, la dependencia con la temperatura contiene un término exponencial. Desarrollando en serie se obtiene:

$$\langle T_{(\lambda_1/\lambda_2)} \rangle \simeq T_0 \left[1 + \left(\frac{\chi_1 + \chi_2}{kT_0} - 3 \right) \frac{t^2}{2} \right], \quad (3.10)$$

donde χ_1 y χ_2 son las energías de excitación de las dos líneas. Para el caso del cociente entre $I(\lambda 5007)$ y $I(\lambda 4363)$, frecuentemente usado para la determinación de la temperatura, se obtiene:

$$\langle T_{(\lambda 4363/\lambda 5007)} \rangle \simeq T_0 \left[1 + \left(\frac{90.800}{T_0} - 3 \right) \frac{t^2}{2} \right], \quad (3.11)$$

que arroja un valor de la temperatura superior a la temperatura promedio de la región, para todo los valores de T_0 típicos de las regiones H II y de las nebulosas planetarias.

3.2 Resultados observacionales

Las determinaciones observacionales de t^2 dan en promedio valores más altos de los predichos por los modelos de fotoionización. Peimbert (1971) encontró un valor promedio de $\langle t^2 \rangle = 0.053$ en una muestra de tres nebulosas planetarias, comparando $T_e(Bac)$ con $T_e(4363/5007)$. Liu & Danziger (1993) encontraron un valor representativo $\langle t^2 \rangle = 0.03$ para la mayoría de los objetos en una muestra de 14 nebulosas planetarias. Dinerstein, Lester & Werner (1985), comparando observaciones en el lejano infrarrojo y en el óptico, encontraron $\langle t^2 \rangle = 0.04$ para una muestra de seis planetarias.

En regiones H II galácticas, las determinaciones observacionales de t^2 han dado valores entre 0.02 y 0.06. Con distintos métodos, se ha encontrado $0.024 \leq \langle t^2 \rangle \leq 0.055$ para la nebulosa de Orión (Peimbert 1967; Peimbert & Torres-Peimbert 1977; Simpson 1973; Walter, Dufour, & Hester 1992; Peimbert, Storey, & Torres-Peimbert 1993; Esteban, Peimbert, Torres-Peimbert, S., & Escalante 1995). En M8 se han encontrado valores de $t^2 = 0.034$ (Sánchez & Peimbert 1991) y 0.046 (Peimbert, Torres-Peimbert, & Dufour 1993). En M17 se han encontrado valores de $t^2 = 0.041$ (Peimbert, Torres-Peimbert, & Ruiz 1992) y 0.037 (Peimbert, Storey, & Torres-Peimbert 1993).

González-Delgado et al. (1994) encuentran valores de $t^2 = 0.064$ y 0.098 en dos distintas zonas de la región H II extragaláctica NGC 2363.

Una discusión de las implicaciones de los valores altos de t^2 puede encontrarse en Peimbert (1995).

3.3 Resultados teóricos

Según Ferland (1996), la razón teórica que impide aceptar la presencia de fluctuaciones de temperatura en nebulosas gaseosas es la fuerte dependencia con la temperatura de la función de enfriamiento del gas, que impediría a cualquier fluctuación térmica del gas sobrevivir por tiempos largos. Sin embargo, para determinar si las fluctuaciones pueden sobrevivir, es necesario comparar la escala de tiempo de enfriamiento del gas con las escalas dinámicas del mismo, sobre las cuales no hay mucha información disponible, debido a la complejidad de los fenómenos dinámicos en una región fotoionizada. Adicionalmente, aunque las fluctuaciones de temperatura desaparezcan rápidamente, hay que tener en cuenta la posibilidad que se formen continuamente, debido a los procesos dinámicos del gas.

Los modelos de fotoionización predicen generalmente valores de t^2 inferiores a los que se determinan observacionalmente, tanto en nebulosas planetarias como en regiones H II, con valores típicos de $t^2 \sim 0.01$ o menores. Puede haber distintas explicaciones para esta diferencia: inhomogeneidades químicas en el medio (Peimbert 1989), fluctuaciones de densidad (Viegas & Clegg 1994), o inyección de energía mecánica en el gas. Estas tres posibilidades han sido mencionadas por separado por razones ilustrativas, sin embargo en realidad no es posible distinguir de manera rígida entre un fenómeno y otro: las inhomogeneidades químicas implican, en condiciones estacionarias, fluctuaciones de densidad; los movimientos del gas, responsables de la inyección de energía mecánica, provocan necesariamente fluctuaciones de densidad, siendo el gas nebuloso un fluido altamente compresible; etcétera.

La energía mecánica puede ser inyectada en el gas como resultado de ondas de choque o movimientos turbulentos subsónicos. Hay razones tanto teóricas como observacionales para suponer que, en general, las nebulosas gaseosas no pueden estar en equilibrio estático (Osterbrock 1989). Observacionalmente, los campos de velocidades de una nebulosa gaseosa se pueden medir a través de las formas y los anchos de las líneas. En el Apéndice G se ilustra el caso de NGC 2363, una región H II extragaláctica gigante: en esta región, se encuentra que $\lambda 4686$ es sistemáticamente más ancha que la componente principal de las otras líneas de emisión, con anchos típicos del orden de 65 km s^{-1} , contra valores de $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$ para las líneas de H, [O II] y [O III] (Luridiana et al. 1999). Con un Fabry-Perót, Roy et al. (1991) mapearon la velocidad del gas de NGC 2363, observando las líneas de [O III], y encontraron que en la región hay una burbuja de 100 pc de radio, expandiéndose a una velocidad de 45 km s^{-1} aproximadamente. Roy et al. (1992), y González-Delgado et al. (1994) encontraron componentes anchas en las líneas de Balmer y en las de [O III], implicando movimientos en el gas con velocidades del orden de miles de km s^{-1} . Todos estos datos apuntan a un campo de velocidades muy complejo en el gas. La velocidad del sonido en el gas está dada por la expresión:

$$\begin{aligned} c_0 &= \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho_0}} \simeq \\ &\simeq \sqrt{\frac{\gamma k T}{\mu_1 m_H}}. \end{aligned} \quad (3.12)$$

donde γ es el índice politrópico que describe la ecuación de estado del gas, P_0 y ρ_0 son la presión y la densidad del gas, k es la constante de Boltzmann, T la temperatura, $\mu_1 \sim 0.5$ es el peso molecular medio del gas ionizado, y $m_H = 6.67 \cdot 10^{-24}$ es la masa del átomo de hidrógeno. Numéricamente:

$$c_0 = 13 \sqrt{\gamma T_4} \text{ km sec}^{-1}. \quad (3.13)$$

con $T_4 = T/10,000$ K.

Esta simple estimación numérica permite establecer que hay choques asociados a los campos de velocidades de las nebulosas planetarias y de los vientos de estrellas masivas (ver por ejemplo la Introducción y el Apéndice G). Los choques calientan localmente el gas (Osterbrock 1989; Shu 1992; Hartigan, Raymond, & Hartmann 1987; Dopita & Sutherland 1996), introduciendo fluctuaciones de temperatura.

Por otro lado, para inyectar energía mecánica al gas, no es necesario que éste esté chocado. Vázquez-Semadeni, Passot, y Pouquet (1996) han estudiado los mecanismos que regulan el flujo turbulento en condiciones astrofísicas, y muestran que las estructuras de densidad formadas por los movimientos turbulentos están siempre asociadas a estructuras en temperatura, independientemente de las escalas de tiempo consideradas.

En este trabajo se estudian las condiciones físicas en una variedad de objetos nebulares. En particular, se describen los problemas relacionados con la determinación de la temperatura electrónica en las condiciones típicas de las regiones fotoionizadas, y sus consecuencias para la determinación de las abundancias químicas. En algunos casos, se avanza la hipótesis que las fluctuaciones de temperatura se deban, al menos en parte, a la inyección de energía mecánica al gas. Sin embargo, está más allá de los objetivos de esta tesis determinar cuantitativamente la influencia de los movimientos macroscópicos del gas en las fluctuaciones de temperatura. La relación entre la energía mecánica y las fluctuaciones de temperatura es de entenderse sólo como una propuesta altamente plausible para explicar el origen de las fluctuaciones de temperatura. La relevancia cuantitativa de esta relación no es determinante para las conclusiones de este trabajo, dado que éste se basa en las múltiples evidencias de que disponemos para la presencia de inhomogeneidades en la temperatura de las regiones fotoionizadas, y estas evidencias son independientes de un conocimiento detallado de las causas de las mismas.

Capítulo 4

Los modelos numéricos

4.1 Introducción

Un código de fotoionización es un programa diseñado para simular regiones fotoionizadas. En una región fotoionizada en condiciones estacionarias, las condiciones físicas del gas, la estructura de ionización, y el espectro de líneas de emisión emitido por la nube, son determinados por el espectro ionizante, y por las características (distribución espacial y abundancias químicas) de la nube. En consecuencia, un código de fotoionización necesita los siguientes datos en ingreso: a) las características de la fuente ionizante (distribución en frecuencia e intensidad absoluta); b) la distribución espacial del gas, incluyendo datos como la densidad local, el factor de llenado, la geometría de la nube; c) la composición química del gas. A partir de estos datos, el programa calcula el transporte de energía, resolviendo las ecuaciones de equilibrio de ionización y de equilibrio térmico, determinando de esta manera la estructura de la región y su espectro de emisión.

Los modelos numéricos calculados para esta tesis (Capítulos 9 y 10; Apéndices F y G) han sido calculados con el código de fotoionización CLOUDY (versiones 90.03 y 90.04, Ferland 1996), descrito brevemente en la siguiente sección.

4.2 CLOUDY

En esta sección se describen las características más relevantes de CLOUDY, remitiendo al lector a la documentación original para mayores detalles.

CLOUDY es un programa de uso público, muy complejo y en continua evolución desde hace más de 20 años (ver Figura 4.1). Al mismo tiempo, CLOUDY es un código muy flexible e ‘*user friendly*’, que puede ser usado como programa independiente, o como subrutina.

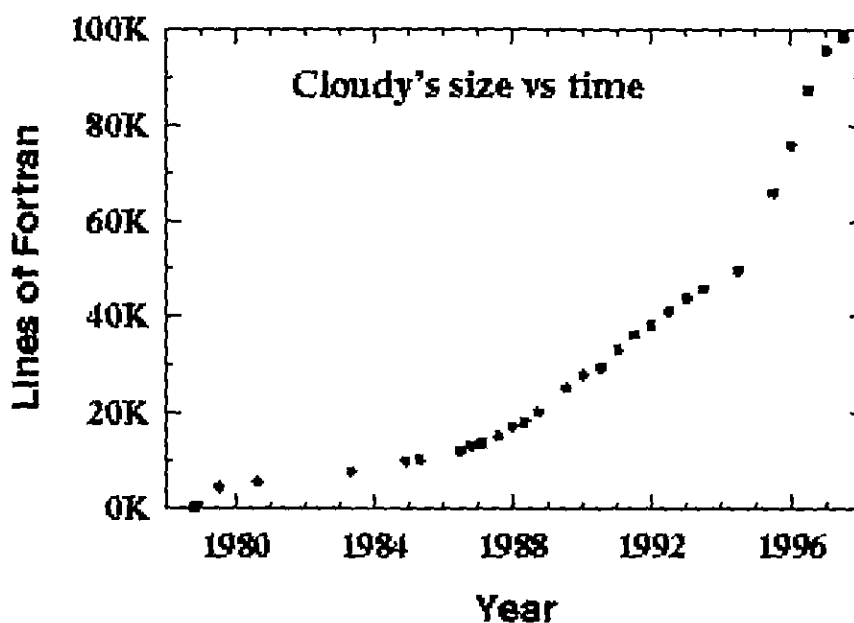


FIGURA 4.1: Tamaño de CLOUDY, indicado por el número de líneas de Fortran ejecutables, como función del tiempo (Ferland 1996).

CLOUDY es distribuido con un manual muy detallado en 4 volúmenes, que describen respectivamente los comandos, los procedimientos numéricos, la plataforma computacional, y el contenido de los archivos de salida. El programa y el manual son actualizados constantemente por el autor y sus colaboradores. Por todas estas características, CLOUDY es una elección conveniente para el cálculo de modelos de fotoionización.

4.2.1 Espectro ionizante

Hay muchas opciones implementadas en el código para definir el espectro ionizante: se puede especificar un continuo de cuerpo negro a la temperatura deseada, un espectro de brehmsstrahlung, continuos de atmósferas estelares (Mihalas 1972, Kurucz 1979, Kurucz 1991, entre otros). La intensidad del continuo también necesita ser especificada. El espectro ionizante puede consistir de la suma de distintos continuos. CLOUDY también permite especificar el continuo ionizante es por medio de una tabla externa.

4.2.2 Composición química

Las abundancias de hasta 30 elementos pueden ser especificadas. Si todos los 30 elementos son especificados, CLOUDY puede calcular la intensidad de aproximadamente 10,000 líneas de emisión.

4.2.3 Geometría de la nube

CLOUDY requiere la especificación de distintos factores geométricos para poder funcionar: la ley de densidad como función del radio; el factor de cobertura, definido como la fracción de ángulo sólido $\Omega/4\pi$ cubierta por el gas; el factor de llenado, ϵ ; la velocidad de expansión de la nube de gas, entre otros. Por defecto, el cálculo del modelo se interrumpe cuando $T_e \leq 4,000$ K. El radio externo resultante coincide en este caso con el radio de Strömgren, resultando en un modelo acotado por radiación. Alternativamente, se pueden definir distintos criterios para interrumpir el cálculo de un modelo a un radio inferior al radio de Strömgren, p.ej. el radio externo, para modelos acotados en materia; una temperatura mínima, la profundidad óptica en alguna energía del continuo, etc.

4.2.4 Parámetros de salida

CLOUDY predice la estructura y el espectro de emisión de la región especificada, calculando la intensidad de aproximadamente 10,000 líneas. Adicionalmente, CLOUDY calcula la estructura de ionización de la nebulosa, la estructura de temperatura, la forma del continuo transmitido, y otros parámetros relevantes para el estudio de las regiones fotoionizadas.

4.3 Fuentes ionizantes de los modelos

En el cálculo de modelos de regiones H II, el espectro ionizante es uno de los parámetros de entrada cruciales. Una de las opciones más sencillas es usar un cuerpo negro a la temperatura de una estrella O típica. Para el caso de una región H II extragaláctica gigante, esta aproximación es muy burda, por dos razones principales: a) los espectros emitidos por las atmósferas estelares reales de una región H II caen más rápidamente en la parte dura del espectro, y b) un solo espectro no puede ser representativo de una entera población estelar.

El nivel siguiente de sofisticación consiste en suponer una función inicial de masa, i.e. utilizar un espectro obtenido como superposición de espectros de distintas temperaturas. Como espectros individuales pueden usarse modelos de atmósfera, que reproducen los espectros reales con una mejor aproximación que los cuerpos negros.

Los modelos de síntesis de población representan una elección todavía más realista. En un modelos de síntesis, se toman en cuenta los siguientes factores: a) el espectro de masa de la población estelar, con la elección de una función inicial de masa (IMF); b) la evolución de la población con el tiempo, que depende de la ley de formación estelar, y de la evolución estelar; ambos factores influyen en la forma del espectro a lo largo del tiempo; c) los espectros de las estrellas toman en cuenta los resultados de la teoría de las atmosferas estelares, que, lejos de ser definitivos, proveen sin embargo una mejor aproximación al problema respecto a elecciones más sencillas como son las de adoptar cuerpos negros.

Una de las ventajas de usar espectros de síntesis de población es que permiten tomar en cuenta la contribución de estrellas en etapas evolutivas muy distintas, en contraposición a los espectros de Kurucz o Mihalas que describen sólo estrellas de secuencia principal, ya que en determinados rangos de frecuencias, como el ultravioleta (UV) o los rayos X, la contribución al espectro de estrellas en fases posteriores a la secuencia principal puede ser fundamental.

Parte II

Aplicaciones al estudio de las nebulosas gaseosas

Capítulo 5

Las nebulosas planetarias

5.1 Propiedades generales

Las estrellas de masa baja e intermedia ($M \lesssim 8 M_{\odot}$) transcurren la mayor parte de su vida en la secuencia principal, en la etapa de combustión central de hidrógeno. Después de quemar todo el hidrógeno en el centro, la combustión se mueve a una capa delgada que avanza hacia el exterior de la estrella, transformando el hidrógeno en helio, y aumentando la masa del núcleo central. En esta fase, las estrellas se vuelven gigantes rojas.

Si el núcleo alcanza dimensiones suficientes para encender las reacciones de combustión del helio, la estrella regresa hacia la izquierda en el diagrama HR, donde transcurre una etapa relativamente larga durante la cual las reacciones nucleares transforman el helio en carbono y oxígeno.

Finalmente, al acabarse el helio central, las combustiones nucleares vuelven a moverse hacia el exterior de la estrella, y las estrellas entran a la etapa de rama asintótica. En esta fase, las estructuras están caracterizadas por un núcleo muy compacto de carbono y oxígeno, rodeado por una capa relativamente densa rica en helio, una segunda capa densa cuya composición química es semejante a la composición original de la estrella, y una envoltura externa fría y extendida.

Las estrellas de rama asintótica evolucionan en el diagrama HR alcanzando luminosidades y radios progresivamente mayores. Durante esta etapa, la estrella va perdiendo masa a través de un viento estelar lento y denso, constituido por material rico en hidrógeno, y enriquecido en helio, carbono y nitrógeno por eventos de dragado durante la evolución anterior. A través de los vientos, la estrella expulsa al medio interestelar una fracción -a veces significativa- de su masa total.

Finalmente, la estrella abandona la rama asintótica para cruzar el diagrama HR hori-

zontalmente, y la temperatura efectiva pasa de valores del orden inferiores al solar a valores $\gtrsim 100,000$ K, en tiempos de algunas decenas de miles de años. Durante esta transición, la envoltura sigue expandiéndose y es ionizada por la radiación de la estrella central, cuyo espectro se vuelve cada vez más duro. En esta etapa, la nube de gas en expansión es visible como nebulosa planetaria.

Observacionalmente, se puede apreciar una gran variedad de formas en las nebulosas planetarias, que ha dado origen a distintas clasificaciones morfológicas (Greig 1972; Zuckerman & Aller 1986; Balick 1987; Schwarz et al. 1993). Peimbert (1978) propuso una clasificación basada en la composición química, dividiendo a las planetarias en cuatro subgrupos: I) las nebulosas planetarias ricas en He y N, II) las intermedias, III) las de alta velocidad, y IV) las de población de halo. En esta tesis se discuten algunos problemas relacionados con las nebulosas planetarias de tipo I.

5.1.1 Las nebulosas planetarias de Tipo I

Según la clasificación de Peimbert (1978), y Peimbert & Torres-Peimbert (1983), las nebulosas planetarias de tipo I son objetos caracterizados por $N(\text{He})/N(\text{H}) \geq 0.125$ o $\log N(\text{N})/N(\text{O}) \geq -0.3$. Estos objetos provienen probablemente de estrellas cuyas masas en secuencia principal están incluidas en el intervalo $0.9 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 8$. Los cálculos evolutivos predicen que estrellas en este rango de masas sufren tres eventos de dragado, mediante los cuales la superficie se enriquece con el helio y el nitrógeno producidos en el interior por las reacciones nucleares. Consecuentemente, Kinsburgh y Barlow (1994) definieron a las nebulosas planetarias de tipo I como aquellas planetarias cuyo cociente N/O es superior al cociente (C+N)/O inicial, implicando que el carbono inicial ha sido enriquecido en las capas externas por el tercer dragado, y que todo el carbono así resultante ha sufrido una conversión completa a nitrógeno vía el ciclo CNO. Tomando en cuenta las diferencias en las abundancias del medio interestelar, Torres-Peimbert y Peimbert (1997) proponen valores modificados para definir a las nebulosas planetarias de tipo I de las nubes de Magallanes.

Además de las abundancias químicas que las definen, las nebulosas planetarias de tipo I están caracterizadas por otras propiedades, que en general no se encuentran en las nebulosas planetarias de otros tipos:

- (a) La masa de la estrella en la fase de secuencia principal es más elevada que en los otros tipos de nebulosas planetarias.
- (b) La masa de las estrellas centrales en la fase de nebulosa planetaria es más elevada.
- (c) La masa de gas que constituye la nebulosa (envoltura expulsada) es más elevada que en los otros tipos de nebulosas planetarias.

- (d) Se detecta emisión de H_2 excitado colisionalmente.
- (e) Hay campos de velocidades muy complejos, frecuentemente con altas velocidades de expansión.
- (f) La estructura es bipolar.

En muestras de nebulosas planetarias, las propiedades mencionadas correlacionan fuertemente entre sí y con las abundancias de helio y nitrógeno. No hay acuerdo todavía acerca del origen de la estructura bipolar. Se ha propuesto que podría ser consecuencia de los altos valores del momento angular, que caracterizan a las estrellas más masivas (Calvet & Peimbert 1983), o bien podría originarse por binariedad de la estrella progenitora (Iben 1993).

La mayor concentración de estos objetos hacia el plano galáctico, sus propiedades cinemáticas, y los valores obtenidos para la masa de la estrella central muestran que las planetarias de este grupo provienen de progenitores más masivos que las planetarias de otros grupos.

5.2 Determinación de abundancias en nebulosas planetarias

Para la determinación de las abundancias químicas en las nebulosas planetarias es necesario conocer el valor de t^2 . Con los modelos de fotoionización se encuentran valores típicos para la t^2 de 0.01 o menos; observacionalmente, muchos autores han obtenido valores sensiblemente mayores (v. sección 3.3). En las próximas secciones se describe como las incertidumbres en el valor de t^2 repercuten en la determinación de las abundancias.

5.2.1 La abundancia de carbono

La determinación de la abundancia de carbono en las nebulosas planetarias tiene implicaciones importantes para la comprensión de los procesos evolutivos de la estrella progenitora, durante la etapa de rama asintótica. La determinación de la eficiencia de los eventos de dragado, que llevan a la superficie estelar los productos de las combustiones nucleares, carece todavía de bases teóricas sólidas, y se apoya en parametrizaciones empíricas. La disponibilidad de datos confiables acerca de la composición química de las nebulosas planetarias puede contribuir a disminuir las incertidumbres intrínsecas a tales parametrizaciones.

La abundancia de carbono $N(C^{++})/N(H^+)$ en las nebulosas planetarias puede determinarse a partir de cocientes de líneas excitadas colisionalmente (C III] $\lambda\lambda 1906 + 1909$) o líneas de recombinación (C II $\lambda 4267$) a $H\beta$. Los valores de abundancias obtenidos a

partir de la intensidad de $\lambda 4267$ son en promedio mucho mayores a los valores obtenidos a partir de la intensidad de $\lambda \lambda 1906 + 1909$; en algunos casos, con las dos determinaciones se encuentran diferencias por un factor de diez o más. Rola & Stasińska (1994) estudiaron el efecto de los errores observacionales en la determinación de la abundancia de carbono, y concluyeron que éstos explican la mayor parte de la discrepancia.

Se puede definir una temperatura de C^{++} , $T_e(C^{++})$, a partir de las intensidades observadas de $\lambda 4267$ y $\lambda \lambda 1906 + 1909$, siendo $\lambda 4267$ es una línea de recombinación y $\lambda \lambda 1906 + 1909$ una línea colisional del C^{++} . Kaler (1986) encontró que $T_e(C^{++})$ es sensiblemente menor a $T_e(O^{++})$, mientras los modelos de fotoionización predicen $T_e(C^{++}) \approx T_e(O^{++})$, y propuso una corrección empírica al coeficiente de recombinación del C IV para explicar esta diferencia. Una explicación alternativa se obtiene suponiendo fluctuaciones espaciales de temperatura en el gas de la nebulosa. En presencia de fluctuaciones espaciales de temperatura, el valor de $T_e(O^{++})$ aumenta respecto al valor obtenido en el caso de pura fotoionización; por otro lado, la temperatura de C III no es muy afectada. Utilizando $T_e(C^{++})$ en lugar de $T_e(O^{++})$ para determinar la abundancia de carbono, se encuentra que las discrepancias observadas desaparecen. En el Capítulo 6 se describen en detalle el problema y sus posibles soluciones.

5.2.2 La abundancia de helio

El helio neutro tiene dos distintos sistemas de niveles, los singuletes y los triplete (Apéndice C). Las reglas de selección prohíben las transiciones radiativas entre un sistema y el otro; debido a esto, los dos sistemas de niveles eran interpretados antiguamente como correspondientes a dos distintas especies químicas, el parahelio y el orto helio.

La ausencia de transiciones radiativas entre los niveles de triplete y los de singulete hace que el nivel más bajo del sistema de tripletes, el nivel 2^3S , sea metaestable: no hay desexcitaciones radiativas al nivel base 1^2S , de tal manera que los electrones que se recombinan a niveles del sistema de triplete terminan acumulándose en el 2^3S . Esta característica del helio tiene dos consecuencias importantes para la formación de líneas.

La primera es que las transiciones que terminan en ese nivel se vuelven ópticamente gruesas: en particular, la línea $\lambda 10830$, originada en la transición $2^3S - 2^3P$, es simplemente dispersada; mientras $\lambda 3889$, originada en la transición $2^3S - 3^3P$, puede degradarse a $\lambda 4.3 \mu + \lambda 7065 + \lambda 10830$. El resultado neto es que, al aumentar la profundidad óptica de la nebulosa, $\lambda 7065$ y $\lambda 10830$ se vuelven más intensas a expensas de $\lambda 3889$.

La segunda consecuencia importante de la metaestabilidad del nivel 2^3S es que los electrones de este nivel pueden ser reexcitados colisionalmente a niveles superiores, y volver a decaer por distintos caminos, alterando las intensidades relativas de las líneas respecto

al caso en que la cascada electrónica termine en el estado base (recombinación pura). Las líneas más afectadas por excitaciones colisionales del nivel 2^3S son las del sistema de tripletes. En cambio, las transiciones del sistema de singuletes no son muy afectadas por este fenómeno, dado que las secciones rectas para las transiciones colisionales a los singuletes son mucho menores a la sección recta colisional para la transición permitida $2^3S - 2^3P$.

Para la determinación de la abundancia de helio es necesario estimar la medida en que estos dos procesos afectan la intensidad de las líneas.

Para las líneas que no están muy afectadas por transporte, se utilizan expresiones del tipo $I(\lambda_{nm})_C/I(\lambda_{nm})_R = f(T_e, N_e)$, para determinar qué fracción I_C de la intensidad de las líneas se debe a colisiones, y que fracción I_R a recombinaciones. La abundancia de helio se determina por medio de expresiones del tipo:

$$\frac{N(\text{He}^+)}{N(\text{H}^+)} = \frac{\alpha(\text{H}^0, \text{H}\beta)}{\alpha(\text{He}^0, \lambda_{nm})} \frac{\lambda_{nm}}{4861} \frac{I(\lambda_{nm})_R}{I(\text{H}\beta)} \quad (5.1)$$

Frecuentemente se encuentra que, una vez aplicada la corrección colisional, líneas distintas dan distintos valores de la abundancia de helio. Las diferencias entre las abundancias así calculadas parecen implicar que la corrección colisional ha sido sobreestimada.

Para las líneas que sufren alteraciones en la intensidad debido a la absorción atómica, es necesario tomar en cuenta no sólo la corrección colisional sino también el efecto de la profundidad óptica. Análogamente a lo que ocurre con las otras líneas, en este caso también se encuentra una aparente contradicción en los resultados obtenidos tras aplicar las correcciones colisionales y de transporte. En el Capítulo 7 se discuten estos problemas, y se propone una solución para ambos basada en la presencia de fluctuaciones de temperatura.

Capítulo 6

Efectos de las fluctuaciones de temperatura en la determinación de la abundancia de carbono de las Nebulosas Planetarias de tipo I

6.1 Introducción

La determinación de la abundancia de carbono en planetarias se puede hacer a partir de líneas en el ultravioleta (C III] $\lambda\lambda 1906 + 1909$) o en el óptico (C II $\lambda 4267$). Desde hace tiempo se ha encontrado que las abundancias determinadas con $\lambda\lambda 1906 + 1909$ son, en promedio, menores que las encontradas con $\lambda 4267$. Para explicar esta discrepancia, en la literatura se han propuesto distintas soluciones, como incertidumbres en los datos atómicos del carbono, o posibles errores en las observaciones. En este capítulo se describe brevemente una solución basada en la presencia de fluctuaciones de temperatura. Esta solución se apoya en distintos tipos de evidencias, tanto observacionales como teóricas. Los detalles del trabajo están descritos en el Apéndice D

6.1.1 Determinación de la abundancia de carbono

En este trabajo se ha utilizado una muestra de 67 objetos recopilados por Rola & Stasińska (1994) (Tabla D.1). Para cada objeto se puede determinar la abundancia de carbono a

partir de las intensidades de C III] $\lambda\lambda 1906 + 1909$ y de C II $\lambda 4267$, por medio de las expresiones:

$$\frac{N(C^{++})}{N(H^+)} = 1.38 \times 10^{-7} T_4^{-0.25} e^{7.543/T_4} \frac{I(1906 + 1909)}{I(H\beta)}, \quad (6.1)$$

y:

$$\frac{N(C^{++})}{N(H^+)} = 0.109 T_4^{0.14} \frac{I(4267)}{I(H\beta)}, \quad (6.2)$$

donde $T_4 = T_e/10^4$ K. Las dos ecuaciones están expresadas en función de la temperatura del objeto.

Se puede definir una temperatura electrónica de C^{++} , $T_e(C^{++})$, igualando los dos valores de abundancia obtenidos para cada objeto. En la muestra estudiada, en general esta temperatura es menor que $T_e(O^{++})$, la temperatura obtenida a partir del cociente $\lambda 4363/\lambda 5007$ de [O III] (Sección 2.3.1); esto se puede entender cualitativamente considerando que la línea colisional se produce preferentemente en zonas más calientes que el promedio, y la línea de recombinación en zonas más frías. El valor promedio de la diferencia entre las dos temperaturas obtenido para toda la muestra es de $\langle T_e(O^{++}) - T_e(C^{++}) \rangle = 1480$ K (Tabla D.1 y Figura D.1). Las nebulosas planetarias de tipo I y NGC 2392 muestran diferencias de 3,000 K aproximadamente, mientras en el caso de Hu 1-2 la diferencia alcanza los 6,500 K. Este resultado contrasta con lo esperado por los modelos de fotoionización, que predicen $T_e(C^{++}) \sim T_e(O^{++})$.

Esta discrepancia se refleja en las determinaciones de abundancia: las abundancias determinadas con las intensidades de $\lambda\lambda 1906 + 1909$ o $\lambda 4267$, y suponiendo $T_e = T_e(C^{++})$, son superiores a las abundancias determinadas con $\lambda\lambda 1906 + 1909$ y $T_e(O^{++})$, y muy parecidas a las abundancias determinadas con $\lambda 4267$ y $T_e(O^{++})$ (Figura D.2). Este resultado se debe a que los valores de abundancia $N(C^{++})/N(H^+)$ derivados con el cociente $I(4267)/I(H\beta)$ son casi independientes de la estructura de temperatura porque, a primera aproximación, las líneas de recombinación son proporcionales a T_e^{-1} y la dependencia con la temperatura se cancela (Sección 2.2.1). En la Tabla D.1 se listan los valores del cociente f entre las abundancias $N(C^{++})/N(H^+)$ derivadas de $\lambda 4267/H\beta$ con $T_e(C^{++})$ ó $T_e(O^{++})$, y las abundancias derivadas de $I(1906 + 1909)/I(H\beta)$ con $T_e(O^{++})$, obtenidos para la muestra considerada. El cociente promedio sobre toda la muestra es $\langle f \rangle = 3.8$.

6.1.2 El efecto de las fluctuaciones de temperatura

Para tratar de determinar las causas de la diferencia entre $T_e(C^{++})$ y $T_e(O^{++})$, estudiamos el efecto de las fluctuaciones espaciales de temperatura sobre las dos temperaturas, y demostramos que, en presencia de fluctuaciones de temperatura de pequeña amplitud, $T_e(C^{++}) < T_e(O^{++})$ (ecuaciones D.19 y D.20). Este primer resultado sugiere que las

diferencias entre las dos determinaciones de la temperatura, encontradas en los objetos de la muestra, pueden ser originadas por fluctuaciones de temperatura.

En la muestra de planetarias estudiadas, encontramos que los objetos en los que $T_e(O^{++}) - T_e(C^{++})$ es mayor muestran campos de velocidades complejos en sus envolventes. Dado que en un campo de velocidades complejo se inyecta energía mecánica al medio, este resultado sugiere que la energía mecánica depositada por los vientos estelares, a través de las inhomogeneidades creadas en la temperatura, es la causa de la diferencia.

Dado que $\lambda 4363$ es muy afectada por la presencia de choques, contrariamente a $\lambda 5007$ (Apéndice A; Peimbert, Sarmiento y Fierro 1991, y referencias ahí contenidas), la temperatura de [O III] tiende a ser más alta en aquellos objetos en los cuales hay una contribución mayor al espectro por deposición de energía mecánica. Definiendo:

$$\Delta N(C^{++}) = N(C^{++}, \lambda 4267) - N(C^{++}, \lambda \lambda(1906, 1909))|_{T_e=T_e(O^{++})}, \quad (6.3)$$

se encuentra una correlación entre $\Delta N(C^{++})$ y $T_e(O^{++})$ (Figura D.3). Esta correlación sugiere una vez más que el problema en la determinación de la abundancia de carbono es causado por fluctuaciones de temperatura en la nebulosa. Los objetos con $f > 5$ son en general los que muestran las velocidades mayores y las estructuras de velocidad más complejas.

Las temperaturas de Balmer de las nebulosas planetarias (Capítulo 2) tienen en general valores muy parecidos a los valores de $T_e(C^{++})$. Liu & Danziger (1993) midieron la temperatura de Balmer en una muestra de 16 nebulosas planetarias, encontrando un valor promedio de $\langle T_e(O^{++}) - T_e(Bac) \rangle = 1475$ K, en excelente acuerdo con el valor promedio $\langle T_e(O^{++}) - T_e(C^{++}) \rangle = 1480$ K de la muestra de Rola & Stasińska (1994). En el subconjunto de planetarias para las cuales se dispone de las tres determinaciones de temperatura ($T_e(O^{++})$, $T_e(C^{++})$ y $T_e(Bac)$), se encuentra un valor promedio de $\langle T_e(O^{++}) - T_e(Bac) \rangle = 875$ K, contra un valor promedio $\langle T_e(O^{++}) - T_e(C^{++}) \rangle = 1867$ K; esta muestra consta de 10 objetos. Esta diferencia podría depender de que en este grupo hay objetos cuyas temperaturas de Balmer han sido medidas con errores muy grandes (hasta 10.000 K). Eliminando de esta muestra los 4 objetos que tienen errores superiores a 2.000 K en $T_e(Bac)$, se encuentra un valor promedio de $\langle T_e(O^{++}) - T_e(Bac) \rangle = 1790$ K, contra un valor promedio $\langle T_e(O^{++}) - T_e(C^{++}) \rangle = 2045$ K. Este resultado parece indicar que la temperatura de C^{++} , $T_e(C^{++})$, es más parecida que $T_e(O^{++})$ a la temperatura promedio de la región.

Las temperaturas determinadas por medio de cocientes de líneas de recombinación de He I, $T_e(He I)$, también son parecidas a los valores de $T_e(C^{++})$ (Tabla D.2). Por las razones mencionadas en la Sección 6.1.1, estas determinaciones de la temperatura son poco afectadas por fluctuaciones de temperatura.

Basados en los argumentos anteriores y en la similitud de $T_e(C^{++})$, $T_e(Bac)$ y $T_e(He\ I)$ proponemos que la determinación de $N(C^{++})/N(H^+)$ por medio de líneas de C^{++} y O^{++} excitadas colisionalmente se debe realizar a partir de $T_e(C^{++})$ en lugar de $T_e(O^{++})$. Por otro lado, los valores de $N(C^{++})/N(H^+)$ determinados a partir de cocientes de líneas de recombinación son casi independientes de la temperatura adoptada y son más confiables que los obtenidos a partir de líneas colisionales. Conclusiones análogas se pueden sacar para la determinación del cociente $N(O^{++})/N(H^+)$.

6.2 Conclusiones

En la muestra de planetarias analizada se muestra que en general $T_e(O^{++}) > T_e(C^{++})$, con un valor promedio de $\langle T_e(O^{++}) - T_e(C^{++}) \rangle = 1480\ K$, con valores más altos que el promedio en los casos de las nebulosas planetarias de tipo I y de NGC 2392. En las planetarias para las cuales la diferencia es particularmente alta se han observado campos de velocidad complejos (Sabbadin, Bianchini, & Hamzaoglu 1982; Sabbadin 1984; Meaburn & Walsh 1980; O'Dell, Weiner, & Chu 1990).

Los modelos de fotoionización predicen que $T_e(O^{++}) \lesssim T_e(C^{++})$. En un medio en el que C^{++} y O^{++} coexisten, se encuentra que en presencia de fluctuaciones de temperatura $T_e(O^{++}) > T_e(C^{++})$.

Los objetos con los valores más grandes de $T_e(O^{++}) - T_e(C^{++})$ muestran movimientos complejos en el gas, que frecuentemente alcanzan velocidades superiores a los $100\ km\ s^{-1}$. Los valores observados de los campos de velocidad refuerzan la hipótesis que los choques son responsables de mucha de la diferencia $T_e(O^{++}) - T_e(C^{++})$.

El cociente promedio entre las abundancias C^{++}/H^+ derivadas de $\lambda 4267/H\beta$ con $T_e(C^{++})$ ó $T_e(O^{++})$, a las abundancias derivadas de $I(1906 + 1909)/I(H\beta)$ con $T_e(O^{++})$ es de $\langle f = 3.8 \rangle$ para la muestra considerada. Los objetos con $f > 5$ son en general los que muestran las velocidades mayores y las estructuras de velocidad más complejas.

La presencia de una contribución por choque a un espectro de emisión afecta mucho los cocientes $I(4363)/I(5007)$ e $I(\lambda 4363)/I(H\beta)$, mientras que prácticamente no cambia el valor de $I(\lambda 5007)/I(H\beta)$. Basados en el acuerdo entre $T_e(C^{++})$, $T_e(Bac)$, y $T_e(He\ I)$ para objetos bien observados, recomendamos el uso de una de estas temperaturas en lugar de $T_e(O^{++})$ para derivar el valor $N(O^{++})/N(H^+)$ a partir de la intensidad de $I(\lambda 5007)/I(H\beta)$.

Por lo tanto, en presencia de grandes fluctuaciones de temperatura, los valores de $N(C^{++})/N(H^+)$ derivados con $I(4267)/I(H\beta)$ son más confiables que los derivados con $I(1906+1909)/I(H\beta)$ y $T_e(O^{++})$. Análogamente, los valores de abundancia $N(O^{++})/N(H^+)$ derivados con líneas de recombinación, son más confiables que aquellos derivados con el

cociente $I(\lambda 5007)/I(\text{H}\beta)$ y $T_e(\text{O}^{++})$.

Capítulo 7

Efectos de las fluctuaciones de temperatura en la determinación de la composición química de las Nebulosas Planetarias de tipo I

7.1 Introducción

La abundancia de helio en las nebulosas planetarias puede determinarse, en principio, a partir de la intensidad de distintas líneas de recombinación del He I. Sin embargo, siguiendo este método se encuentra frecuentemente que los valores de abundancia determinados con líneas distintas son distintos. Las diferencias parecen indicar que las excitaciones colisionales del nivel 2^3S han sido sobreestimadas. Se han propuesto distintas soluciones a este problema: a) existe un mecanismo desconocido que despuebla el nivel 2^3S ; b) la densidad electrónica es más baja que la estimada; c) la temperatura electrónica es más baja que la estimada. Cualquiera de estos tres mecanismos actuaría en la dirección de disminuir la importancia relativa de la contribución colisional a la intensidad total.

En este capítulo se presenta una solución a este problema basada en la presencia de fluctuaciones de temperatura. Entre los resultados encontrados, mostramos que, en presencia de fluctuaciones de temperatura, las abundancias de He^+ , H^+ derivadas a partir de distintas líneas de He I son similares entre sí, sin la necesidad de suponer que un mecanismo desconocido esté reduciendo la población del nivel 2^3S de He I. Adicionalmente, encontra-

mos que los valores de He/H, C/H y N/H son mayores que en el medio interestelar; por otro lado encontramos que el valor de O/H es similar al de las estrellas recién formadas y que el valor de Ar/O es similar al de las regiones H II de la vecindad solar (Orión y M17). El resto de este capítulo describe el desarrollo de este trabajo; mayores detalles están contenidos en la Apéndice E.

7.2 Determinación de la abundancia de helio

Debido a la metaestabilidad del nivel 2^3S , las líneas de recombinación de helio tienen una contribución colisional (Sección 5.2.2). La contribución colisional a la intensidad de una línea de He I, debida a excitaciones del nivel 2^3S , es:

$$I_C(\lambda_{nm}) = N_e N(2^3S) \kappa(\lambda_{nm}) h\nu, \quad (7.1)$$

donde $N(2^3S)$ es la población del nivel 2^3S , $\kappa(\lambda_{nm})$ es el coeficiente colisional para la transición considerada, y $h\nu$ su energía. La contribución radiativa es:

$$I_R(\lambda_{nm}) = N_e N(\text{He}^+) \alpha(\lambda_{nm}) h\nu, \quad (7.2)$$

donde $\alpha(\lambda_{nm})$ es el coeficiente de recombinación de la línea considerada. Por lo tanto, el cociente entre la contribución colisional y la de recombinación está dado por la relación:

$$\frac{I_C(\lambda_{nm})}{I_R(\lambda_{nm})} = \frac{N(2^3S) \kappa(\lambda_{nm})}{N(\text{He}^+) \alpha(\lambda_{nm})}. \quad (7.3)$$

La abundancia de helio se determina con relaciones del tipo:

$$\frac{N(\text{He}^+)}{N(\text{H}^+)} = \frac{\alpha(\text{H}^0, \text{H}\beta)}{\alpha(\text{He}^0, \lambda_{nm})} \frac{\lambda_{nm}}{4861} \frac{I_R(\lambda_{nm})}{I(\text{H}\beta)}. \quad (7.4)$$

donde $I_R(\lambda_{nm})$ se obtiene de la intensidad observada corrigiéndola de efectos colisionales: $I_R(\lambda_{nm}) = I_{\text{obs}}(\lambda_{nm}) - I_C(\lambda_{nm})$. Los efectos colisionales son importantes para densidades superiores a la densidad crítica del nivel, que es de $3,000 \text{ cm}^{-3}$ aproximadamente. Adicionalmente, las intensidades observadas de algunas líneas pueden ser afectadas por efectos de transporte (Sección 5.2.2).

Despreciando los efectos colisionales y de profundidad óptica del nivel 2^3S , y considerando una temperatura electrónica constante, encontramos valores de $y^+ = \text{He}^+/\text{H}^+$ discordantes con distintas líneas de He I para la nebulosa planetaria Hu 1-2 (Tabla E.1). Las líneas consideradas son $\lambda\lambda 3889, 4471, 5876, 6678$ y 7065 . $\lambda 6678$ se forma en una transición entre niveles de singuletes, mientras que $\lambda\lambda 3889, 4471, 5876$ y 7065 se forman

en el sistema de tripletes (Apéndice C). Debido a la población electrónica del nivel 2^3S , los fotones de longitud de onda $\lambda 3889$ pueden ser absorbidos excitando la transición 2^3S-3^3P , volviendo a decaer por el mismo camino o degradándose a $\lambda 4.3\mu + \lambda 7065 + \lambda 10830$ (ver también la Sección 5.2.2). En consecuencia, $\lambda\lambda 3889$ y 7065 están muy afectadas por transporte, mientras las otras tres líneas consideradas no sufren alteraciones considerables. La profundidad óptica de la nebulosa se puede expresar con $\tau(3889)$.

Fijándonos por el momento en $\lambda\lambda 4471$, 5876 y 6678 , que no están muy afectadas por transporte, y aplicando la corrección por los efectos colisionales, se encuentran también resultados discordantes (Tabla E.1). Se obtendría acuerdo si, en lugar de aplicar a las intensidades observadas la corrección colisional calculada teóricamente, se aplicara sólo una fracción γ de la misma, siendo γ igual para las tres líneas. En particular, el valor de $y^+(6678)$ es el menor en ausencia de corrección colisional, y se vuelve el más grande una vez aplicada la corrección. Este resultado sugiere que la corrección colisional ha sido sobreestimada.

Los efectos colisionales podrían sobreestimarse por distintas razones: a) como resultado de sobreestimar la población del nivel 2^3S por un factor $1/\gamma$. Este error llevaría a sobreestimar la colisiones por un mismo factor, dado que la tasa de excitaciones colisionales es proporcional a $N(2^3S)$ (ecuación 7.3); b) como resultado de sobreestimar la densidad (ecuación 7.3); c) como resultado de sobreestimar la temperatura (ecuación 2.5).

Clegg & Harrington (1989) estudiaron la primera posibilidad, considerando la posibilidad que el nivel 2^3S se despueble por fotoionización o reacciones de intercambio de carga con H^+ , y encontraron que estos mecanismos no son suficientes para explicar toda la discrepancia. Este resultado los llevó a postular la existencia de un mecanismo desconocido, para despoblar el nivel 2^3S .

La segunda posibilidad podría ser importante en objetos con densidades inferiores a la densidad crítica del nivel 2^3S , pero no en el caso de $H\alpha$ 1-2.

La última circunstancia, explorada en este trabajo, podría explicarse con la presencia de fluctuaciones de temperatura.

Considerando efectos colisionales y la presencia de fluctuaciones de temperatura, y despreciando por el momento los efectos de profundidad óptica, se obtiene acuerdo entre $y^+(4471)$, $y^+(5876)$ y $y^+(6678)$ (Tabla E.1).

Finalmente, tomando en cuenta los efectos colisionales, la profundidad óptica y la presencia de fluctuaciones de temperatura, el ajuste entre $y^+(4471)$, $y^+(5876)$ y $y^+(6678)$ no cambia, mientras cambian los valores de $y^+(3889)$ y $y^+(7065)$, como es de esperarse dado que estas dos líneas son muy afectadas por profundidad óptica (Tabla E.1). Los valores de $y^+(3889)$ y $y^+(7065)$ no llegan a ajustar, posiblemente debido a errores observacionales.

7.2.1 Determinación de la temperatura en objetos con altos valores de N_e y T_e

Los resultados ilustrados en la sección anterior pueden ser utilizados para estimar la temperatura promedio de nebulosas planetarias en las cuales se hayan medido las intensidades de distintas líneas de He I. En objetos en los cuales, debido a los altos valores de densidad y temperatura, los efectos colisionales son importantes, las tres primeras líneas mencionadas ($\lambda\lambda 4471$, 5876 y 6678) pueden usarse para estimar la temperatura promedio del objeto, que será aquella temperatura para la cual los tres valores de y^+ coinciden. Dado que estas líneas dependen muy débilmente de la profundidad óptica, los resultados obtenidos son prácticamente independientes de τ . Utilizando este método en el caso de Hu 1-2, una planetaria en la cual los efectos colisionales son importantes debido al valor alto de la densidad, se encuentra una temperatura inferior a $T_e(O^{++})$, y en excelente acuerdo con $T(C^{++})$, definida en la Sección 6.1.1 (Figura E.1).

7.2.2 Determinación de la temperatura en objetos con valores moderados de N_e y T_e

En planetarias en las cuales los efectos colisionales son moderados, la temperatura puede determinarse con el cociente de intensidad de una línea que depende mucho de efectos colisionales, como $\lambda\lambda 3389$, 7065 y 10830, a una línea que depende poco de ellos, como $\lambda 4471$. Dado que $\lambda\lambda 3389$, 7065 y 10830 están muy afectadas también por la profundidad óptica, es necesario conocer también el valor de $\tau(3889)$. Cada línea depende de manera distinta de la temperatura y de la profundidad óptica; por lo tanto, con dos cocientes $I_{obs}(\lambda_{nm})/I_{obs}(\lambda 4471)$, donde λ_{nm} es una de las tres líneas mencionadas, se obtiene un sistema de dos ecuaciones con dos incógnitas, del tipo:

$$\begin{cases} \frac{I_{obs}(\lambda'_{nm})}{I_{obs}(\lambda 4471)} = f'(T_e, \tau(3889)) \\ \frac{I_{obs}(\lambda''_{nm})}{I_{obs}(\lambda 4471)} = f''(T_e, \tau(3889)) \end{cases} \quad (7.5)$$

que permite determinar simultáneamente la temperatura electrónica y la profundidad óptica del objeto. El sistema puede resolverse gráficamente, como intersección de las dos curvas $I_{obs}(\lambda_{nm})/I_{obs}(\lambda 4471) = f(T_e, \tau(3889))$ (Figura E.2).

En principio, las tres curvas $I_{obs}(\lambda_{nm})/I_{obs}(\lambda 4471)$ disponibles deberían cruzarse en un único punto. Sin embargo, el cruce entre $I_{obs}(\lambda 3889)/I_{obs}(\lambda 4471)$ y $I_{obs}(\lambda 7065)/I_{obs}(\lambda 4471)$ se da sistemáticamente a temperaturas mayores respecto a los otros dos cruces, debido a la absorción telúrica y la destrucción por polvo de los fotones $\lambda 10830$ en las nebulosas. Por esta razón, es mejor utilizar los cocientes de $\lambda\lambda 3889$ y 7065.

Análogamente a los resultados ilustrados en la sección anterior, los valores de temperatura electrónica determinados con este método son sensiblemente inferiores a $T_e(\text{O}^{++})$, y parecidos a los valores de $T_e(\text{C}^{++})$, apoyando la hipótesis que $T_e(\text{C}^{++})$ es más representativa que $T_e(\text{O}^{++})$, y que probablemente hay fluctuaciones de temperatura en las nebulosas planetarias (Tabla E.2).

7.3 Determinación de abundancias químicas

Las determinaciones de abundancias en las nebulosas planetarias dependen de la estimación de la temperatura electrónica, y de la adopción de factores de corrección, que permiten derivar la abundancia total de un elemento a partir de las abundancias de iones observados del elemento.

7.3.1 Determinación de He^+/H^+

Para la determinación de He^+/H^+ , utilizamos los valores de temperatura y densidad electrónica listados en la Tabla E.3. Las abundancias derivadas para los objetos estudiados, en ausencia de efectos colisionales y de transporte, están listadas en la Tabla E.4. La Tabla E.5 contiene los valores de He^+/H^+ determinados aplicando correcciones colisionales y de transporte. En este segundo caso obtuvimos un valor promedio de la abundancia iónica de helio $\langle y^+ \rangle = 0.80$, sensiblemente inferior al valor $\langle y^+ \rangle = 0.96$ que se obtiene de la Tabla E.4. Aplicando factores de corrección a los valores de la Tabla E.5, obtuvimos los cocientes totales He/H listados en la Tabla E.6.

7.3.2 Determinación de abundancias de elementos pesados

Para las nebulosas de la muestra utilizada en este trabajo, derivamos las abundancias de algunos elementos pesados adoptando un esquema de tres temperaturas: para N^+ , O^+ y S^+ usamos $T_e(\text{N}^+)$; para C^{++} , O^{++} , Ne^{++} , S^{++} , Ar^{++} , Ar^{3+} , y Cl^{++} usamos $T_e(\text{C}^{++})$, y para He^{++} , Ne^{3+} y Ar^{4+} usamos $T_e(\text{O}^{++})$. Las abundancias iónicas están listadas en la Tabla E.7.

Neon

Para determinar la abundancia de neon, frecuentemente se usa la expresión:

$$\text{Ne}/\text{O} = \text{Ne}^{++}/\text{O}^{++}, \quad (7.6)$$

(Peimbert, Torres-Peimbert, & Ruiz 1992). Sin embargo, graficando el cociente $\text{Ne}^{++}/\text{O}^{++}$ contra la densidad electrónica, encontramos una correlación, que indica probablemente la presencia de la reacción de intercambio de carga $\text{O}^{++} + \text{H}^0 \rightarrow \text{O}^+ + \text{H}^+$ (Figura E.3). Esta reacción permite la coexistencia de O^+ con Ne^{++} , sugiriendo que los valores de $\text{Ne}^{++}/\text{O}^{++}$ derivados para las planetarias de tipo I probablemente son cotas superiores a los valores de Ne/O . La presencia de una correlación entre los valores de $\text{Ne}^{++}/\text{O}^{++}$ y los de $T_e(\text{C}^{++})$ apoya la hipótesis que las reacciones de intercambio de carga con H^+ disminuyen la abundancia iónica de O^{++} (Figura E.4).

Nitrógeno

Para casi todos los objetos de la muestra, se encuentra una fuerte correlación entre el cociente N^+/O^+ y la temperatura $T_e(\text{N}^+)$ (Figura E.5). Esta correlación podría ser la combinación de una correlación real, originada por los mecanismos evolutivos de las estrellas madres, y de un sesgo observacional. El sesgo derivaría de que los objetos con cocientes N/O mayores tienden a tener masas de la estrella central y masa de la envoltura mayores (Sección 5.1.1), y por lo tanto luminosidades mayores. Sin embargo, esto no explicaría porque a luminosidades mayores se da la correlación.

Argon

El cociente Ar/O no parece ser afectado por efectos sistemáticos debidos a $T_e(\text{C}^{++})$ (Figura E.6). Los valores de abundancia encontrados son muy parecidos a los valores de las regiones H II de la vecindad solar.

Oxígeno

Encontramos una anticorrelación entre los valores de $T_e(\text{C}^{++})$ y los cocientes O/H (Figura E.7). Una posible explicación para este resultado es que, a menor metalicidad, menor tasa de enfriamiento y mayor $T_e(\text{C}^{++})$. Otra posibilidad es que haya un error en la determinación de O/H , debido a que el valor de temperatura usado, $T_e(\text{C}^{++})$, a pesar de ser inferior a $T_e(\text{O}^{++})$, siga siendo demasiado alto y no sea representativo de la zona de formación del O^{++} . Si este fuera el caso, se obtendrían valores de O^{++}/H^+ demasiado altos, y por lo tanto se sobreestimaría O/H .

Si se determinan las abundancias en las nebulosas planetarias de tipo I tomando en consideración sus valores altos de t^2 la determinación de las abundancias de O/H aumenta, volviéndose parecida al de las estrellas recién formadas. Además, los cocientes O^+/O^{++} se vuelven más chicos, acercándose a los resultados de los modelos de fotoionización. Estos re-

sultados indican que no hay evidencia en favor de una disminución del O en las envolturas producida por reacciones nucleares en la estrella central.

Carbono

En muchas planetarias se encuentran cocientes $C^{++}/O^{++} > 1$. Los modelos de fotoionización indican que $C/O \simeq C^{++}/O^{++}$, implicando que la abundancia total de carbono C/O es mayor que 1. Sin embargo, la reacción de intercambio de carga $O^{++} + H^0 \rightarrow O^+ + H^+$ podría estar disminuyendo la abundancia de O^{++} , implicando un cociente C/O inferior al estimado. Adicionalmente, suponiendo $t^2 \neq 0.00$ (y en consecuencia usando valores de T_e más bajos), se obtendrían cocientes C^{++}/O^{++} menores, disminuyendo también C/O. Valores menores de T_e implicarían valores de t^2 aún mayores.

7.4 Conclusiones

En este trabajo presentamos dos nuevos métodos para determinar T_e en nebulosas planetarias. Ambos métodos requieren de mediciones precisas de cocientes de líneas. Las temperaturas que se obtienen a partir de estos métodos son menores que aquellas que se obtienen a partir de las líneas $\lambda\lambda 4363$ y 5007 de O^{++} , y muy similares a los valores de $T_e(C^{++})$. Esta diferencia implica la presencia de fluctuaciones de temperatura. Determinamos las abundancias en las nebulosas planetarias de tipo I de algunos de los elementos más importantes tomando en cuenta las fluctuaciones de temperatura. Los resultados están listados en la Tabla E.5.

Capítulo 8

Las regiones H II

8.1 Propiedades generales

Las regiones H II son nubes de gas interestelar ionizadas por una fuente estelar que emite en el ultravioleta. La fuente puede ser una estrella de tipo O ó B individual, o un cúmulo de estrellas.

Las regiones H II se forman alrededor de estrellas jóvenes y masivas, como resultado de la ionización de la nube de gas de la cual se están formando las mismas estrellas. En la descripción clásica de la estructura de estas regiones, se introduce el concepto de radio de Strömgren, R_S , definido como el radio dentro del cual el gas está totalmente ionizado, y descrito, para el caso de densidad uniforme, por la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} d\nu &= Q(H^0) = \\ &= \frac{4\pi}{3} R_S^3 \epsilon N_e N_p \alpha_B, \end{aligned} \quad (8.1)$$

donde $\alpha_B(H^0, T)$ es el coeficiente de recombinación para el caso B, definido en el Capítulo 2, y ϵ es el factor de llenado, que se define como el cociente entre el volumen ocupado por la materia, y el volumen total ocupado por la nube. El factor de llenado, en general inferior a 1, es una variable importante, porque es uno de los parámetros que determinan el grado de ionización de una nebulosa.

En la ecuación 8.1, la integral del lado izquierdo describe la tasa de fotones ionizantes emitidos por la fuente central, y el lado derecho representa el número de recombinaciones a niveles excitados, en el volumen $\frac{4\pi}{3} R_S^3$. Esta expresión es válida para el caso ideal de una nebulosa esférica, compuesta de puro hidrógeno, y en condiciones estacionarias. Las regiones H II reales se alejan de este caso ideal en muchos aspectos:

- (a) Frecuentemente, la fuente central es un cúmulo de estrellas, y no una estrella individual.
- (b) La composición química del gas incluye otros elementos además del hidrógeno, el helio en primer lugar, que compiten con éste en la absorción de fotones en el ultravioleta.
- (c) En muchos casos la nube no es esférica, debido a inhomogeneidades en el gas y a la falta de simetría de la fuente central.
- (d) El frente de ionización se mueve, debido a la evolución de las estrellas ionizantes y a los procesos dinámicos del gas mismo.
- (e) Hay una contribución de origen mecánico a las ionizaciones.

Adicionalmente, puede haber filamentos, grumos, y otras estructuras, cuya presencia se puede describir, en la aproximación más sencilla, con el factor de llenado.

En la Tabla 8.1 se reportan valores típicos para los principales parámetros que caracterizan a una región H II.

TABLA 8.1: Valores típicos de los principales parámetros de una región H II.

$\log(M/M_{\odot})$	1-7
$\log(Q(H^0))$	48-52
$N(O5\ V)^a$	0.2-1000
$\log(N_e)$	1-3
ϵ	0.0001-0.01
r^b/pc	1-1000
T_e/K	5,000-20,000

^a Número de estrellas O5 V necesarias para reproducir $Q(H^0)$

^b Radio de la región

8.2 Métodos de diagnóstico

8.2.1 Tasa de fotones ionizantes

El número de fotones ionizantes emitidos por una región H II acotada por radiación se puede determinar a partir de la luminosidad en una línea de recombinación del hidrógeno

ópticamente delgada, por ejemplo $H\beta$, por medio de la siguiente relación para la intensidad total recibida en la línea:

$$I(H\beta) = \frac{\frac{4}{3} R_S^3 \alpha_{eff}(H\beta, T_e) N_e N_p \epsilon h\nu(H\beta)}{4\pi d^2} cf, \quad (8.2)$$

donde $cf = \Omega/4\pi$ es el factor de cobertura, que expresa la fracción del ángulo sólido 4π sr cubierta por el gas, visto desde el centro de la nube. La ecuación 8.2, combinada con la ecuación 8.1, da la siguiente expresión para $Q(H^0)$:

$$Q(H^0) = \frac{1}{cf} \frac{I(H\beta) 4\pi d^2}{h\nu(H\beta)} \frac{\alpha_B(H^0, T_e)}{\alpha_{eff}(H\beta, T_e)}. \quad (8.3)$$

En el caso en que la región H II sea acotada por densidad, este valor es una cota inferior a la tasa de fotones ionizantes emitidos por la fuente.

En la ecuación 8.3, el cociente $\alpha_B(H^0, T_e)/\alpha_{eff}(H\beta, T_e)$ depende poco de la temperatura, de tal manera que el flujo recibido en $H\beta$ resulta aproximadamente proporcional a la tasa de fotones ionizantes emitidos por la fuente.

Disponiendo de modelos de atmósferas y conociendo el comportamiento de la función inicial de masa, con $Q(H^0)$ se puede estimar la tasa de formación de estrellas masivas.

8.2.2 Condiciones físicas

Para determinar la temperatura y la densidad de una región H II se usan los métodos de diagnóstico descritos en el Capítulo 2. En particular, la temperatura se determina frecuentemente a partir de la intensidad de las líneas de [O III] $\lambda\lambda 4959, 5007$ y $\lambda 4363$. Sin embargo, como se muestra en el Capítulo 3, en presencia de fluctuaciones de temperatura este método lleva a sobreestimar la temperatura promedio. Una de las causas más probables de fluctuaciones de temperatura en regiones H II es la deposición de energía mecánica por vientos estelares en el gas: por definición, una región H II contiene estrellas masivas, y las explosiones de supernova y los vientos en la etapa Wolf-Rayet asociados a una población estelar masiva, podrían ser una de las causas principales de movimientos macroscópicos en el gas de la región. Dada esta posibilidad, otros métodos diagnósticos para la determinación de la temperatura serían en principio preferibles, sin embargo frecuentemente la calidad de los datos observacionales limita el uso de diagnósticos alternativos.

La densidad se puede determinar a partir de los cocientes de líneas prohibidas mencionados en el Capítulo 2. Para los dos cocientes de líneas más usados, $I(\lambda 3729)/I(\lambda 3726)$ y $I(\lambda 6731)/I(\lambda 6716)$, la transición entre el régimen de baja y el de alta densidad ocurre entre 10^2 y 10^4 cm^{-3} . Dado el rango de densidades típico de las regiones H II (Tabla 8.1), con este método frecuentemente es posible determinar sólo una cota superior a la densidad.

del orden de los 10^2 cm^{-3} , y cuyo valor exacto depende del cociente usado y de la calidad de los datos observacionales.

Se puede definir una densidad cuadrática media $N_e^2(rms)$, por medio de la expresión:

$$N_e^2(rms) = \frac{3d^2 I(H\beta) \left[1 + \frac{N(He^+)}{N(H^+)} + 2 \frac{N(He^{++})}{N(H^+)} \right]}{R^3 \alpha(H\beta, T) h\nu(H\beta)}, \quad (8.4)$$

donde R es el radio externo de la nube (supuesta esférica), igual al radio de Strömgren para una nebulosa acotada por radiación. El factor de llenado se puede determinar midiendo simultáneamente la densidad local N_e^{FL} , medida por las líneas prohibidas (Sección 2.4.1), y la densidad cuadrática media de la nube, $N_e(rms)$:

$$N_e^2(rms) = \epsilon N_e^{FL^2}. \quad (8.5)$$

Con los valores de ϵ listados en la Tabla 8.1, se obtienen cocientes típicos $N_e(rms)/N_e(FL)$ en el rango 0.01 – 0.1.

8.3 El ancho equivalente de $H\beta$

Uno de los diagnósticos más usados para determinar la edad de una región H II es el ancho equivalente de $H\beta$, $EW(H\beta)$. El ancho equivalente de una línea se define como el intervalo en el continuo adyacente en el cual se emitiría la misma energía emitida en la línea. El ancho equivalente se mide en Ångstroms, y es función tanto de la intensidad de la línea como de la del continuo subyacente.

En una región de formación estelar, $EW(H\beta)$ declina con el tiempo como consecuencia del aumento del continuo en $\lambda 4861$. La disminución en $EW(H\beta)$ es particularmente rápida en el caso de brotes instantáneos de formación estelar, y más lenta en el caso de regiones con formación estelar continua debido a que la población estelar ionizante no desaparece, sino que es reemplazada constantemente.

$EW(H\beta)$ varía a lo largo de una región fotoionizada, principalmente como consecuencia de las variaciones en el continuo estelar interceptado. En el caso ideal de una región ionizada por una fuente puntiforme central, $EW(H\beta)$ aumenta hacia los bordes de la región. Comportamientos distintos reflejan configuraciones más complicadas, como por ejemplo presencia de estrellas de tipos espectrales más tardíos en el volumen ocupado por el gas, o inhomogeneidades en la distribución del polvo. En presencia de inhomogeneidades en la distribución del polvo, la extinción calculada a partir del continuo estelar puede no ser representativa de la extinción que afecta las líneas nebulares. Calzetti, Kinney, y Storchi-Bergmann (1994), estudiando la distribución del polvo en una muestra de 39 galaxias de

brote, encontraron que la adopción de una ley de extinción basada en una distribución homogénea del polvo puede conducir a errores en la determinación de la distribución espectral. Los resultados de este trabajo parecen implicar que, en promedio, las estrellas más calientes están asociadas a regiones más ricas en polvo que la población más fría. Esta diferencia se traduce en una mayor absorción de las líneas nebulares respecto al continuo estelar, y puede tener implicaciones importantes en el estudio de las regiones H II, introduciendo errores en la comparación de los valores observados y los predichos por los modelos de cantidades como $\text{EW}(\text{H}\beta)$.

8.4 El parámetro de ionización

El parámetro de ionización se define como el cociente entre la densidad promedio de fotones ionizantes en una nube, y la densidad electrónica en un punto dado:

$$U(R) \equiv \frac{Q(H^0)}{4\pi N_e^F L(R) R^2 c}, \quad (8.6)$$

donde c es la velocidad de la luz, y $N_e^F(R)$ es la densidad calculada a partir de líneas prohibidas.

$U(R)$ es una función de la posición en la nube. El parámetro de ionización promedio, $\bar{U}$, es simplemente el valor de $U(R)$ promediado sobre el volumen. Para el caso de una nebulosa esférica con densidad constante:

$$\bar{U} = \frac{3 Q(H^0)}{4\pi N_e R_S^2 c}. \quad (8.7)$$

El grado de ionización de una región H II es determinado por su parámetro de ionización. Para un valor de $Q(H^0)$ dado (es decir, una fuente ionizante dada), la geometría de la nube determina el valor de $\bar{U}$, resultando éste más grande cuanto más concentrada sea la nube. Para valores dados de $Q(H^0)$ y N_e , el factor de llenado determina el valor de U a través de su influencia sobre R_S (a mayor ϵ , menor R_S y mayor $\bar{U}$). A un aumento de N_e corresponde un menor grado de ionización, dada las dependencias con N_e de las tasas de ionización y de recombinación (Sección 2.1).

Empíricamente, se encuentra que $0.001 \lesssim U \lesssim 0.01$, para la mayoría de las regiones H II (Shields 1990).

8.5 Composición química

La determinación de la composición química en regiones H II galácticas y extragalácticas permite mapear las abundancias en las galaxias, y reconstruir su evolución química.

Para calcular las abundancias a partir de las intensidades de las líneas, es necesario disponer de una determinación de la temperatura (Sección 2.4). Como descrito en la Sección 2.3.1, uno de los métodos más utilizados para determinar la temperatura electrónica utiliza el cociente $(I(\lambda 4959) + I(\lambda 5007))/I(\lambda 4363)$, porque éstas líneas son mucho más sensibles a la temperatura que las líneas de recombinación. Sin embargo, $I(\lambda 4363)$ es una línea muy débil y que puede ser muy afectada por choques. Los errores en la medición de la línea auroral de [O III], $\lambda 4363$, y la contribución de origen mecánico que ésta puede tener, llevan frecuentemente a sobreestimar la temperatura y, en consecuencia, a subestimar la abundancia del más abundante entre los elementos pesados, el oxígeno. Pagel (1979) encontró que el cociente $R_{23} = ([O II]\lambda 3727 + [O III]\lambda\lambda 4959, 5007)/H\beta$, está correlacionado con la metalicidad de la región emisora, siendo la relación entre R_{23} una función del parámetro de ionización de la nebulosa. A pesar de que el cociente R_{23} es muy escasamente sensible a las fluctuaciones de temperatura, la calibración de esta relación basada en valores de abundancias determinados via el cociente $\lambda 4363/\lambda 5007$ se encontraría afectada por los errores en $\lambda 4363$. En cambio, si la calibración se efectúa con modelos de fotoionización, el método R_{23} constituye una herramienta para la determinación de abundancias segura y poco sensible a las fluctuaciones de temperatura.

El helio en las regiones H II se encuentra como He I y He II; ocasionalmente, puede haber una pequeña zona de He III en la parte más interna de la nebulosa. La abundancia de helio se determina a partir de cocientes de líneas de recombinación, y es por lo tanto poco afectada por fluctuaciones de temperatura. Las densidades típicas de la mayoría de las regiones H II son inferiores a la densidad crítica del nivel 2^3S del helio (Sección 5.2.2). Consecuentemente, los efectos colisionales no suelen afectar mucho a las intensidades de las líneas.

Capítulo 9

Modelos de fotoionización de NGC 2363

9.1 Introducción

El cálculo de modelos de fotoionización representa una de las vías maestras hacia la comprensión de las condiciones físicas de las nebulosas gaseosas. Un modelo de fotoionización ideal debe cumplir con los siguientes requisitos:

- (a) Reproducir todos los datos observacionales
- (b) Estar basado en hipótesis físicamente fundamentadas
- (c) No ser falsificable, es decir representar una solución única al problema

Además, generalmente se intenta reproducir los datos observacionales con el modelo más sencillo posible, aunque no hay razones que justifiquen estrictamente esta elección.

En la práctica, estos requisitos no se cumplen nunca de manera estricta. Sin embargo, el cálculo de modelos numéricos puede aportar mucha información al estudio de las nebulosas gaseosas. En este capítulo ilustraremos los resultados principales obtenidos en el modelaje de la región H II gigante extragaláctica NGC 2363, y las cuestiones abiertas que emergen de este estudio.

Los modelos numéricos de la región han sido calculados con el código de fotoionización Cloudy (versiones 90.03 y 90.04, Ferland 1996; ver Capítulo 4), y distintas fuentes ionizantes, y comparados con tres distintos conjuntos de datos observacionales (González-Delgado et al. 1994; Izotov, Thuan, & Lipovetski 1997; Peimbert, Peña, & Torres-Peimbert 1986). Las restricciones observacionales que intentamos reproducir con nuestros modelos

son $F(H\beta)$, N_e , y los cocientes de $I(\lambda 5007)$, $I(\lambda 4363)$, $I(\lambda 3727)$, $I(\lambda 6300)$, $I(\lambda 6720)$, y $I(\lambda 4686)$ relativos a $I(H\beta)$. El trabajo describe las variaciones de los espectros de emisión al variar de los parámetros de ingreso del código. Los resultados implican que no es posible encontrar una solución para el valor de metalicidad usualmente adoptado para NGC 2363 ($Z \simeq 0.10 Z_\odot$), y que un valor de metalicidad más alto ($Z \simeq 0.25 Z_\odot$) reproduce mejor las restricciones observacionales.

Se analizan distintas soluciones a esta aparente contradicción, como incertidumbres en las trazas estelares, una ley de formación estelar no estandar, y distintas metalicidades. Explorando esta última posibilidad, se muestra como la presencia de fluctuaciones de temperatura en la región implicaría de forma natural una metalicidad más alta de lo estimado, justificando la presencia de estrellas W-R sin necesidad de modificaciones ad hoc del escenario evolutivo estandar. A su vez, los viento de las W-R y de las supernovas asociadas con la población masiva, podrían explicar las fluctuaciones como causadas por inyección de energía al medio.

Adicionalmente, encontramos restricciones para la forma del episodio de formación estelar y las características de la IMF, y estimamos la edad del brote y la masa de la nube de gas.

9.2 Parámetros de ingreso de los modelos

NGC 2363 es una región H II extragaláctica gigante situada en la galaxia irregular NGC 2366. Para el modelaje de la región, hemos construido una malla extensa de modelos, caracterizados por distintos valores de los siguientes parámetros: la ley de formación estelar, la función inicial de masa, el extremo superior del espectro de masa, la edad del cúmulo ionizante, la densidad electrónica y la metalicidad.

9.3 Modelos de una sola cáscara

Calculamos una primera familia de modelos esféricamente simétricos, con un agujero central de radio dado, y densidad constante. En esta familia de modelos utilizamos un parámetro ulterior, $\mathcal{N}$, que describe la fragmentación de la nube. Al variar los parámetros de ingreso y para valores bajos de la metalicidad, no encontramos ningún modelo satisfactorio. En particular, resulta imposible reproducir simultáneamente las líneas de alto y de bajo grado de ionización, y la línea $\lambda 4686$ de He II. Nuestro mejor modelo de alta metalicidad (que incluye la contribución de estrellas Wolf-Rayet) reproduce todas las intensidades consideradas en los límites de los errores observacionales, a excepción de $I(\lambda 4363)$ y $I(\lambda 6300)$

(Tabla F.1). Sin embargo, estas diferencias pueden explicarse por la presencia de choques en el gas, que afectan mucho a las líneas mencionadas, dejando casi inalteradas las líneas nebulares. Mayores detalles están contenidos en el Apéndice F.

9.4 Modelos de dos cáscaras

Para conseguir una mejor aproximación al problema con respecto a los modelos anteriores, calculamos una segunda familia de modelos constituidos por dos cáscaras de distintas densidades, y con el radio del agujero central variable. Adicionalmente, estudiamos el efecto de un factor de llenado y de un factor de cobertura inferiores a 1, y de un brote de formación estelar distribuido en un intervalo de tiempo finito, y asumimos como ulterior restricción observacional el ancho equivalente de $H\beta$. Los resultados obtenidos con estos modelos están descritos en el Apéndice G.

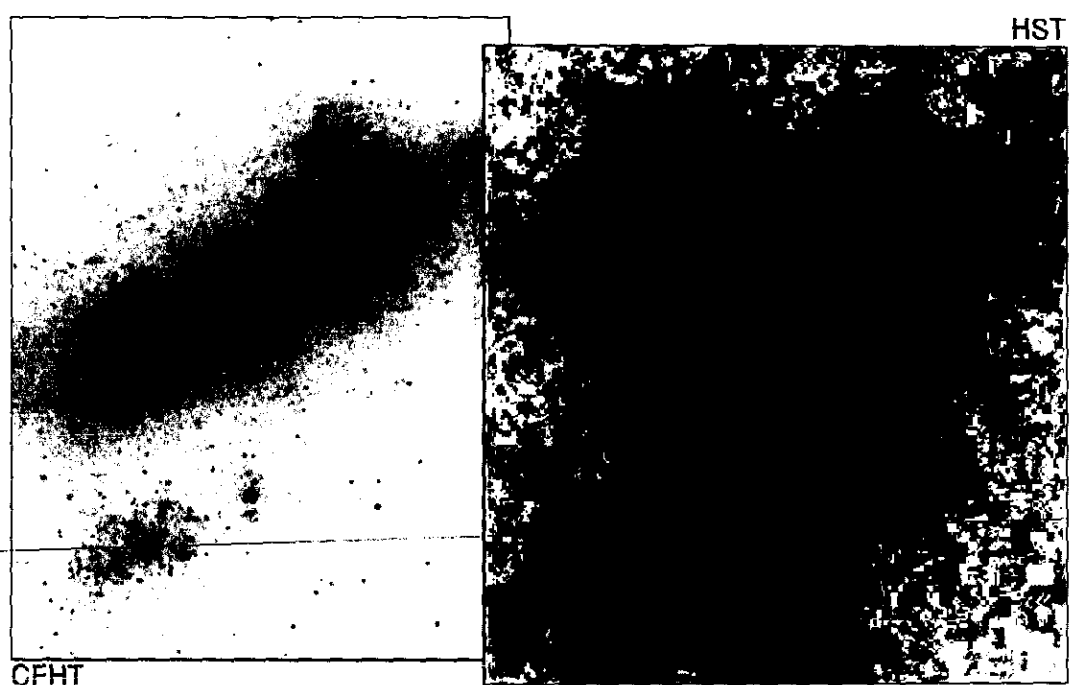
En la comparación entre los resultados numéricos y los datos observacionales, se tomó en cuenta el efecto de las rendijas, corrigiendo los resultados del modelo completo por el tamaño de éstas (Sección G.4).

El comportamiento de los modelos al variar los parámetros mencionados en la Sección 9.2. no difiere sensiblemente de lo que se encuentra para los modelos de una sola cáscara. En particular, no logramos satisfacer las restricciones observacionales con modelos de baja metalicidad, y encontramos un mucho mejor ajuste suponiendo una metalicidad más alta (Tablas G.8 y G.9).

9.5 Conclusiones

En este trabajo presentamos una serie de evidencias a favor de la presencia de fluctuaciones de temperatura en la región H II gigante NGC 2363. Entre otras, la presencia de estrellas Wolf-Rayet en la región implica necesariamente una inyección de energía cinética al medio, debido a la interacción entre los vientos estelar y el gas en reposo. Otras evidencias son más indirectas, como por ejemplo la imposibilidad de reproducir el espectro observado de NGC 2363 con modelos de baja metalicidad.

De forma más geuceral, este trabajo muestra como el cálculo de modelos numéricos de regiones fotoionizadas pueda servir para ampliar nuestros conocimientos de estos objetos. En particular, la comparación entre los modelos y los datos observacionales puede servir para determinar distintas propiedades de las nebulosas gaseosas. Este tipo de investigación es particularmente útil para el estudio de esas propiedades, como por ejemplo los parámetros de la función inicial de masa, que se siguen tratando como parámetros libres, a falta de teorías que partan de primeros principios.



CFHT

Star-Forming Region in Galaxy NGC 2366

HST • WFPC2

PRC96-31 • ST ScI OPO • October 14, 1996

L. Drissen, J.-R. Roy, C. Robert (Université Laval) and NASA

FIGURA 9.1: Imagen del HST de la galaxia irregular NGC 2366, y de la región H II gigante NGC 2363 (Drissen, Roy & Robert 1996).

Capítulo 10

Modelos de fotoionización de NGC 5461

10.1 Introducción

En este capítulo se describen algunos modelos de fotoionización de la región H II extragaláctica NGC 5461. Los modelos buscan reproducir las intensidades de [O III] λ 5007, [O II] λ 3727, [O I] λ 6300, [S II] λ 6720, He II λ 4686, [O III] λ 4363 y [N II] λ 6584 (v. Apéndice A) con respecto a H β , el ancho equivalente de H β , y la distribución espacial en el flujo absoluto de H β .

Los resultados permiten inferir algunas propiedades generales de la región. En particular, se muestra que las determinaciones actuales de la metalicidad ($Z \simeq 0.0066$) no son compatibles con el espectro observado, y que un ajuste mejor se obtiene suponiendo para la metalicidad de la región $Z \simeq 0.016$. Los resultados parecen indicar que la formación estelar ha tenido lugar en un brote continuo, con una edad aproximada de 6 Myr. El mejor modelo logra ajustar la distribución espacial de $F(\text{H}\beta)$, y la intensidad de las líneas λ 5007, λ 3727, λ 4686, λ 6584 y λ 6300. Esta última línea es muy afectada por choques, por lo tanto esperaríamos que un modelo de pura fotoionización diera un valor inferior al observado. Sin embargo, dado que esta línea se forma en la parte externa de la región, su intensidad depende mucho de la geometría de la nube. El valor de λ 4363 predicho por el modelo queda por debajo del observado, como es de esperarse en una nebulosa en la cual hay una contribución mecánica a las ionizaciones.

10.2 Propiedades generales y restricciones observacionales

NGC 5461 es una región H II gigante, contenida en uno de los brazos de la galaxia espiral M 101 (NGC 5457). La distancia a M 101 ha sido estimada en 7.4 Mpc (Sandage & Tammann 1976).

NGC 5461 ha sido estudiada por muchos autores (Rayo, Peimbert, & Torres-Peimbert 1982; McCall, Rybski, & Shields 1985; Evans 1986; Skillmann, & Israel, 1988; Torres-Peimbert, Peimbert, & Fierro 1989; Castañeda, Vilchez, & Copetti 1992; Kennicutt & Garnett 1996; Garnett et al. 1999). Adicionalmente, contamos con datos espectroscópicos de alta resolución tomados con el telescopio de 2.1 m del Observatorio Astronómico Nacional de S. Pedro Mártir, en la temporada de Junio 1996 (Esteban y Peimbert 1998). No todos estos datos han sido utilizados, por razones que serán aclaradas oportunamente.

10.2.1 Tamaño de la región

El radio de la región ha sido estimado por varios autores en distintas frecuencias. Castañeda, Vilchez, & Copetti (1992) presentan estudios de densidad para varias regiones H II de M 101; los autores reproducen el perfil de brillo con la superposición de dos distribuciones gaussianas, con radio característico $r_0 = 1.3''$, y desfasadas $2.2''$ aproximadamente. Williams & Chu (1995) muestran una imagen en $H\alpha$, no calibrada, en la cual la zona de máxima emisión es una región elongada de $30'' \times 15''$ aproximadamente. Kennicutt & Garnett (1996) reportan un diámetro en $H\alpha$ de $30''$, basado en datos de P. Scowen. Israel, Goss, & Allen (1996) atribuyen a la región un tamaño de $66'' \times 25''$ en $H\alpha$, y encuentran que la emisión en radio sigue la misma distribución. Por medio de observaciones en radio, concluyen que más del 50% del flujo es emitido en un núcleo cuyo diámetro a potencia media es de $5''$. Tomando en cuenta todas estas estimaciones, consideramos que el radio de la región es de $7''$ aproximadamente, correspondientes a 250 pc a una distancia de 7.4 Mpc. Este tamaño corresponde aproximadamente al radio promedio de la isofota con el 10% del flujo máximo en NGC 5471, otra región H II de M 101 cuyo aspecto es muy parecido al de NGC 5461 en las imágenes directas (Skillman 1985). Sin embargo, este valor es sólo una primera estimación en alguna medida arbitraria, de tal manera que en el modelaje de la región hemos preferido considerar como parámetro el radio, y modificarlo dependiendo de la geometría adoptada en los distintos experimentos numéricos.

10.2.2 $Q(H^0)$

Para la tasa de fotones ionizantes emitidos tomamos el valor $Q(H^0) = 3.138 \cdot 10^{52} \text{ s}^{-1}$. Este valor ha sido calculado en base al flujo en $H\beta$ reportado por Torres-Peimbert, Peimbert,

& Fierro (1989) con un coeficiente de enrojecimiento $C(H\beta) = 0.6$, correspondiente a $Q(H^0) = 1.883 \cdot 10^{52} \text{ s}^{-1}$, y considerando que sólo el 60% de $F(H\beta)$ es capturado por la rendija. El valor de $Q(H^0)$ de Torres-Peimbert, Peimbert y Fierro (1989) está en excelente acuerdo con el valor de Kennicutt & Garnett (1996) $Q(H^0) = 1.820 \cdot 10^{52} \text{ s}^{-1}$. En los modelos con factor de cobertura cf inferior a 1, se asume para la tasa de fotones ionizantes emitidos por la fuente el valor $Q'(H^0) = Q(H^0)/cf$, preservando de esta manera el valor observado de $I(H\beta)$.

10.2.3 Abundancias químicas

Los valores de las abundancias químicas están listados en la Tabla 10.1. Las abundancias de He, O, N, Ne, S y Ar han sido tomados de Torres-Peimbert, Peimbert & Fierro (1989), dado que en los trabajos anteriores (Rayo, Peimbert, & Torres-Peimbert 1982; McCall, Rybski, & Shields 1985) se usaron detectores no lineales sin corregir, lo cual lleva a subestimar las temperaturas y sobreestimar las abundancias.

TABLA 10.1: Abundancias químicas para el caso $t^2 = 0$.

N(He)/N(H)	0.0904
[O/H]	-3.61
[C/H]	-3.78
[N/H]	-4.74
[Ne/H]	-4.29
[S/H]	-5.30
[Ar/H]	-5.82
Z_{gas}	0.0066

La abundancia de C ha sido tomada a partir del cociente C/O de Garnett et al. (1999), promediando los valores reportados para los dos casos $R_v \equiv A_v/E(B-V) = 3.1$ y 5.0, siendo A_v la extinción selectiva en el visible y $E(B-V)$ el exceso de color, y asumiendo [O/H] = -3.61 como en Torres-Peimbert, Peimbert y Fierro (1989).

La abundancia total de elementos pesados ha sido fijada en $Z = 0.0066$ para el caso $t^2 = 0$. Sin embargo, se han explorado valores de metalicidad en el rango $0.0066 - 0.020$, por razones que se explicarán a continuación.

10.2.4 Intensidad de las líneas

Las intensidades observadas, y los parámetros físicos derivados de éstas, están listados en la Tabla 10.2. Para comparar con los espectros teóricos, usamos las intensidades observadas por Garnett et al. (1999), y por Torres-Peimbert, Peimbert, & Fierro (1989). En el caso de la intensidad de $\lambda 6720$, sin embargo, utilizamos los valores de Garnett et al. (1999), y Esteban & Peimbert (1998), dado que el valor publicado por Torres-Peimbert, Peimbert, & Fierro (1989) es sensiblemente inferior a los valores publicados por los otros observadores, implicando probablemente un error en la publicación.

TABLA 10.2: Datos observacionales.

	Gal99 ^a (Rendija A)	TPPF89 ^b (Rendija B)	EP98 ^c (Rendija C)
$I(\lambda 4861)/I(H\beta)$	1.00	1.00	1.00
$I(\lambda 5007)/I(H\beta)$	3.110	3.020	3.086
$I(\lambda 3727)/I(H\beta)$	2.980	2.138	1.880
$I(\lambda 6300)/I(H\beta)$	—	0.015	0.022
$I(\lambda 6720)/I(H\beta)$	0.475	0.225	0.357
$I(\lambda 4686)/I(H\beta)$	—	0.021	—
$I(\lambda 4363)/I(H\beta)$	<0.040	0.015	0.011
$I(\lambda 6584)/I(H\beta)$	0.425	0.363	0.384
EW($H\beta$)	—	195	—
Q(H^0)	—	1.883×10^{52}	2.212×10^{52}
$N_e(S II)$	—	234	153
$N_e(O II)$	—	—	186

^a Garnett, D.R. et al. 1999, ApJ, 513, 168.

^b Torres-Peimbert, S., Peimbert, M., & Fierro, J. 1989, ApJ, 345, 186.

^c Esteban, C. & Peimbert, M. 1998 (comunicación privada).

10.3 Comparación entre los modelos teóricos y los datos observacionales

De manera análoga a lo descrito en el Capítulo 9, para comparar el espectro predicho por los modelos de fotoionización con los datos observacionales se ha tomado en cuenta el efecto de las rendijas usadas por Garnett et al. (1999) (rendija A), Torres-Peimbert et

al. (1989) (rendija B), y Esteban & Peimbert (1998) (rendija C). Las dimensiones de las rendijas están listadas en la Tabla 10.3, donde se ha considerado una distancia de 7.4 Mpc. Dado el tamaño de la rendija A, los datos de Garnett et al. (1999) dependen mucho de la posición exacta en la nebulosa, y de la estructura de ésta a pequeña escala. Por esta razón, en caso de discrepancias importantes entre los ajustes obtenidos con las distintas rendijas, consideramos más significativo un ajuste de los modelos con las otras rendijas.

TABLA 10.3: Tamaños de las rendijas.

Gal99 ^a (Rendija A)	TPPF89 ^b (Rendija B)	EP98 ^c (Rendija C)
0.86" × 0.86"	3.8" × 12.4"	2" × 26.6"
31 pc × 31 pc	137 pc × 446 pc	76 pc × 959 pc

^a Garnett, D.R. et al. 1999, ApJ, 513, 168.

^b Torres-Peimbert, S., Peimbert, M., & Fierro, J. 1989, ApJ, 345, 186.

^c Esteban, C. & Peimbert, M. 1998 (comunicación privada).

10.4 Modelos numéricos

Los modelos de fotoionización de NGC 5461 han sido calculados con Cloudy (versión 90.04). En el Capítulo 4 se da una descripción general de las características del código. Para la geometría, se han experimentado distintas soluciones, que serán descritas a lo largo del capítulo. Las fuentes ionizantes utilizadas están descritas a continuación.

10.4.1 Fuentes ionizantes

Las fuentes ionizantes utilizadas en el cálculo de los modelos numéricos de NGC 5461 han sido tomadas de Starburst99 (Leitherer et al. 1999). Starburst99 es un conjunto de modelos de síntesis para galaxias con formación estelar activa. Los modelos son una versión actualizada de los modelos de síntesis de Leitherer y Heckman (1995) usados para modelar NGC 2363 (Capítulo 9). Las diferencias principales, con respecto a los modelos anteriores, se deben a la inclusión de trazas evolutivas y modelos de atmósfera más recientes. Distintas opciones están disponibles para la ley de pérdida de masa: en todos los modelos descritos en este capítulo, se han usado espectros de síntesis calculados con las nuevas trazas evolutivas de Meynet et al. (1994) con tasa de pérdida de masa aumentada.

Los valores de metalicidad disponibles son cinco ($Z = 0.001, 0.004, 0.008, 0.02$ y 0.04). Para calcular modelos con metalicidades intermedias, se han realizado interpolaciones lineales en F_ν . Para mayores detalles acerca de las características de los modelos de síntesis remitimos el lector a la referencia original (Leitherer et al. 1999).

10.4.2 La metalicidad de NGC 5461

Los modelos calculados exploran un amplio rango de metalicidades, variable entre $Z_{gas} = 0.0064$ (aproximadamente igual al valor que se obtiene en el caso de $t^2 = 0$, ver Sección 10.2) y $Z_{gas} = 0.020$. Hay muchas razones para explorar metalicidades mayores a 0.0066:

- (a) Como se vio en el caso de NGC 2363, si el objeto tiene fluctuaciones de temperatura, y éstas no son tomadas en cuenta, se subestima la metalicidad.
- (b) Díaz et al. (1991) proponen una relación entre la intensidad de las líneas de azufre [S II] $\lambda\lambda 6717, 6731$ y [S III] $\lambda\lambda 9069, 9532$, y el parámetro de ionización de la nebulosa:

$$\log U = -1.69 \log \left(\frac{[\text{S II}]}{[\text{S III}]} \right) - 2.99. \quad (10.1)$$

Aplicando esta relación al caso de NGC 5461 se obtiene para el parámetro de ionización $0.004 \lesssim U \lesssim 0.019$, dependiendo de los datos observacionales y de los parámetros atómicos utilizados (Pradhan & Peng 1995; Shaw & Dufour 1994). El valor observacional de R_{23} , calculado con los datos de Torres-Peimbert, Peimbert, & Fierro (1989), es 0.79. Con este valor de R_{23} , y el rango de U mencionado, usando la calibración para R_{23} de McGaugh (1991), se obtiene $-3.1 \leq [\text{O}/\text{H}] \leq -3.2$, equivalente al rango de valores $0.016 < Z_{gas} < 0.019$ para la metalicidad total.

- (c) El parámetro R_{23} de los modelos sale demasiado alto cuando $Z_{gas} \simeq 0.006$, sugiriendo que la metalicidad del gas en NGC 5461 es mayor que $Z = 0.0066$, dado que en la rama superior del diagrama de R_{23} a mayor metalicidad, menor R_{23} (McGaugh 1991).

10.5 Modelos de dos cáscaras

Los primeros intentos por reproducir el espectro de emisión de NGC 5461 se hicieron con una serie de modelos de dos cáscaras, de radios $R_1 = 150$ pc y R_2 variable en el intervalo 490 – 580 pc, y un agujero interno de radio $R_0 = 0.4$ pc. Los parámetros de esta secuencia de modelos están especificados en la Tabla 10.4, con el siguiente significado: $1 + x =$

pendiente de la función inicial de masa (siendo $1 + x = 2.35$ para una función inicial de masa de Salpeter); M_{up} = extremo superior de masa en la función inicial de masa, en masas solares; N_e^{in}, N_e^{out} = densidades electrónicas de la cáscara interna y de la externa, en cm^{-3} ; ϵ = factor de llenado; t = edad del brote, en Myr; cf = factor de cobertura. Los modelos de esta serie tienen Z_* variable entre 0.008 y 0.020, y $Z_{gas} = 0.80 \times Z_*$, para tomar en cuenta la disminución de los metales en el gas debido a formación de polvo.

Los resultados están resumidos en la Tabla 10.4. En cada caso, se presentan las predicciones que se obtienen corrigiendo por el sesgo de las rendijas (columnas "A" y "B"), y las predicciones del modelo completo (columna "Comp."). El ajuste de $\lambda 5007$ mejora conforme aumenta la metalicidad, llegando a ajustar para un valor de Z_* intermedio entre 0.015 y 0.018. $\lambda 3727$, $\lambda 6300$, $\lambda 6584$ y $\lambda 6720$ quedan muy débiles en todos los modelos, mostrando que, en los modelos, la zona de bajo grado de ionización necesita ser más extensa. El ajuste de $\lambda 4363$ es bueno para el modelo de menor metalicidad, y empeora rápidamente al crecer ésta, como consecuencia de la disminución en temperatura. La elección de la edad toma en cuenta, a primera aproximación, la intensidad observada de $\lambda 4686$. Debido a la aparición de estrellas W-R en la población, alrededor de 3.0 Myr y para este rango de metalicidades, el valor predicho de $I(\lambda 4686)/I(H\beta)$ sube rápidamente de 0 a valores mayores a lo observado. El momento exacto de la aparición de las W-R. y el valor máximo alcanzado por $\lambda 4686$, dependen de la metalicidad. Para la edad elegida, 2.9 Myr, $\lambda 4686$ da un buen ajuste en el caso $Z_* = 0.012$, quedando demasiado débil o demasiado intensa para valores mayores o menores, respectivamente, de la metalicidad estelar. A pesar de que la calidad del ajuste de $\lambda 4686$ es variable, se ha elegido adoptar el mismo valor de t en todos los modelos, para facilitar la comparación, a reserva de mejorar el ajuste con pequeños cambios en la edad. Los valores encontrados de $EW(H\beta)$ parecen favorecer metalicidades altas y/o edades mayores.

Con un ajuste tan pobre, tiene poco sentido definir cual sea el mejor modelo. Para todos los valores de metalicidad explorados, el problema principal es el ajuste de las líneas de [O II], [N II] y [S II], que caen demasiado al tomar en cuenta el efecto de la rendija debido a que la zona de bajo grado de ionización es demasiado externa. Para obtener un mejor ajuste hay que bajar el grado de ionización en la zona más interna de la nebulosa. Otro problema de todos los modelos de esta serie es el flujo en $H\beta$ visto a través de la rendija B: aunque la restricción observacional sobre el flujo total es satisfecha, éste no es lo suficientemente concentrado hacia el centro de la nube: $F(H\beta)_{slit\ B}/F(H\beta)_{tot} \approx 0.40$ contra un valor observado de ≈ 0.60 .

Los modelos de esta serie han de entenderse como un punto de partida, que sirva para entender qué modificaciones hacer para llegar a modelos satisfactorios. En las siguientes secciones se exploran posibles modificaciones a los parámetros de entrada de los modelos.

que permitan obtener mejores ajustes.

TABLA 10.4: Modelos de dos cáscaras^a.

Z_*	0.008			0.010			0.012		
Z_{gas}	0.0064			0.008			0.0096		
	A	B ^b	Comp.	A	B ^b	Comp.	A	B ^b	Comp.
$I(\lambda 4861)/I(H\beta)$	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
$I(\lambda 5007)/I(H\beta)$	4.655	5.024	4.061	4.391	4.574	3.731	4.038	4.067	3.541
$I(\lambda 3727)/I(H\beta)$	0.367	0.667	2.416	0.319	0.595	2.424	0.310	0.576	2.236
$I(\lambda 6300)/I(H\beta)$	0.003	0.007	0.063	0.004	0.008	0.072	0.004	0.008	0.074
$I(\lambda 6720)/I(H\beta)$	0.074	0.200	0.490	0.074	0.213	0.544	0.080	0.228	0.546
$I(\lambda 4686)/I(H\beta)$	0.133	0.031	0.011	0.128	0.027	0.009	0.114	0.021	0.007
$I(\lambda 4363)/I(H\beta)$	0.037	0.028	0.022	0.028	0.019	0.015	0.020	0.012	0.011
$I(\lambda 6584)/I(H\beta)$	0.052	0.096	0.343	0.051	0.095	0.374	0.055	0.102	0.371
F^{slit}/F^{tot}	0.011	0.35	1.00	0.011	0.35	1.00	0.012	0.39	1.00
$EW(H\beta)$	308			300			291		
Z_*	0.015			0.018			0.020		
Z_{gas}	0.012			0.0144			0.016		
	A	B ^b	Comp.	A	B ^b	Comp.	A	B ^b	Comp.
$I(\lambda 4861)/I(H\beta)$	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
$I(\lambda 5007)/I(H\beta)$	3.444	3.332	3.065	2.840	2.647	2.577	2.331	2.240	2.272
$I(\lambda 3727)/I(H\beta)$	0.266	0.507	2.032	0.224	0.444	1.826	0.200	0.408	1.685
$I(\lambda 6300)/I(H\beta)$	0.004	0.009	0.077	0.004	0.009	0.077	0.004	0.009	0.076
$I(\lambda 6720)/I(H\beta)$	0.080	0.236	0.558	0.078	0.234	0.556	0.075	0.229	0.547
$I(\lambda 4686)/I(H\beta)$	0.096	0.013	0.006	0.065	0.006	0.003	0.002	0.000	0.003
$I(\lambda 4363)/I(H\beta)$	0.012	0.007	0.007	0.006	0.003	0.004	0.002	0.002	0.000
$I(\lambda 6584)/I(H\beta)$	0.054	0.103	0.372	0.051	0.101	0.364	0.050	0.100	0.355
F^{slit}/F^{tot}	0.014	0.42	1.00	0.015	0.45	1.00	0.015	0.47	1.00
$EW(H\beta)$	275			258			246		

^a Para todos los modelos: Ley de formación estelar: brote instantáneo; $R_0 = 0.4$ pc; $R_1 = 150$ pc; R_2 entre 490 y 580 pc; $1 + x = 2.35$; $M_{up} = 120 M_\odot$; $N_e^{in} = 200 \text{ cm}^{-3}$; $N_e^{out} = 35 \text{ cm}^{-3}$; $\epsilon = 0.035$; $t = 2.9$ Myr, $cf = 1$.

^b En el caso de $\lambda 6720$, se está considerando el tamaño de la rendija C en lugar de la B para la comparación.

10.6 Modelos con menor grado de ionización

Para bajar el grado de ionización en los modelos de NGC 5461, se han explorado las siguientes tres alternativas:

- (a) Bajar M_{up} de 120 a 100 $M_{\odot}$, para tener espectros ionizantes menos duros, variando oportunamente la edad para lograr el ajuste en $\lambda 4686$.
- (b) Calcular modelos compuestos de 3 zonas, como el ilustrado en la Figura 10.1. Físicamente, un modelo de este tipo representaría una geometría modelada por una nube molecular, como en el caso de la nebulosa de Orión. La zona más chica, del lado de la nube molecular, es más densa y ópticamente más gruesa.
- (c) Calcular modelos de una sola cáscara, con $cf < 1$ y una elección oportuna de la densidad. Al bajar el factor de cobertura, si se mantiene constante ϵ aumenta el grado de ionización, porque para mantener las restricciones observacionales $Q(H^0)$ aumenta con el inverso de cf , y N_e sólo con el inverso de la raíz de cf (ecuaciones 8.2, 8.3 y 8.7). Disminuyendo oportunamente ϵ es posible obtener modelos con menor grado de ionización.

10.6.1 Modelos con $M_{up} = 100 M_{\odot}$

Modelos de dos cáscaras con $M_{up} = 100 M_{\odot}$ mejoran sólo marginalmente respecto al caso $M_{up} = 120 M_{\odot}$, y no serán discutidos ulteriormente.

10.6.2 Modelos con nube molecular

Estos modelos se han calculado como suma de modelos de dos capas y modelos de una sola capa más compactos. En la Tabla 10.5 presentamos dos modelos de este tipo, calculados con dos distintos valores de la metalicidad. El significado de las columnas está explicado en la sección 10.4.

El mejor modelo de esta serie, caracterizado por $Z_* = 0.015 Z_{\odot}$ y $Z_{gas} = 0.012 Z_{\odot}$, logra un ajuste muy pobre: $\lambda 5007$ demasiado alto en un 15% aproximadamente, $\lambda 3727$, $\lambda 6584$, $\lambda 4686$ y $\lambda 4363$ muy por debajo del valor observado, $\lambda 6300$ y $\lambda 6720$ demasiado intensas. El ancho equivalente de $H\beta$ de los modelos también es demasiado alto. El valor de $F(H\beta)$ visto a través de la rendija B reproduce con buena aproximación el valor observacional.

Como se ha mencionado anteriormente, el valor bajo de $\lambda 4363$ puede ser explicado como efecto de las fluctuaciones de temperatura; viceversa, para $\lambda 6300$ resulta difícil explicar

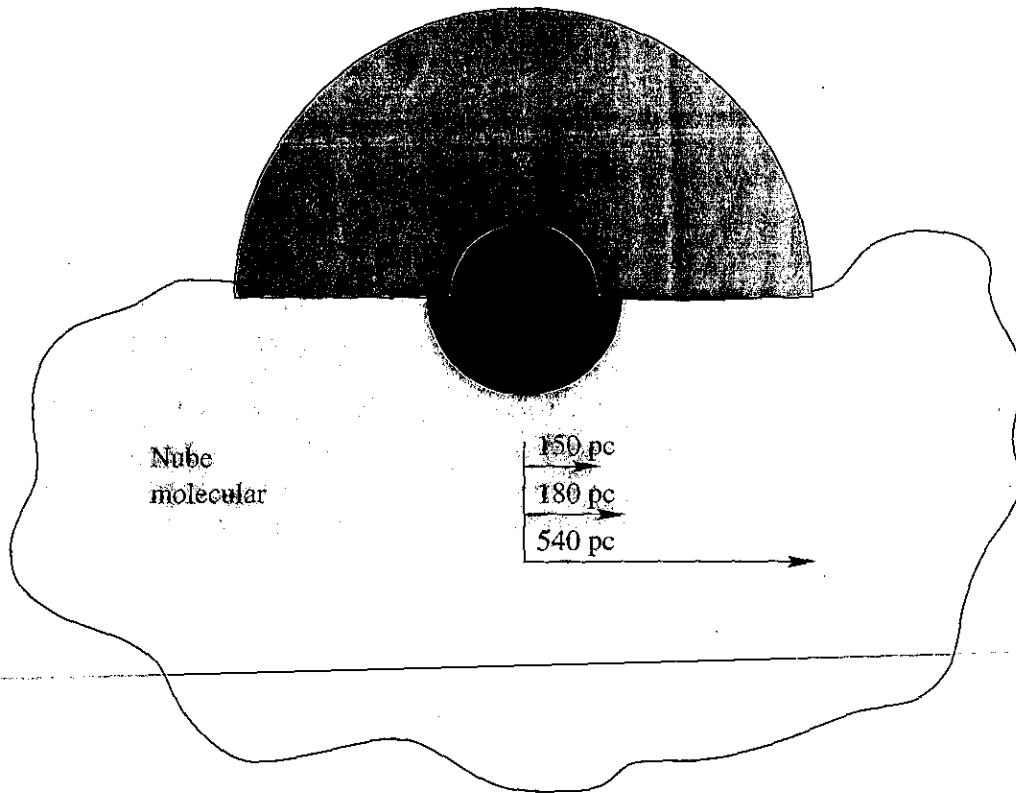


FIGURA 10.1: Estructura de los modelos con nube molecular.

un valor más alto de lo observado (aunque este problema se podría resolver con un modelo acotado en densidad, en el cual se corte la región -más externa- de formación del O I). El desajuste de $\lambda 3727$ y $\lambda 6584$ es importante, de tal manera que modificando únicamente la geometría de la nube no se podría compensar, manteniendo simultáneamente el ajuste de $\lambda 5007$. En este tipo de modelos, moviendo la edad y/o la metalicidad, es imposible encontrar un ajuste satisfactorio.

TABLA 10.5: Modelos con nube molecular^a.

Z_*	0.012			0.015		
Z_{gas}	0.0096			0.012		
	A	B ^b	Comp.	A	B ^b	Comp.
$I(\lambda 4861)/I(H\beta)$	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
$I(\lambda 5007)/I(H\beta)$	4.204	4.047	3.707	3.628	3.411	3.221
$I(\lambda 3727)/I(H\beta)$	0.680	1.322	2.252	0.600	1.212	2.103
$I(\lambda 6300)/I(H\beta)$	0.015	0.033	0.071	0.016	0.035	0.076
$I(\lambda 6720)/I(H\beta)$	0.157	0.318	0.531	0.158	0.333	0.557
$I(\lambda 4686)/I(H\beta)$	0.105	0.015	0.008	0.089	0.010	0.006
$I(\lambda 4363)/I(H\beta)$	0.021	0.013	0.012	0.013	0.008	0.008
$I(\lambda 6584)/I(H\beta)$	0.117	0.227	0.379	0.115	0.232	0.390
F^{slit}/F^{tot}	0.018	0.53	1.00	0.019	0.55	1.00
$EW(H\beta)$	290			274		

^a Para todos los modelos: Ley de formación estelar: brote instantáneo; $R_0 = 0.4$ pc; $1 + x = 2.35$; $M_{up} = 120 M_\odot$; $\epsilon = 0.035$; $t = 2.9$ Myr, $cf = 1$. La mitad del flujo total en $H\beta$ es producida por un modelo con $R_1 = 150$ pc y $R_2 = 550$ pc ($Z_* = 0.012$) o $R_2 = 520$ pc ($Z_* = 0.015$), $N_e^{in} = 200 \text{ cm}^{-3}$, y $N_e^{out} = 35 \text{ cm}^{-3}$; la otra mitad por un modelo con $R_S = R_1 = 180$ pc, y $N_e = 300 \text{ cm}^{-3}$.

^b En el caso de $\lambda 6720$, se está considerando el tamaño de la rendija C en lugar de la B para la comparación.

10.6.3 Modelos con $cf < 0$

Un ulterior intento para bajar el grado de ionización se hizo al calcular una serie de modelos de dos capas, acotados por radiación, más compactos respecto a los anteriores, y con factor de cobertura $cf < 0$. En la serie de modelos se han variado la densidad y el factor de llenado, manteniendo el radio constante. Las predicciones para estos modelos están listadas en la Tabla 10.6, y los parámetros que caracterizan a los modelos están listados en el pie de tabla.

Estos modelos representan un intento por tratar de resolver los problemas mencionados en la sección anterior. La mayor densidad central, respecto a los modelos anteriores, asegura que un mayor porcentaje del flujo de $H\beta$ es capturado por la rendija, y que el grado de ionización baja, mejorando el ajuste tanto de las líneas de alto grado de ionización, como el de las de bajo grado de ionización.

TABLA 10.6: Modelos de dos cáscaras, con $cf < 0$.

N_e^{in}	345			315			295		
ϵ	0.0030			0.0035			0.0040		
	A	B ^b	Comp.	A	B ^b	Comp.	A	B ^b	Comp.
$I(\lambda 4861)/I(H\beta)$	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
$I(\lambda 5007)/I(H\beta)$	4.055	4.045	3.937	3.999	4.039	3.950	3.964	4.041	3.969
$I(\lambda 3727)/I(H\beta)$	0.830	1.732	2.268	0.791	1.655	2.176	0.760	1.592	2.098
$I(\lambda 6300)/I(H\beta)$	0.026	0.061	0.087	0.025	0.058	0.082	0.024	0.055	0.079
$I(\lambda 6720)/I(H\beta)$	0.217	0.426	0.592	0.205	0.404	0.563	0.196	0.386	0.539
$I(\lambda 4686)/I(H\beta)$	0.116	0.017	0.012	0.117	0.017	0.012	0.117	0.017	0.012
$I(\lambda 4363)/I(H\beta)$	0.017	0.011	0.011	0.016	0.011	0.011	0.016	0.011	0.011
$I(\lambda 6584)/I(H\beta)$	0.156	0.324	0.423	0.147	0.306	0.402	0.140	0.292	0.384
F^{slit}/F^{tot}	0.024	0.68	1.00	0.021	0.58	1.00	0.018	0.50	1.00

^a Para todos los modelos: Ley de formación estelar: brote instantáneo; $R_0 = 0.4$ pc; $R_1 = 150$ pc; $R_2 \simeq 175$ pc; $1+x = 2.35$; $M_{up} = 120 M_\odot$; $t = 3.0$ Myr; $cf = 0.5$; $N_e^{out} = 35$ cm⁻³; $Z_* = 0.015$; $Z_{gas} = 0.020$.

^b En el caso de $\lambda 6720$, se está considerando el tamaño de la rendija C en lugar de la B para la comparación.

Los resultados están listados en la Tabla 10.6. El mejor modelo de esta serie es el de mayor densidad. En este modelo, $\lambda 5007$ sigue siendo demasiado alta en un 30%, mientras $\lambda 4686$, $\lambda 6584$ y $\lambda 6720$ muestran un buen ajuste (nótese que en todos los modelos calculados, el ajuste de $\lambda 6584$ con la rendija B está siempre asociado a un muy mal ajuste con la A). El desajuste de $\lambda 4363$ se podría explicar con fluctuaciones de temperatura, no así $\lambda 6300$ que sale demasiado intensa en el modelo.

10.7 Modelos con formación estelar continua

Suponiendo una ley de formación estelar de brote continuo, se logra obtener en general un ajuste mucho mejor. En particular, se obtienen las siguientes mejoras:

- (a) El grado de ionización de la nebulosa es mejor reproducido (el cociente $I(\lambda 5007)/I(\lambda 3727)$ predicho reproduce el observado).

TABLA 10.7: Modelos de dos cáscaras, con formación estelar continua y $t = 5.0$ Myr.

Z_*	0.015			0.016			0.017		
Z_{gas}	0.012			0.0128			0.0136		
	A	B ^b	Comp.	A	B ^b	Comp.	A	B ^b	Comp.
$I(\lambda 4861)/I(H\beta)$	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
$I(\lambda 5007)/I(H\beta)$	3.796	3.219	3.033	3.580	3.010	2.840	3.366	2.811	2.658
$I(\lambda 3727)/I(H\beta)$	0.966	1.906	2.687	0.970	1.931	2.644	0.963	1.933	2.581
$I(\lambda 6300)/I(H\beta)$	0.006	0.014	0.040	0.008	0.017	0.041	0.010	0.023	0.045
$I(\lambda 6720)/I(H\beta)$	0.165	0.320	0.487	0.176	0.341	0.504	0.188	0.363	0.524
$I(\lambda 4686)/I(H\beta)$	0.082	0.008	0.005	0.081	0.008	0.005	0.080	0.008	0.005
$I(\lambda 4363)/I(H\beta)$	0.014	0.008	0.008	0.012	0.007	0.007	0.011	0.006	0.006
$I(\lambda 6584)/I(H\beta)$	0.161	0.317	0.447	0.169	0.335	0.459	0.175	0.351	0.470
F_e^{slit}/F_e^{tot}	0.021	0.63	1.00	0.022	0.64	1.00	0.022	0.65	1.00
EW($H\beta$)	296			294			291		

^a Para todos los modelos: Ley de formación estelar: brote continuo; $R_0 = 0.4$ pc; $R_1 = 150$ pc; $R_2 = 530$ pc; $1 + x = 2.35$; $M_{up} = 120 M_\odot$; $t = 5.0$ Myr; $cf = 1$; $N_e^{in} = 300 \text{ cm}^{-3}$; $N_e^{out} = 16 \text{ cm}^{-3}$; $\epsilon = 0.0028$.

^b En el caso de $\lambda 6720$, se está considerando el tamaño de la rendija C en lugar de la B para la comparación.

(b) Se obtiene un valor de $\lambda 6300$ menor a lo observado, como se esperaría en caso de fluctuaciones de temperatura.

En las Tablas 10.7 y 10.8 se ilustran los resultados obtenidos adoptando una ley de formación estelar continua al variar de la metalicidad, para dos distintos valores de la edad.

10.7.1 $\lambda 4686$

En estos dos modelos $\lambda 4686$ queda demasiado débil. Contrariamente al caso de los brotes instantáneos, no se puede ajustar la intensidad de esta línea aumentando la edad, porque la formación estelar continua mantiene el cociente entre el número de estrellas O y el número de estrellas W-R demasiado alto.

Sin embargo, hay que tomar en cuenta que el flujo observado en $\lambda 4686$ contiene una contribución estelar. En el caso de NGC 2363, no ha sido necesario tomar en cuenta este

TABLA 10.8: Modelos de dos cáscaras, con formación estelar continua y $t = 6.0$ Myr.

Z_*	0.015			0.016			0.017		
Z_{gas}	0.012			0.0128			0.0136		
	A	B ^b	Comp.	A	B ^b	Comp.	A	B ^b	Comp.
$I(\lambda 4861)/I(H\beta)$	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
$I(\lambda 5007)/I(H\beta)$	3.775	3.221	3.035	3.559	3.006	2.837	3.346	2.807	2.656
$I(\lambda 3727)/I(H\beta)$	0.946	1.874	2.654	0.956	1.912	2.616	0.948	1.910	2.554
$I(\lambda 6300)/I(H\beta)$	0.006	0.013	0.040	0.008	0.018	0.042	0.010	0.023	0.045
$I(\lambda 6720)/I(H\beta)$	0.164	0.319	0.487	0.176	0.342	0.505	0.187	0.363	0.524
$I(\lambda 4686)/I(H\beta)$	0.084	0.009	0.006	0.082	0.008	0.005	0.081	0.008	0.005
$I(\lambda 4363)/I(H\beta)$	0.015	0.008	0.008	0.012	0.007	0.007	0.011	0.006	0.006
$I(\lambda 6584)/I(H\beta)$	0.159	0.314	0.444	0.168	0.335	0.458	0.174	0.350	0.468
F^{slit}/F^{tot}	0.021	0.63	1.00	0.022	0.64	1.00	0.022	0.65	1.00
$EW(H\beta)$	253			252			252		

^a Para todos los modelos: Ley de formación estelar: brote continuo; $R_0 = 0.4$ pc; $R_1 = 150$ pc; $R_2 = 530$ pc; $1 + x = 2.35$; $M_{up} = 120 M_\odot$; $t = 6.0$ Myr; $cf = 1$; $N_e^{in} = 300 \text{ cm}^{-3}$; $N_e^{out} = 16 \text{ cm}^{-3}$; $\epsilon = 0.0028$.

^b En el caso de $\lambda 6720$, se está considerando el tamaño de la rendija C en lugar de la B para la comparación.

efecto porque a la edad y la metalicidad de esta región la contribución estelar no es muy importante.

Tomando en cuenta la contribución estelar y la nebular para las distintas edades y metalicidades, los valores previstos suben aproximadamente al doble, quedando en un 80% del valor observado.

10.7.2 Edad

En un brote estelar con una tasa de formación continua, el ancho equivalente de $H\beta$ baja más lentamente; en consecuencia, hay que explorar un intervalo de edades mayores respecto al caso de brote instantáneo. Para una edad de 5 Myr, el valor calculado de $EW(H\beta)$, ~ 295 Å, está todavía muy por encima del valor observado (195 Å, Torres-Peimbert, Peimbert, & Fierro 1989). Para $t = 6$ Myr, se obtiene un valor de ~ 252 Å, todavía demasiado alto respecto al valor observado por Torres-Peimbert, Peimbert, & Fierro (1989), pero en

acuerdo con el valor de $EW(H\beta) = 239 \text{ \AA}$ observado por Kennicutt & Garnett (1996).

Alternativamente, puede haber una población subyacente de estrellas más viejas, que disminuyan el valor observado de $EW(H\beta)$.

10.8 Conclusiones

Calculamos modelos con formación estelar de brote instantáneo para la región H II extragaláctica gigante NGC 5461. Encontramos que modelos de fotoionización con $t^2 = 0$ (i.e., baja metalicidad) no logran reproducir el espectro observado. En particular, la intensidad total de las líneas de oxígeno resulta demasiado baja. Dada la ubicación de NGC 5461 en el diagrama R_{23} vs. $[O/H]$, este resultado sugiere una mayor metalicidad para la región.

Con modelos más metálicos obtenemos un ajuste mejor, sin embargo no logramos obtener un buen ajuste del grado de ionización al variar la geometría de la región.

Adoptando una ley de formación estelar continua, encontramos un ajuste mucho mejor: $\lambda 5007$, $\lambda 3727$, $\lambda 6720$ y $\lambda 6584$ ajustan los datos observacionales, una vez que se haya tomado en cuenta el sesgo introducido por el tamaño de la rendija. $\lambda 4686$ queda en un tercio del valor observado, y aplicando la corrección por la componente estelar, se encuentra un buen ajuste, llegando el valor teórico al 80% del observado. $\lambda 4363$ queda por debajo del valor observado, como es de esperarse en caso de choques, mientras el valor previsto de $\lambda 6300$ es ligeramente superior al observado: modelos acotados en densidad podrían ajustar bien esta línea, dejando sin modificar las otras. El valor predicho de $EW(H\beta)$ es superior al observado para $t = 5 \text{ Myr}$, y comparable para $t = 6 \text{ Myr}$.

El ajuste mejor se obtiene para modelos con $Z_{gas} \sim 0.13 Z_{\odot}$, es decir un valor superior por un factor de 2 respecto al valor calculado con $T_e = T_e(O \text{ III})$, el mismo factor que se encuentra en el caso de NGC 2363 (Apéndice G). Este valor de abundancia se obtendría adoptando para la temperatura promedio de NGC 5461 el valor $T_0 = 7,200 \text{ K}$, un valor $2,000 \text{ K}$ inferior al valor $T_e(O \text{ III}) = 9,200 \text{ K}$ que se obtiene con las intensidades de Torres-Peimbert, Peimbert, & Fierro (1989) y los parámetros atómicos del $[O \text{ III}]$ más recientes publicados por Pradhan & Peng (1995). Con estos valores de T_0 y $T_e(O \text{ III})$, y la ecuación 3.11, se obtiene $t^2 = 0.06$.

Capítulo 11

Conclusiones

11.1 Introducción

En esta tesis se han discutido muchos problemas relacionados con las propiedades físicas y la composición química de las regiones H II y de las nebulosas planetarias. Este capítulo resume los resultados principales de este trabajo, así como los problemas que quedan abiertos y las áreas de trabajo futuro que los mismos resultados sugieren.

11.2 La importancia de las fluctuaciones de temperatura

Han pasado más de treinta años desde que Peimbert (1967) describió, por primera vez, las implicaciones teóricas que derivan del abandonar la hipótesis de temperatura uniforme en el estudio de las propiedades de las nebulosas gaseosas. Desde entonces, se han acumulado muchas evidencias, tanto observacionales como teóricas, que apuntan a inhomogeneidades en la estructura de temperatura de las nebulosas planetarias y de las regiones H II. Al mismo tiempo, los astrónomos se han repetidamente enfrentado con aparentes contradicciones, en el intento de explicar los datos espectroscópicos de estos objetos con modelos de temperatura uniforme.

Como en el famoso chiste de la vaca con simetría esférica (Cox 1999), parece que la tendencia general ha sido una preferencia para el modelo más sencillo posible, a pesar de que observacional y teóricamente hay muchas razones para sospechar inhomogeneidades en las estructuras de temperatura y de densidad. Desde un punto de vista observacional es innegable la presencia de estructuras como grumos, filamentos, burbujas, frentes de choques, y campos de velocidades asociados. Todos estos fenómenos implican necesariamente que haya fluctuaciones de temperatura. Probablemente, la conclusión que habría que sacar de

este estado de cosas es la necesidad de integrar los escenarios teóricos para la interacción entre el gas y la radiación en condiciones estacionarias, con la hidrodinámica del medio interestelar.

A continuación resumimos los resultados principales obtenidos con este trabajo.

11.2.1 Nebulosas planetarias

En este trabajo se ha mostrado como el tomar en cuenta la presencia de fluctuaciones de temperatura en la nebulosa, aún con una descripción aproximada de las mismas, permite resolver muchas contradicciones, y explicar los espectros de las planetarias de una manera sencilla y sin embargo físicamente fundamentada.

En el Capítulo 6 y en el Apéndice D mostramos que, suponiendo fluctuaciones de temperatura en las nebulosas, es posible explicar la discrepancia entre los valores observados de $T_e(O^{++})$ y $T_e(C^{++})$. Apoyando esta hipótesis, mostramos que hay correlación entre la diferencia observada $T_e(O^{++}) - T_e(C^{++})$ y el campo de velocidad observado en el objeto, sugiriendo que los valores altos de $T_e(O^{++})$ tienen una contribución de origen mecánico. Consecuentemente, sugerimos el uso de $T_e(C^{++})$ para la determinación de la abundancia de carbono en nebulosas planetarias, y mostramos como esta determinación de la temperatura electrónica resulta en acuerdo con la temperatura electrónica determinada con el salto de Balmer, poco sensible a las fluctuaciones de temperatura.

En el Capítulo 7 y en el Apéndice E mostramos como las discrepancias entre los valores de abundancia de helio obtenidos a partir de distintas líneas de He I disminuyen cuando se toman en cuenta los efectos colisionales. Asimismo, se muestra como suponiendo pequeñas fluctuaciones de temperatura en el gas, y tomando en cuenta efectos de profundidad óptica además de los colisionales, se logra acuerdo entre las abundancias determinadas con las distintas líneas. Adicionalmente, proponemos dos nuevos métodos para determinar la temperatura electrónica en nebulosas planetarias. El primer método utiliza pares de líneas poco afectadas por efectos de transporte, y se puede aplicar con objetos en los cuales los efectos colisionales son importantes. El segundo método se aplica en objetos en los cuales los efectos colisionales son poco importantes, y permite determinar simultáneamente la profundidad óptica en $\lambda 3889$ y la temperatura electrónica.

Con los valores de t^2 así determinados, obtenemos para la metalicidad valores superiores a los que se determinan suponiendo temperatura constante. Las nuevas determinaciones de metalicidad se acercan más a las de las estrellas recién formadas.

11.2.2 Regiones H II

Los modelos numéricos calculados para las regiones H II extragalácticas NGC 2363 y NGC 5461 han permitido determinar muchas propiedades de los dos objetos. En ambos casos, los resultados parecen mostrar que las determinaciones actuales de la metalicidad necesitan ser revisadas, como consecuencia de la presencia de fluctuaciones de temperatura.

En el caso de NGC 2363, combinando la temperatura de Paschen (Sección 2.3.1) con la de [O III], obtenemos valores de t^2 en el rango 0.06 – 0.10. Los modelos con fluctuaciones de temperatura son físicamente más coherentes, y permiten lograr un mejor acuerdo con los datos observacionales respecto a los modelos que suponen $t^2 = 0$. Encontramos múltiples evidencias de la presencia de estrellas Wolf-Rayet en los dos nudos principales. En el caso del nudo A, la intensidad de $\lambda 4686$ nebular es consistente con la presencia de dos estrellas Wolf-Rayet. Este hecho apoya la nueva determinación de la metalicidad, dado que *i)* la tasa de formación de Wolf-Rayet aumenta con Z , y *ii)* los vientos de Wolf-Rayet ciertamente producen fluctuaciones de temperatura en el medio. Encontramos que las características del nudo A son compatibles con una historia de formación estelar en un brote extendido, iniciado hace 3 Myr aproximadamente y con una duración de 1.6 Myr, y que el nudo B se formó en un brote previo.

Análogamente al caso de NGC 2363, encontramos la imposibilidad de reproducir el espectro de NGC 5461 con modelos que suponen $t^2 = 0$. Abandonando la hipótesis de temperatura uniforme, logramos un ajuste mucho mejor suponiendo $Z \sim 0.016 Z_{\odot}$ en lugar de $Z \sim 0.0066 Z_{\odot}$. El mejor modelo calculado supone una tasa de formación estelar continua y una edad de 6 Myr aproximadamente. Con este modelo se ajustan las intensidades de las líneas nebulares de [O III], y de las líneas de [O II], [S II], [N II] y He II. La intensidad de $\lambda 4363$ queda por debajo de la observada, probablemente debido a que esta línea tiene una contribución por choques. El valor de $\lambda 6300$ es ligeramente superior al observado; esta discrepancia podría explicarse suponiendo que NGC 5461 no es acotado por radiación. El valor predicho de $EW(H\beta)$ es comparable con el observado.

11.3 Límites de este trabajo

Las investigaciones descritas en esta tesis muestran la importancia de tener en cuenta las fluctuaciones de temperatura en el estudio de las regiones fotoionizadas. Algunos de nuestros resultados podrán posiblemente sufrir modificaciones, debido a cambios y modificaciones en la física atómica y en los demás ingredientes usados. Entre los principales resultados ‘robustos’ de este trabajo está el haber mostrado la utilidad del cálculo de modelos numéricos en el estudio de las nebulosas gaseosas.

El cálculo de modelos numéricos de regiones H II se está mostrando cada vez más como un método sumamente flexible y poderoso para el estudio de estos objetos. Calculando modelos numéricos de objetos específicos es posible tanto mejorar nuestra comprensión de los objetos mismos, como evidenciar los aspectos en los cuales es todavía incompleta la comprensión de los procesos físicos que ocurren en las regiones de formación estelar.

El modelaje numérico de las regiones fotoionizadas requiere de algunos ingredientes básicos. En primer lugar, es necesario suponer un espectro ionizante. Este es un ingrediente sumamente importante, dado que la capacidad de un modelo numérico para satisfacer los datos observacionales depende crucialmente del espectro usado. Los espectros sintéticos, que toman en cuenta la contribución a la radiación ionizante de una población estelar en evolución, reflejan las fallas teóricas de la evolución estelar, de la teoría de las atmósferas estelares y de la formación estelar. Conforme se logran avances en estos campos, se obtendrán distribuciones espectrales de energía más realistas, con cada vez menos parámetros libres. Objetos como las estrellas tipo R136a (Heap 1999; de Koter, Heap, & Hubeny, 1997) no están incluidos todavía en los modelos de síntesis de población, así como falta todavía por incluir la contribución de las estrellas binarias al espectro de radiación. Para mejorar el trabajo, sería necesario también tomar en cuenta los efectos estadísticos que afectan el extremo superior de la función inicial de masa.

En segundo lugar, es necesario especificar la geometría de la región (distribución espacial del gas, inhomogeneidades, etc.). Para obtener modelos cada vez más cercanos a la realidad, es necesario ir refinando los métodos de diagnóstico, así como mejorar la calidad y la resolución de los datos observacionales, para poder mapear detalles cada vez más pequeños de las regiones observadas.

Uno de los límites más obvios de este trabajo es la falta de un tratamiento cuantitativo y autoconsistente de los choques. Con un código de fotoionización hidrodinámico se podría verificar cuantitativamente la consistencia de las hipótesis avanzadas acerca de la contribución mecánica a los espectros de emisión. Sin embargo, es necesario recordar que los resultados obtenidos con los modelos de fotoionización pura son válidos para aquellas líneas que no son muy afectadas por choques.

Finalmente, hay que tomar en cuenta que muchos datos atómicos siguen afectados por incertidumbres grandes, y que cualquier progreso de la física atómica se refleja automáticamente en mejores modelos.

No hay que olvidar que la comprensión de las propiedades de las regiones H II tiene implicaciones teóricas en muchas otras áreas de la investigación astronómica, como la evolución estelar, la física del medio interestelar, y la evolución química de las galaxias. Las regiones H II se observan también en galaxias lejanas, donde proveen evidencias de formación estelar en las épocas tempranas del Universo. Una mejor y más completa com-

preensión de las regiones H II aportará sin lugar a duda mucha luz sobre cuestiones como la abundancia de helio primordial y sus implicaciones cosmológicas, y los mecanismos que regulan la formación estelar y la función inicial de masa.

Bibliografía

- [1] Abbott, D. C. 1982, *The return of mass and energy to the Interstellar Medium by winds from early-type stars*, ApJ, **263**, 723
- [2] Balick, B. 1987, *The evolution of planetary nebulae. I - Structures, ionizations, and morphological sequences*, AJ, **94**, 671
- [3] Bressolin, Kennicutt & Garnett 1999, *The ionizing stars of extragalactic H II regions*, ApJ, **510**, 104
- [4] Calvet, N.. & Peimbert, M. 1983, *Bipolar nebulae and type I planetary nebulae*, RevMexAA , **5**, 319
- [5] Calzetti, D., Kinney, A.L.. & Storchi-Bergmann, T. 1994, *Dust extinction of the stellar continua in starburst galaxies: the ultraviolet and optical extinction law*, ApJ, **429**, 582
- [6] Castañeda, H.O., Vilchez, J.M. & Copetti, M.V.F. 1992. *Density studies on giant extragalactic H II regions*, A&A , **260**, 370
- [7] Clegg, R.E.S., & Harrington, J.P. 1989, *The photo-ionization of He I (2^3S) in nebulae*, MNRAS, **239**, 869
- [8] Cox, D.P. 1999, *Final remarks*, en Astrophysical Plasmas: Codes, Models & Observations, RevMexAA (Serie de Conferencias), ed. J. Franco, J. Arthur, & N. Brickhouse (en prensa)
- [9] de Koter, A., Heap, S.R. & Hubeny, I. 1997, *On the evolutionary phase and mass loss of the Wolf-Rayet like stars in R136a*, ApJ, **477**, 792
- [10] de Vaucouleurs, G. 1978 *The extragalactic distance scale. I - A review of distance indicators - Zero points and errors of primary indicators*, ApJ, **223**, 351

- [11] Díaz, A.I., Terlevich, E., Vílchez, J.M., & Edmunds, M.G. 1991, *Abundance analysis of giant H II regions in M51*, MNRAS, **253**, 245
- [12] Dinerstein, H.L., Lester, D.F., & Werner, M.W. 1985, *Far-infrared line observations of planetary nebulae. I - The forbidden O III spectrum*, ApJ, **291**, 561
- [13] Dopita, M.A., Binette, L., D'Odorico, S., & Benvenuti, P. 1984, *Radiative shock-wave theory. I - Chemical abundance diagnostics and galactic abundance gradients*, ApJ, **276**, 653
- [14] Dopita, M.A., & Sutherland, R.S. 1996, *Spectral Signatures of Fast Shocks. I. Low-Density Model Grid*, ApJS, **102**, 161
- [15] Drissen, L., Roy, J.-R., & Robert, C. 1996, <http://lyra.colorado.edu/sbo/hubble/ds>
- [16] Esteban, C., & Peimbert, M. 1998, (comunicación privada)
- [17] Esteban, C., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., & Escalante, V. 1995, *Faint emission lines in the Orion nebula: C and O abundances*, RevMexAA (Serie de Conferencias), **3**, 241
- [18] Evans, I.N. 1986, *Theoretical models for H II regions. III. The abundance gradient in M 101*, ApJ, **309**, 544
- [19] Ferland, G.J. 1996, *Hazy, a Brief Introduction to Cloudy*, University of Kentucky Department of Physics and Astronomy Internal report
- [20] Garnett, D.R., Shields, G.A., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., Skillmann, E.D., Oufour, R.J., Terlevich, E., Terlevich, R.J. 1999, *Carbon in spiral galaxies from Hubble Space Telescope spectroscopy*, ApJ, **513**, 168
- [21] González-Delgado, R., et al. 1994, *Violent star formation in NGC 2363*, ApJ, **437**, 239
- [22] Greig, W.E. 1972, *Spatial and kinematic parameters of nebulous centric and annular nebulae*, A&A, **18**, 70
- [23] Hartigan, P., Raymond, J., & Hartmann, L. 1987, *Radiative bow shock models of Herbig-Haro object*, ApJ, **316**, 323
- [24] Heap, S.R. 1999, *R136a and its implications for understanding Wolf-Rayet stars and Wolf-Rayet Galaxies* in: K.A. van der Hucht, G. Koenigsberger, & P.R.J. Eenens

- (eds.), *Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies*, Proc. IAU Symp. No. 193 (San Francisco: ASP), 412
- [25] Iben, I.Jr. 1993, *The evolution of planetary nebulae; their precursors and their progeny - A commentary* en *Planetary Nebulae*, IAU Symposium 155, ed. R. Weinberger & A. Acker (Dordrecht: Kluwer), 587
 - [26] Israel, F.P., Goss, W.M., & Allen, R.J. 1996, *The giant spiral galaxy M 101: radio observations of H II regions in external galaxies. II. Radio continuum emission from the H II regions and the nonthermal disc of M 101*, *A&A*, **40**, 421
 - [27] Izotov, Yu. I., Thuan, T.X., & Lipovetski, V.A. 1997, *The primordial helium abundance: systematic effects and a new determination*, *ApJS*, **108**, 1
 - [28] Kaler, J.B. 1986, *C^{2+} electron temperatures in planetary nebulae*, *ApJ*, **308**, 337
 - [29] Kennicutt, R.C. Jr., & Garnett, D.R. 1996, *The composition gradient in M 101 revisited. I. H II region spectra and excitation properties*, *ApJ*, **456**, 504
 - [30] Kingsburgh, R.L., & Barlow, M.J. 1994, *Elemental abundances for a sample of southern galactic planetary nebulae*, *MNRAS*, **271**, 257
 - [31] Kurucz, R.L. 1979, *Model atmospheres for G, F, A, B, and O stars*, *ApJS*, **40**, 1
 - [32] Kurucz, R.L. 1991, en *Proceedings of the workshop on precision photometry: astrophysics of the Galaxy*, A.C. Davis Philip, A.R. Upgren, & K.A. James (Davis. Schenectady), 27
 - [33] Leitherer, C., et al. 1999, *Starburst99: Synthesis models for galaxies with active star formation*, *ApJS*, **123**, 3L
 - [34] Leitherer, C., & Heckman, T.M. 1995, *Synthetic properties of starburst galaxies*, *ApJS*, **96**, 9
 - [35] Liu, X.W., & Danziger, J. 1993, *Electron temperature determinations from nebular continuum emission in planetary nebulae and the importance of temperature fluctuations*, *MNRAS*, **263**, 256
 - [36] López, J.A. 1999, *Collimated outflows in planetary nebulae*, en *Astrophysical plasmas: codes, models and observations* (en prensa)
 - [37] Maíz-Apellániz, J. 1999, *Espectroscopía bidimensional de regiones extragalácticas con formación estelar intensa*. Tesis doctoral, Universidad Complutense de Madrid.

- [38] McCall, M.L., Rybski, P.M., & Shields, G.A. 1985, *The chemistry of galaxies. I. The nature of giant extragalactic H II regions*, ApJS, **57**, 1
- [39] McGaugh, S.S. 1991, *H II region abundances - Model oxygen line ratios*, ApJ, **380**, 140
- [40] Meaburn, J., & Walsh, J.R. 1980, *Direct evidence for an energetic stellar wind in NGC 6302*, MNRAS, **191**, 5P
- [41] Meynet, G., Maeder, A., Schaller, G., Schaerer, D., & Charbonnel, C. *Grids of massive stars with high mass loss rates. V. From 12 to 120 $M_{\odot}$ at $Z=0.001$, 0.004, 0.008, 0.020 and 0.040*, A&AS, **103**, 97
- [42] Mihalas, D. 1972, *Non-LTE Model Atmospheres for B&O Stars*, NCAR-TN/STR-76
- [43] O'Dell, C.R., Weiner, L.D., & Chu, Y.-H. 1990, *A kinematic determination of the structure of the double ring planetary nebula NGC 2392, the Eskimo*, ApJ, **362**, 226
- [44] Osterbrock, D. 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, University Science Books, (California)
- [45] Peimbert, M. 1967, *Temperature determinations of H II Regions*, ApJ, **150**, 825
- [46] Peimbert, M. 1971, *[S II] and [O I] lines in gaseous nebulae*, BOTT, **6**, 29
- [47] Peimbert, M. 1978 *Chemical abundances in planetary nebulae*, en *Planetary Nebulae: Observations and Theory*, IAU Symposium 76, ed. Y. Terzian (Dordrecht: Reidel), 215
- [48] Peimbert, M. 1989, *Comments on the applications of planetary nebulae research*, en *Planetary Nebulae*, IAU Symposium 131, ed. S. Torres-Peimbert, 577 (CHECAR ESTA (redaccion))
- [49] Peimbert, M. 1995, *Abundance determinations*, en *The Analysis of Emission Lines*, ed. R.E. Williams & M. Livio (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 165
- [50] Peimbert, M., Peña, M., & Torres-Peimbert, S. 1986, *The chemical composition of NGC 2363*, A&A, **158**, 266
- [51] Peimbert, M., Sarmiento, A., & Fierro, J. 1991, PASP, **103**, 815
- [52] Peimbert, M., Storey, P.J., & Torres-Peimbert, S. 1993, *The O^{++}/H^{+} abundance ratio in gaseous nebulae derived from recombination lines*, ApJ, **414**, 626

- [53] Peimbert, M., & Torres-Peimbert, S. 1977, *Chemical composition of the Orion nebula*, MNRAS, **179**, 217
- [54] Peimbert, M. & Torres-Peimbert, S. 1978, *Type I planetary nebulae*, en Planetary Nebulae, IAU Symposium 103, ed. D.R. Flower (Dordrecht: Reidel), 215
- [55] Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., & Dufour, R.J. 1993, *Chemical composition of M8 based on IUE and visual observation*, ApJ, **418**, 760
- [56] Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., & Ruiz, M.T. 1992, *The chemical composition of the galactic H II regions*, RevMexAA, **24**, 155
- [57] Pradhan, A.K., & Peng, J. 1995, *Atomic data for the analysis of emission lines*, en The Analysis of Emission Lines, ed. R.E. Williams & M. Livio (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 8
- [58] Rayo, J.F., Peimbert, M., & Torres-Peimbert, S. 1982, *Gradients in the physical conditions of M 101 and the pregalactic helium abundance*, ApJ, **255**, 1
- [59] Rola, C., & Stasińska, G. 1994, *The carbon abundance problem in planetary nebulae*, A&A, **282**, 199
- [60] Roy, J.-R., Aubé, M., McCall, M.L., & Dufour, R.J. 1992, *The origin of broad emission lines in the extragalactic giant H II region NGC 2363*, ApJ, **386**, 498
- [61] Roy, J.-R., Boulesteix, J., Joncas, G., & Grundseth, B. 1991, *Superbubble blowout in the giant H II region NGC 2363?*, ApJ, **367**, 141
- [62] Sabbadin, F. 1984, *A catalogue of expansion models for planetary nebulae*, A&ASS, **58**, 273
- [63] Sabbadin, F., Bianchini, A., & Hamzaoglu, E. 1982, *Spatial-kinematic models for planetary nebulae. 2371-2*, A&ASS, **50**, 523
- [64] Sánchez, L.J., & Peimbert, M. 1991, *Scattered light in M8*, RevMexAA, **22**, 285
- [65] Sandage, A., & Tammann, G.A. 1976, *Steps toward the Hubble constant. VII - Distances to NGC 2403, M101, and the Virgo cluster using 21 centimeter line widths compared with optical methods: The global value of H_0* , ApJ, **210**, 7
- [66] Shaw, R.A., & Dufour, R.J. 1994, *Software for the analysis of emission line nebulae*, PASP, **107**, 896

- [67] Shields, G.A. 1990, *Extragalactic H II regions*, ARAA, **28**, 525
- [68] Shu, F. 1992, *The physics of astrophysics. Volume II: Gas dynamics*, University Science Books, Sausalito (CA)
- [69] Schwarz, H.E., Corradi, R.L.M., & Stanghellini, L. 1993, *H alpha morphological classification of planetary nebulae* en *Planetary Nebulae*, ed. A. Acker & R. Weinberger (Dordrecht: Kluwer), 214
- [70] Simpson, J.P. 1973, *Spectrophotometry of the Ori nebula*, PASP, **85**, 479
- [71] Skillman, E.D. 1985, *Spatial variations in the physical conditions in the giant extragalactic H II region NGC 5471*, ApJ, **290**, 449
- [72] Skillmann, E.D., & Israel, F.P. 1988, *Brackett γ observations and extinction in giant H II regions in M 101*, A&A, **203**, 226
- [73] Torres-Peimbert, S., & Peimbert, M. 1997, *Planetary nebulae of type I revisited* en *Planetary Nebulae*, IAU Symposium 180, ed. H.J. Habing & H.J.G.L.M. Lamers (Dordrecht: Kluwer), 175
- [74] Torres-Peimbert, S., Peimbert, M., & Fierro, J. 1989, *Physical conditions of H II regions in M 101 and the pregalactic helium abundance*, ApJ, **345**, 186
- [75] Vázquez-Semadeni, E., Passot, T., & Pouquet, A. 1996, *Influence of cooling-induced compressibility on the structure of turbulent flows and gravitational collapse*, ApJ, **473**, 881
- [76] Viegas, S.M., & Clegg, R.E.S. 1994 *Density condensations in planetary nebulae and the electron temperature*, MNRAS, **271**, 993
- [77] Walter, D.K., Dufour, R.J., & Hester, J.J. 1992, *CNO abundances and temperature fluctuations in the Orion Nebula*, ApJ, **397**, 196
- [78] Williams, R.M., & Chu, Y.-H. 1995, *X-Ray emission from giant H II regions in M 101*, ApJ, **439**, 132
- [79] Zuckerman, B., & Gatley, I. 1988, *Molecular hydrogen maps of extended planetary nebulae - The Dumbbell, the Ring, and NGC 2346*, ApJ, **324**, 501

Apéndice A

Diagrama de niveles del [O III] y del [NII]

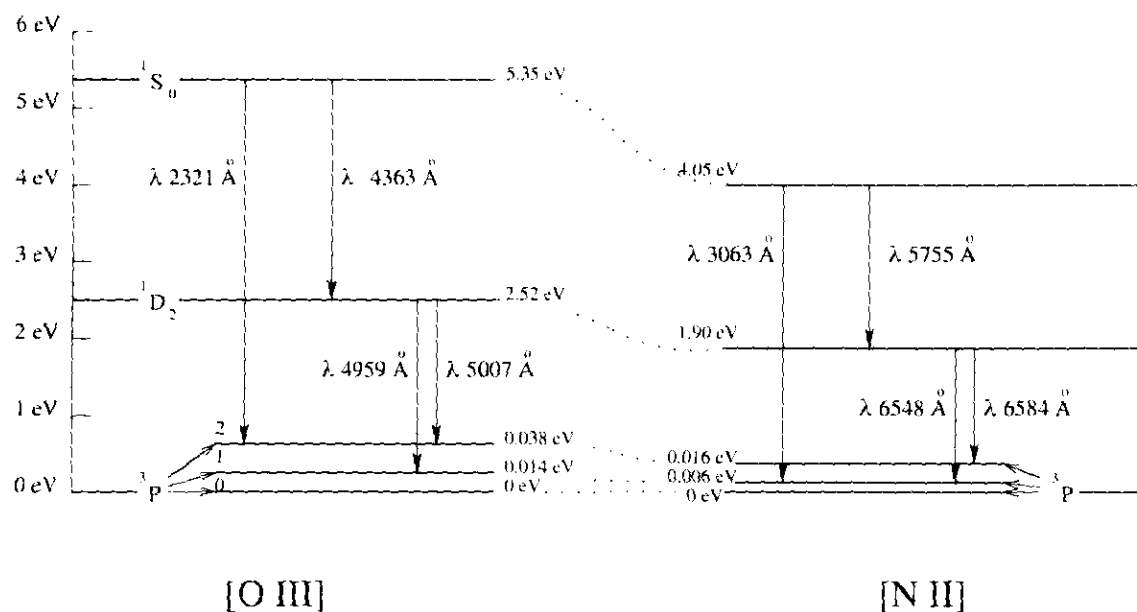


FIGURA A.1: Diagrama de niveles del [O III] y del [NII].

Apéndice B

Diagrama de niveles del [S II] y del [O II]

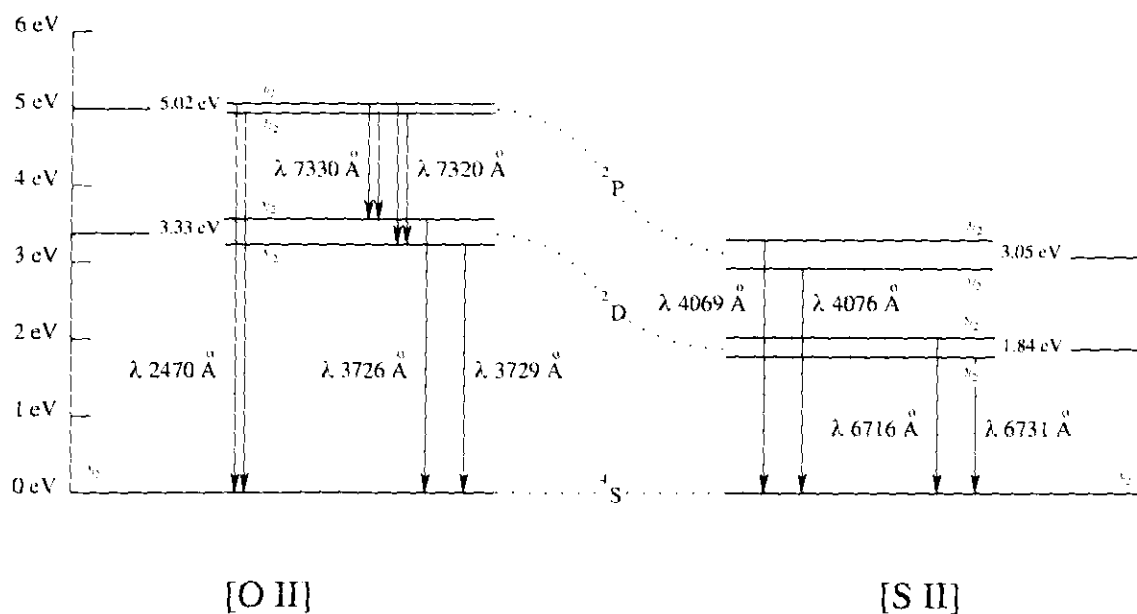


FIGURA B.1: Diagrama de niveles del [S II] y del [O II].

Apéndice C

Diagrama de niveles del He I

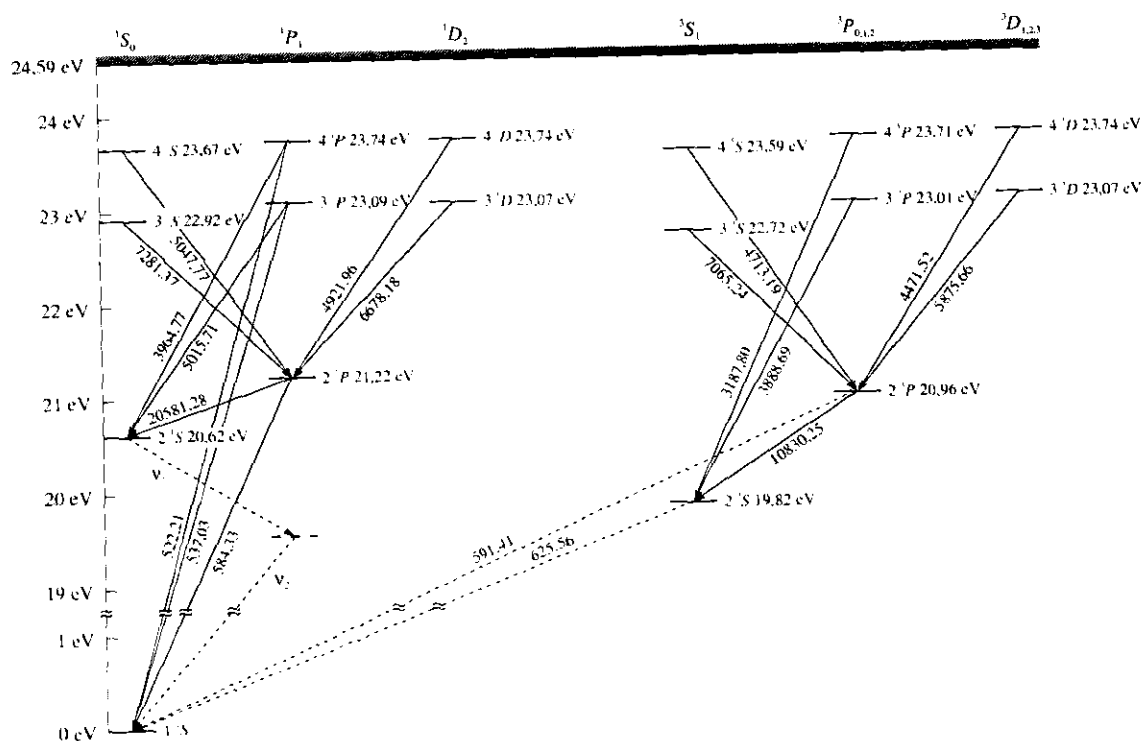


FIGURA C.1: Diagrama de niveles del He I (Matz-Apellániz 1999).

Apéndice D

The effect of temperature fluctuations on the determination of the carbon abundance of planetary nebulae

M. Peimbert, S. Torres-Peimbert, and V. Luridiana
Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México

Publicado en la Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica, vol. 31, p. 131 (1995)

D.1 Resumen

A partir de las intensidades de C III $\lambda\lambda 1906+1909$ y las de C II $\lambda 4267$ es posible determinar $T(\text{C}^{++})$; en las nebulosas planetarias esta temperatura es en general menor que $T(\text{O}^{++})$, la temperatura obtenida a partir del cociente $I(4363)/I(5007)$ de O III. Estudiamos causas que puedan producir esta diferencia. Demostramos que en la presencia de fluctuaciones espaciales de temperatura $T(\text{C}^{++}) < T(\text{O}^{++})$. Encontramos que los objetos en los que $T(\text{O}^{++}) - T(\text{C}^{++})$ es mayor son aquellos que muestran altas velocidades en sus envolventes, lo cual sugiere que la energía mecánica depositada por los vientos estelares es la causa de la diferencia. Basados en los argumentos anteriores y en la similitud de $T(\text{C}^{++})$, $T(\text{Bac})$ y $T(\text{He I})$ proponemos que la determinación de $N(\text{C}^{++})/N(\text{H}^+)$ y de $N(\text{O}^{++})/N(\text{H}^+)$ por medio de líneas de C^{++} y O^{++} excitadas colisionalmente se debe realizar a partir de $T(\text{C}^{++})$ en lugar de $T(\text{O}^{++})$. Por otro lado los valores de $N(\text{C}^{++})/N(\text{H}^+)$ y de $N(\text{O}^{++})/N(\text{H}^+)$

determinados a partir de cocientes de líneas de recombinación son casi independientes de la temperatura adoptada y son más confiables que los obtenidos a partir de líneas colisionales.

D.2 Abstract

By combining the C III $\lambda\lambda$ 1906 + 1909 with the C II λ 4267 line intensities it is possible to determine $T(\text{C}^{++})$; this temperature is, in general, considerably smaller than $T(\text{O}^{++})$, the temperature derived from the O III λ 4363 to λ 5007 intensity ratio. We study possible causes for this difference. We show that in the presence of spatial temperature fluctuations $T(\text{C}^{++}) < T(\text{O}^{++})$. We find that the objects with the highest $T(\text{O}^{++}) - T(\text{C}^{++})$ values are those that show large velocities and complex velocity fields, therefore we suggest that the deposition of mechanical energy by the stellar winds of PNe is the main responsible for the temperature differences. Based on these arguments and the similar $T(\text{C}^{++})$, $T(\text{Bac})$ and $T(\text{He I})$ values, obtained for well observed objects, we propose that the $N(\text{C}^{++})/N(\text{H}^+)$ and $N(\text{O}^{++})/N(\text{H}^+)$ values derived from the ratio of collisionally excited lines to $\text{H}\beta$ should be based on $T(\text{C}^{++})$ instead of $T(\text{O}^{++})$; alternatively the abundance ratios derived from recombination line intensity ratios are almost independent of the adopted temperature and consequently are more reliable.

Key words: PLANETARY NEBULAE -ISM: ABUNDANCES

D.3 Introduction

The $N(\text{C}^{++})/N(\text{H}^+)$ values derived from the C II λ 4267 to $\text{H}\beta$ intensity ratio are, in general, higher than those derived from the $\lambda\lambda$ 1906 + 1909 to $\text{H}\beta$ intensity ratio; in some cases the difference reaches a factor of ten. General discussions of this problem have been given in the literature (e.g. Torres-Peimbert, Peimbert & Daltabuit 1980; Kaler 1986; Rola & Stasinska 1994 and references therein). Several ideas have been advanced to explain the discrepancy: a) errors in the atomic data, b) errors in the observations and c) the presence of spatial temperature fluctuations. To explain the presence of temperature fluctuations, considerably higher than those predicted by chemically homogeneous photoionized models, at least two possibilities have been proposed: a) shock waves (e.g. Peimbert, Sarmiento & Fierro 1991, and references therein) and b) chemical abundance inhomogeneities (e.g. Torres-Peimbert, Peimbert & Peña 1990, and references therein).

To study this problem further we have made use of the C line intensities compilation by Rola & Stasinska (1994). In Section D.4 we present the $T(\text{C}^{++})$ and $T(\text{O}^{++})$ temperatures and derive the $N(\text{C}^{++})/N(\text{H}^+)$ values based on these temperatures. In Section D.5 we

study possible causes for the the $T(O^{++}) - T(C^{++})$ values. In Section D.6 we discuss why the abundances derived from $T(C^{++})$ should be preferred over those derived from $T(O^{++})$. The conclusions are presented in Section D.7.

D.4 Temperatures and C^{++}/H^+ abundances

The $N(C^{++})/N(H^+)$ abundance ratio has been usually derived from the $C^{++} \lambda\lambda$ 1906, 1909 collisionally excited lines by means of

$$\frac{N(C^{++})}{N(H^+)} = 1.38 \times 10^{-7} T_4^{-0.25} \exp(7.543/T_4) \frac{I(1906 + 1909)}{I(H\beta)}, \quad (D.1)$$

where $T_4 = 10^{-4}T$, the C^{++} collisional excitation cross sections come from Pradhan & Peng (1995) and the $H\beta$ recombination coefficient, $\alpha(H\beta)$, was obtained from Hummer and Storey (1987). The $I(1906)/I(1909)$ ratio changes from 1.5 to 0.05 when going from $N_e = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ to 10^6 cm^{-3} (e.g. Osterbrock 1989), alternatively $I(1906 + 1909)/I(H\beta)$ only varies by less than 3% for $N_e < 10^5 \text{ cm}^{-3}$ and by less than 10% for $N_e < 10^6 \text{ cm}^{-3}$, therefore the density dependence for $N_e < 10^6 \text{ cm}^{-3}$ of equation D.1 is negligible and has not been considered. The change in $I(1906)/I(1909)$ is due to collisional de-excitations of $\lambda(1906)$, most of these de-excitations end in the upper level of $\lambda(1909)$ leaving the $I(1906 + 1909)$ value almost unaffected.

It is also possible to derive the $N(C^{++})/N(H^+)$ ratio from the $C^+ \lambda$ 4267 recombination line based on

$$\frac{N(C^{++})}{N(H^+)} = 0.109 T_4^{0.14} \frac{I(4267)}{I(H\beta)}. \quad (D.2)$$

where $\alpha(4267)$ was obtained from Pengelly (see Seaton 1978). A more recent determination of $\alpha(4267)$ (Péquignot, Petitjean & Boisson 1991) yields

$$\frac{N(C^{++})}{N(H^+)} = 0.0898 T_4^{0.25} \frac{I(4267)}{I(H\beta)}. \quad (D.3)$$

The $N(C^{++})/N(H^+)$ value derived from equation D.3 is 1.21 times smaller than that derived from equation D.2 for $T_4 = 1$.

From the ratio of equations D.1 and D.3 it is possible to define a $T(C^{++})$ given by

$$\frac{I(1906 + 1909)}{I(4267)} = 6.51 \times 10^5 T_4^{0.50} (C^{++}) \exp[-7.543/T_4(C^{++})]. \quad (D.4)$$

The sample in Table D.1 includes the 67 entries from the compilation by Rola & Stasinska (1994) with measured $\lambda\lambda$ 1906 + 1909, 4267, 4363, 4861 and 5007 line intensities;

some of the entries correspond to the whole object while the multiple entries for a given object correspond to different positions in it. We have added NGC 2818 to the sample by adopting the λ 4267 line intensity measured by Peimbert & Torres-Peimbert (1987). For NGC 6543 we have taken $I(1906+1909)/I(H\beta) = 0.12$ (Pwa, Mo & Pottasch 1984) instead of the 3.53 value tabulated by Rola & Stasinska. From the line intensities of the sample and equation 4 we derived $T(C^{++})$; for $T(O^{++})$ we took the values of Rola & Stasinska with the exception of Hu 1-2 for which we took 19000 K (Peimbert and Torres-Peimbert 1987).

From Table D.1 and Figure 1 it can be seen that in general $T(\text{C}^{++}) < T(\text{O}^{++})$, an unexpected result under the assumption that these objects can be fitted by photoionization models. From detailed photoionization models it is expected that $T(\text{O}^{++}) \approx T(\text{C}^{++})$, for example in the models for NGC 7662 of Harrington et al. (1982) $T(\text{C}^{++})$ is from 60 to 210 K higher than $T(\text{O}^{++})$.

Another way to look at the $T(\text{O}^{++}) - T(\text{C}^{++})$ discrepancy is to study the $N(\text{C}^{++})/N(\text{H}^+)$ values. In Table D.1 we also present the $N(\text{C}^{++})/N(\text{H}^+)$ values derived in three different ways: a) from $T(\text{C}^{++})$ and equation D.1 or D.3 that yield the same result, b) from $T(\text{O}^{++})$ and $\lambda 4267$ and c) from $T(\text{O}^{++})$ and $\lambda\lambda 1906 + 1909$. In Figure 2 we present the difference between the $N(\text{C}^{++})/N(\text{H}^+)$ values derived from $T(\text{C}^{++})$ versus the values derived from $T(\text{O}^{++})$ and $\lambda\lambda 1906 + 1909$. Notice that the ratio of the two determinations, that we will define as f , varies from object to object and that the full range of the variation for the sample goes from $f = 31$ to $f = 0.6$. In what follows we will discuss possible causes for the $T(\text{O}^{++}) - T(\text{C}^{++})$ discrepancy.

D.5 Possible causes for the C abundance discrepancies

There are at least six possible causes for the significantly higher $T(\text{O}^{++})$ than $T(\text{C}^{++})$ values: a) errors in the atomic parameters, b) observational errors c) contribution to $I(4363)$ due to recombinations and charge transfer reactions, d) density fluctuations, e) small amplitude temperature fluctuations and f) large amplitude temperature fluctuations. We will analyze these six possibilities.

D.5.1 Errors in the Atomic Parameters

Kaler (1986) suggested that a change of a factor of four in the recombination coefficient of $\lambda 4267$ or in the collisional excitation parameter of $\lambda\lambda (1906 + 1909)$ could bring the $T(\text{C}^{++})$ values in agreement with $T(\text{O}^{++})$, or the C^{++} abundances derived with $\lambda 4267$ and $T(\text{O}^{++})$ in agreement with those derived with $\lambda\lambda 1906 + 1909$ and $T(\text{O}^{++})$.

We have derived the f values for the 36 PN in Table D.1 from the ratio of the fourth to the sixth column and their average amounts to 3.79, where only the f average value for those objects with multiple observations was considered. This value implies a somewhat smaller discrepancy than that found by Kaler (1986). The differences between the sample by Kaler and that in Table D.1 are four: a) the samples overlap but are not the same, Kaler had 30 objects while in Table D.1 we consider 36, b) the effective recombination coefficient used in Table D.1 is 21% higher than that used by Kaler. c) the $\lambda 4267$ line intensities used in Table D.1 tend to be smaller than those used by Kaler, probably due to observational

errors and d) the $\lambda\lambda$ 1906 + 1909 line intensities used in Table D.1 tend to be higher than those used by Kaler, probably due to the different calibration procedure.

There are two arguments against the suggestion by Kaler as the only reason for the discrepancy: a) the difference between two independent computations of the recombination coefficient of λ 4267 amounts to only 21% (Seaton 1978, Pequignot et al. 1991), a similar situation prevails with the collisional cross sections of $\lambda\lambda$ 1906 + 1909 (Dufton et al. 1978; Mendoza 1983; Berrington 1985; Pradhan & Peng 1995), b) even if an error of a factor of 4 were present in the atomic parameters it would be possible to fit the average f value but not the factor of fifty spread.

D.5.2 Observational Errors

In photographic observations the intensities of weak lines, like λ 4267 and λ 4363, have been overestimated relative to strong lines, like λ 4861 and λ 5007, this overestimation produces spuriously lower $T(\text{C}^{++})$ and higher $T(\text{O}^{++})$ values (e.g. Torres-Peimbert, Peimbert & Daltabuit 1980). This problem is well known and has been taken into account in later papers. Notice that the sample presented by Rola & Stasinska (1994) does not include photographic data.

Rola & Pelat (1994) have also shown that for emission lines with low signal to noise the intensity of weak lines tends to be systematically overestimated, the effect becomes important for $S/N \sim 10$ and increases for smaller S/N values. Most of the PN in Table D.1 are very bright and the $\lambda\lambda$ 4363, H β and 5007 observations have S/N values considerably higher than ten, therefore for these lines the effect can be neglected. Alternatively in some cases λ 4267 could have been observed with low S/N and the effect could be present, it would go in the direction of reducing the $T(\text{O}^{++}) - T(\text{C}^{++})$ discrepancy; this effect could also affect the $\lambda\lambda$ 1906 + 1909 intensities, but for these lines it would go in the opposite direction of what is needed to explain the $T(\text{O}^{++}) - T(\text{C}^{++})$ discrepancy. To evaluate the relevance of this effect we need to know the S/N values for each of the λ 4267 measurements, which is beyond the scope of this investigation; for future observations S/N values for weak lines should be presented.

D.5.3 Contribution to $I(4363)$ Due to Recombination and Charge Transfer Processes

The O^{++} electron temperature can be derived from

$$T(\text{O}^{++}) = \frac{32900}{\ln[0.1742I(5007)/I(4363)]}, \quad (\text{D.5})$$

where it has been assumed that $\lambda\lambda 4363$ and 5007 are excited by collisions only and the atomic parameters were taken from the compilation by Mendoza (1983). Some contribution to the intensity of $\lambda\lambda 4363$ and 5007 could be due to: a) charge transfer ($O^{+3} + H^0 \rightarrow O^{+2} + H^+$), b) radiative recombination and c) dielectronic recombination. Such contribution would reduce the $T(O^{++})$ values derived from equation D.5.

Dalgarno & Sternberg (1982) have proposed that the contribution to $I(4363)^{Obs}$ due to charge transfer, $I(4363)^{CT}$, can be estimated from

$$I(4363)^{CT} = [0.63 + 1.99k(^1P_0)/k(^1P)]I(5592), \quad (D.6)$$

where $\lambda 5592$ is a permitted line of O^{+2} , $k(^1P)$ and $k(^1P_0)$ are the charge transfer rate coefficients into the 1P and 1P_0 states, these coefficients have been computed by Dalgarno, Heil & Butler (1981) for different temperatures. Moreover Shields, Dalgarno & Sternberg (1983) mention that there appears to be no accessible singlet autoionizing level of O^{+2} so that dielectronic recombination is unlikely to be significant in the production of $I(5592)$. Consequently to derive $T(O^{++})$ we should use

$$I(4363)^{Col} = I(4363)^{Obs} - I(4363)^{CT}. \quad (D.7)$$

Dalgarno & Sternberg estimate that for NGC 2440 this effect amounts to 100 K. We have computed this effect for the PN with measured $\lambda 5992$ by Aller & Walker (1970) and find that for all cases it amounts to less than 150 K.

Dalgarno & Sternberg (1982) find an upper limit of 200 K for the reduction of $T(O^{++})$ in PN due to dielectronic recombination of O^{3+} into the $2s2p^2nd^5P$ resonance states of O^{++} , followed by radiative transitions to the 5S level.

In what follows these effects will not be considered.

D.5.4 Density Fluctuations

In the presence of density fluctuations it is possible to overestimate $T(O^{++})$ if one adopts a low value for the density (Viegas and Clegg 1994). Clumps with $N_e \sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ superposed to a general medium $N_e \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ are needed for this effect to be significant. We consider this possibility unlikely for most objects because: a) a density contrast of two orders of magnitude implies that the recombination rate in the clumps will be four orders of magnitude higher than in the general medium and consequently that the clumps might have a lower degree of ionization, probably most of the O would be in the form of O^+ or O^0 , b) by comparing the densities derived from $I(3726)/I(3729)$, $N_e(3727)$, with those derived from $I(3726 + 3729)/I(7320 + 7330)$, $N_e(3727, 7325)$, it is possible to find out

if density fluctuations are present, some objects with good line intensity measurements (e.g. Peimbert 1971) show evidence for $N_e(3727, 7325) > N_e(3727)$, implying the presence of density fluctuations, but the density fluctuations are not large enough to affect the $T(\text{O}^{++})$ determinations.

D.5.5 Small Amplitude Temperature Fluctuations

The topic of temperature fluctuations and their effect on the determination of temperatures and abundances was introduced by Peimbert (1967; see also Peimbert & Costero 1969).

The effect that temperature fluctuations have on a temperature derived from the ratio of two collisionally excited lines has been studied before (Peimbert 1967), alternatively the effect on a temperature derived from the ratio of a permitted line to a collisionally excited line has not, we will consider it below.

In general the intensity of a recombination line is proportional to a power of the temperature

$$I(r) \propto T^\alpha, \quad (\text{D.8})$$

while for a collisionally excited line is proportional to

$$I(c) \propto T^\beta \exp(-\Delta E/kT), \quad (\text{D.9})$$

where ΔE is the energy difference between the upper level of the collisionally excited transition and the ground level of the ion involved. In the presence of small temperature fluctuations the temperature can be expanded in a Taylor series about the mean temperature and the intensity of a recombination line is affected by

$$I(r) \propto T_0^\alpha [1 + \alpha(\alpha - 1)t^2/2], \quad (\text{D.10})$$

where T_0 is the mean temperature in the emitting region and t is the root mean square temperature variation; T_0 and t^2 are given by (Peimbert 1967)

$$T_0 = \frac{\int T N_e N_i d\Omega d\ell}{\int N_e N_i d\Omega d\ell}, \quad (\text{D.11})$$

and

$$t^2 = \frac{\int (T - T_0)^2 N_e N_i d\Omega d\ell}{T_0^2 \int N_e N_i d\Omega d\ell}, \quad (\text{D.12})$$

where N_i is the ionic density, Ω is the observed solid angle and ℓ is the optical path length inside the nebula.

Similarly the intensity of a collisionally excited line is affected by

$$I(c) \propto [T_0^\beta \exp(-\Delta E/kT_0)] \left\{ 1 + \left[(\beta - 1) \left(\beta + \frac{2\Delta E}{kT_0} \right) + \left(\frac{\Delta E}{kT_0} \right)^2 \right] \frac{t^2}{2} \right\}, \quad (\text{D.13})$$

therefore from equations D.10 and D.13 the intensity ratio of a collisionally excited line to a recombination line is given by

$$\begin{aligned} \frac{I(c)}{I(r)} &\propto [T_0^{\beta-\alpha} \exp(-\Delta E/kT_0)] \frac{\{1 + [(\beta - 1)(\beta + 2\Delta E/kT_0) + (\Delta E/kT_0)^2] t^2/2\}}{[1 + \alpha(\alpha - 1)t^2/2]} \\ &\propto T_0^{\beta-\alpha} \exp(-\Delta E/kT_0) \times \\ &\quad \{1 + [-\alpha(1 - \alpha) + (\beta - 1)(\beta + 2\Delta E/kT_0) + (\Delta E/kT_0)^2] t^2/2\}. \end{aligned} \quad (\text{D.14})$$

On the other hand the temperature derived from the ratio of a collisionally excited line to a recombination line, $T(c/r)$, can be defined as

$$\begin{aligned} \frac{I(c)}{I(r)} &\propto T(c/r)^{\beta-\alpha} \exp[-\Delta E/kT(c/r)] \\ &\propto [T_0^{\beta-\alpha} \exp(-\Delta E/kT_0)] \left[1 + \left(\frac{T(c/r) - T_0}{T_0} \right) (\beta - \alpha + \Delta E/kT_0) \right]. \end{aligned} \quad (\text{D.15})$$

Consequently from equations D.14 and D.15 we have

$$T(c/r) = T_0 \left\{ 1 + \frac{[-\alpha(1 - \alpha) + (\beta - 1)(\beta + 2\Delta E/kT_0) + (\Delta E/kT_0)^2] t^2/2}{[\beta - \alpha + (\Delta E/kT_0)]} \right\}. \quad (\text{D.16})$$

Equation D.16 can be used to derive $T(1908/4267)$; for $I(1906 + 1909)$: $\beta = -0.62$ and $\Delta E/k = 7.543 \times 10^4$ K, while for $I(4267)$: $\alpha = -1.12$. Therefore

$$T(C^{++}) = T_0 \left\{ 1 + \frac{[(75430/T_0)^2 - 3.24(75430/T_0) - 1.37]t^2/2}{75430/T_0 + 0.50} \right\}. \quad (\text{D.17})$$

Alternatively for $T(4363/5007)$ we have (Peimbert 1967)

$$T(O^{++}) = T_0 [1 + (90800/T_0 - 3)t^2/2]. \quad (\text{D.18})$$

For typical values of T_0 in PN equation D.18 yields higher temperatures than equation D.17, a result in the right direction. For example for $T_0 = 10000$ K equations D.17 and D.18 yield:

$$T(C^{++}) = T_0(1 + 1.93t^2), \quad (D.19)$$

$$T(O^{++}) = T_0(1 + 3.04t^2); \quad (D.20)$$

for $T(O^{++}) - T(C^{++}) \sim 2000$ K, it follows that $t^2 \sim 0.18$ which is a very large value. Equations D.17 and D.18 are based on the assumption of small amplitude temperature variations, i.e., $t^2 \ll 1$ or $t^2 < 0.1$. Therefore the mechanism that produces the temperature variations and the shapes of the temperature variations are needed to have a better representation of the temperature structure for objects with large $T(O^{++}) - T(C^{++})$ values.

D.5.6 Large Amplitude Temperature Variations

The large $T(O^{++}) - T(C^{++})$ values could be due to the presence of photoionized and shocked regions inside PN. Peimbert, Sarmiento & Fierro (1991) combined spectra of shocked models with spectra of photoionized models to try to reproduce the emitting conditions of giant H II regions; they found that in the combined spectra the nebular to recombination line intensity ratios ($3727/H\beta$, $5007/H\beta$, $6584/H\beta$) were very similar to those of the photoionized models, while the auroral to nebular ratios ($4363/5007$) were greatly enhanced.

By combining shock models with photoionized models we will study the $I(4363)/I(5007)$ ratio and the effect on $T(O^{++})$. Hartigan, Raymond & Hartmann (1987) have produced a set of shock models with different physical characteristics. They present a set of line intensities for 13 different models. For all the models with shock velocities in the 100 to 400 km s⁻¹ range (see their Table 3 models 1-6 and 9-13) the $I(4363)/I(5007)$ ratios are higher by about an order of magnitude relative to photoionized models, moreover when combined with equation D.5 yield temperatures in the 48,700 K and 53,000 K range; shock velocities with 50 km s⁻¹ or less do not produce O⁺⁺. Notice that $T(O^{++})$ is almost independent of the shock velocity; $T(O^{++})$ does not increase with shock velocity because at approximately the same temperature the O⁺⁺ atoms get ionized one more time. Therefore any combination of photoionization with shock wave models will produce large temperature fluctuations and will yield $T(O^{++})$ values higher than those predicted by photoionized models (e.g. Shields et al. 1981; Harrington et al. 1982). To produce an excess temperature of 1500 K of a combined model relative to a photoionized model, 10 to 20% of the H β emission should be due to the shock model and the rest to the photoionized model.

A higher $I(1906 + 1909)/I(4267)$ ratio will yield a higher $T(C^{++})$ value —see equation D.4—, therefore to have large $T(C^{++})$ values we need shock models to produce stronger $I(1906 + 1909)/I(H\beta)$ and weaker $I(4267)/I(H\beta)$ ratios than photoionized models. There are no shock models in the literature with $\lambda 4267$ included, therefore we can not compare

$T(\text{C}^{++})$ with $T(\text{O}^{++})$. Nevertheless we expect that in shock models $T(\text{C}^{++}) < T(\text{O}^{++})$. The arguments are the following: a) given the ionization potentials of C^+ (24.4 eV), C^{++} (47.9 eV), O^+ (35.1 eV) and O^{++} (54.9 eV), it follows that C^{++} is produced and destroyed by shocks at lower temperatures than O^{++} , consequently we expect the collisionally excited lines of C^{++} to originate in cooler regions than the O^{++} lines, b) from all the models by Hartigan et al. (1987) with shock velocities in the 100 to 400 km s⁻¹ range it is found that the $I(1906 + 1909)/I(\text{H}\beta)$ ratio is in the 1.12 to 3.48 range, with an average value of 2.55, while photoionized models of objects with intermediate degree of ionization can easily predict similar or higher $I(1906 + 1909)/I(\text{H}\beta)$ ratios than shock models (e.g. Shields et al. 1981; Harrington et al. 1982), c) in a combined spectrum with 80% photoionized and 20% shocked components, the intensity of $\lambda(4267)$ will be dominated by the photoionized component, moreover due to the ionization potentials of He^0 (24.6 eV), He^+ (54.4 eV), C^+ (24.4 eV) and C^{++} (47.9 eV), $\lambda(4267)$ is expected to behave like the He I lines and since the intensity of $I(5876)/I(\text{H}\beta)$, in the models of Hartigan et al. (1987), is very similar to that of photoionized models (e.g. Shields et al. 1981; Harrington et al. 1982), it follows that $I(4267)/I(\text{H}\beta)$ will be also similar, therefore we do not expect significant differences in the $I(4267)/I(\text{H}\beta)$ ratios between photoionized models and combined models.

D.6 Discussion

In a recent study of the C abundances in PN Rola & Stasinska (1994) suggested that the $T(\text{O}^{++}) - T(\text{C}^{++})$ differences were mainly due to observational errors and that an additional part of the differences was due to spatial temperature variations. In this paper we argue that, for most objects, most of the $T(\text{O}^{++}) - T(\text{C}^{++})$ difference is real; but it is also possible that part of the difference for most objects and all of the difference for some of them could be due to observational errors. In what follows we will present arguments in favor of real $T(\text{O}^{++}) - T(\text{C}^{++})$ differences.

We present in Figure 1, based on Table D.1, a plot of $T(\text{O}^{++})$ versus $T(\text{C}^{++})$, from this figure it follows that most objects show $T(\text{O}^{++}) > T(\text{C}^{++})$ and that the average difference is 1480 K, considerably higher than the typical error in $T(\text{O}^{++})$ that amounts to about 300 K. Moreover, there are six objects with $T(\text{O}^{++}) - T(\text{C}^{++}) > 3000$ K, including the five positions of NGC 2392 that are joined together. Four of the six objects are PN of Type I: NGC 2371-2, NGC 2818, NGC 6302 and Hu 1-2, and show complex gas motions (e.g. Sabbadin et al. 1982, Sabbadin 1984) indicating the presence of shock waves. The gas motions in NGC 6302 reach velocities of a few hundred km s⁻¹ (Meaburn & Walsh 1980), and the line intensity ratios of [S II] and [N II] relative to $\text{H}\alpha$ for this object indicate that there are regions across the face of the nebula dominated by shocks and others by

photoionization (Bohigas 1994); moreover Rowlands, Houck & Herter (1994) find that the highly ionized regions of NGC 6302 show higher T_e values than those predicted by photoionization models and conclude that the difference is due to mechanical energy input produced by shocks. NGC 2392, the Eskimo Nebula, also shows a complex velocity field that reaches velocities as high as 190 km s^{-1} relative to the central star, this velocity field is also indicative of shocks (O'Dell, Weiner & Chu 1990).

In Figure 2 we present a plot of columns 4 and 6 of Table D.1. Notice that for most objects $f > 1$. We also present a solid straight line with $f = 1$ and a broken straight line with $f = 5$. In addition to NGC 6302 and NGC 2818 we have also labeled all those objects with $f > 5$, we will say a few words about them. NGC 2371-2, NGC 2392 and Hu 1-2 were mentioned before. NGC 6153 and NGC 6565 are also Type I PN (Pottasch, Dennefeld & Mo 1986; Aller, Keyes & Feibelman 1988). Balik et al. (1994) find fast low ionization emission regions, "Fliers", in NGC 7009, Fliers show the ionization structure expected of bow shocks. Liu et al. (1995) based on O^+ recombination lines derived for NGC 7009 a $N(O^{++})/N(H^+)$ value a factor of 4.7 higher than that derived from forbidden lines under the assumption that $t^2 = 0.00$; to reconcile both C^{++}/H^+ values, a $t^2 = 0.098$ is needed. IC 2149 has been classified as an early type butterfly, while NGC 6210 as a peculiar lumpy PN consisting of many knots (Balick 1989). NGC 1535 presents only one region out of three with $f > 5$ and NGC 6720 only one region out of eight with $f > 5$.

— In Figure 3 we plot columns 5 and 6 of Table D.1 versus $T(O^{++})$; the difference between $N(C^{++}, 4267)/N(H^+)$ and $N(C^{++}, 1908)/(N(H^+))$ increases with increasing $T(O^{++})$ which is consistent with the idea that the higher $T(O^{++})$ the higher the contribution of mechanical energy to the $\lambda 4363$ line intensity. Also in Figure 3 we plot column 4, $N(C^{++})/N(H^+)$, versus $T(C^{++})$, notice that the spread in the $N(C^{++})/N(H^+)$ values is considerably smaller than in the $N(C^{++}, 1908)/(N(H^+))$ values derived with $T(O^{++})$.

Liu & Danziger (1993) determined the Balmer continuum temperature, $T(\text{Bac})$, based on the ratio of the Balmer continuum to a Balmer emission line. For their sample of 16 PN they find that $\langle T(O^{++}) - T(\text{Bac}) \rangle = 1475 \text{ K}$ in excellent agreement with the $\langle T(O^{++}) - T(C^{++}) \rangle = 1480 \text{ K}$ value for the sample presented in Table D.1. In Table D.1 we present the $T(\text{Bac})$ values for the three objects in common with Table D.1 with the smallest observational errors; in particular note that for NGC 2392 the difference between $T(O^{++})$ and $T(\text{Bac})$ reaches 4σ . We also present in Table D.1 the temperatures derived by Peimbert, Luridiana & Torres-Peimbert (1995) from the ratio of different He I lines, where the differences between $T(O^{++})$ and $T(\text{He I})$ for NGC 7009 and Hu 1-2 reach 5σ and 12σ respectively. It is also possible to derive a temperature from the ratio of O II $\lambda 4649$ to [O III] $\lambda 5007$, $T(4649/5007)$, using a relation analogous to equation D.4, based on the atomic data presented by Mendoza (1983) and Storey (1994). From the paper by Liu et

al. (1995a) we have derived $T(4649/5007)$ for NGC 7009 and is presented in Table D.1, notice that it is considerably smaller than $T(O^{++})$.

From Table D.1 it follows that while $T(C^{++})$, $T(Bac)$, $T(He\ I)$ and $T(4649/5007)$ show similar values, $T(O^{++})$ is significantly higher than the other four. Furthermore preliminary results for other objects also show relatively strong $I(4649)/I(5007)$ values (Liu et al. 1995b, Kingsburgh & López 1995) that imply $T(4649/5007)$ values considerably smaller than $T(O^{++})$.

To summarize, there are several reasons that indicate that the $T(O^{++}) - T(C^{++})$ difference is real and probably due to temperature fluctuations. On the theoretical side: a) in the presence of small temperature fluctuations $T(C^{++})$ is closer to the average temperature, T_0 , than $T(O^{++})$, b) shock waves affect considerably $I(4363)/I(5007)$, c) shock waves possibly affect more $I(4363)/I(5007)$ than $I(1906 + 1909)/I(4267)$, but detailed models are needed to test this statement. On the observational side: a) those objects with higher velocity dispersions are the ones with higher $T(O^{++}) - T(C^{++})$ values, suggesting the presence of shocks, b) $T(C^{++})$ is closer to the temperatures derived from the Balmer continuum than to $T(O^{++})$, c) for NGC 7009 and Hu 1-2 $T(C^{++})$ is closer to the temperatures derived from the He I lines than to $T(O^{++})$, d) for NGC 7009 $T(C^{++})$ is closer to $T(4649/5007)$ than to $T(O^{++})$.

Additional evidence in favor of shocks produced by the interaction of the stellar wind with previously ejected material from PN has been presented elsewhere (Peimbert 1995, and references therein).

D.7 Conclusions

From the sample presented in Table D.1 it is found that in general $T(O^{++}) > T(C^{++})$ and that $\langle T(O^{++}) - T(C^{++}) \rangle = 1480$ K. Type I PN and NGC 2392 show typical differences of about 3000 K, for Hu 1-2, a Type I PN, the difference reaches 6500 K.

Photoionized models predict that $T(O^{++}) \leq T(C^{++})$. In a medium where C^{++} and O^{++} coexist it is found that in the presence of spatial temperature fluctuations $T(O^{++}) > T(C^{++})$.

The objects with largest $T(O^{++}) - T(C^{++})$ values are those that show complex gas motions, that often reach velocities higher than 100 km s^{-1} . The complex velocity fields support the idea that shocks are responsible for most of the $T(O^{++}) - T(C^{++})$ difference.

The average ratio between the C^{++}/H^+ abundances derived from $\lambda 4267/H\beta$ with $T(C^{++})$ or $T(O^{++})$ relative to those derived from $I(1906 + 1909)/I(H\beta)$ together with $T(O^{++})$ amounts to a factor, f , of 3.8. The objects with $f > 5$ are in general those that show the highest velocities and more complex velocity structures.

In the presence of a combination spectrum with photoionized and shock ionized components the $I(4363)/I(5007)$ and $I(4363)/I(H\beta)$ values are strongly affected while the $I(5007)/I(H\beta)$ value is not. Based on the agreement among $T(C^{++})$, $T(Bac)$, $T(He\ I)$ and $T(4649/5007)$, for well observed objects we recommend the use of $T(C^{++})$, $T(He\ I)$, $T(Bac)$ or $T(4649/5007)$ instead of $T(O^{++})$ to derive the $N(O^{++})/N(H^+)$ value from $I(5007)/I(H\beta)$.

The $N(C^{++})/N(H^+)$ values derived from $I(4267)/I(H\beta)$ are almost independent of the temperature structure because to a first approximation the recombination lines go like T^{-1} and the temperature dependence of the ratio cancels out, therefore in the presence of large temperature fluctuations the $N(C^{++})/N(H^+)$ values derived from $I(4267)/I(H\beta)$ are more reliable than those derived from $I(1906 + 1909)/I(H\beta)$ and $T(O^{++})$. Similarly the $N(O^{++})/N(H^+)$ abundances derived from recombination lines should be more reliable than those derived from $I(5007)/I(H\beta)$ and $T(O^{++})$.

To advance further in this problem we need: a) a set of shock models including the C II $\lambda 4267$ and O II $\lambda 4649$ recombination lines, b) measurements of $\lambda 4267$ and $\lambda 4649$ with high S/N, and c) to determine $N(C^{++})/N(H^+)$ and $N(O^{++})/N(H^+)$ based on recombination lines.

It is a pleasure to acknowledge a critical reading of an earlier version of this paper by Grazyna-Stasinska as well as fruitful discussions with Vladimir Escalante.

D.8 References

- Aller, L. H., & Walker, M. F. 1970, *ApJ*, 161, 917
 Aller, L.H., Keyes, C.D., & Feibelman, W.A. 1988, *PASP*, 100, 192
 Balick, B. 1989, in *IAU Symposium 131, Planetary Nebulae*, ed. S. Torres-Peimbert (Dordrecht: Kluwer), p. 83
 Balick, B., Perinotto, M., Maccioni, A., Terzian, Y., & Hajian, A. 1994, *ApJ*, 424, 800
 Berrington, K.A. 1985, *J. Phys. B.*, 18, L395
 Bohigas, J. 1994, *A&A*, 288, 617
 Dalgarno, A., & Sternberg, A. 1982, *ApJ*, 257, L87
 Dalgarno, A., Heil, T.G., & Butler, S.E. 1981, *ApJ*, 245, 793
 Dufton, P.L., Berrington, K.A., Burke, P.G., & Kingston, A.E. 1978, *A&A*, 62, 111
 Harrington, J.P., Seaton, M.J., Adams, S., & Lutz, J.H. 1982, *MNRAS*, 199, 517
 Hartigan, P., Raymond, J., & Hartmann, L. 1987, *ApJ*, 316, 323
 Hummer, D.G., & Storey, P.J. 1987, *MNRAS*, 224, 801
 Kaler, J.B. 1986, *ApJ*, 308, 337

- Kingsburgh, R.L., & López, J.A. 1995, in preparation
- Liu, X.-W., & Danziger, I.J. 1993, MNRAS, 263, 256
- Liu, X.-W., Storey, P.J., Barlow, M.J., & Clegg, R.E.S. 1995a, MNRAS, 272, 369
- Liu, X.-W., Storey, P.J., Barlow, M.J., & Clegg, R.E.S. 1995b, in preparation
- Meaburn, J., & Walsh, J.R. 1980, MNRAS, 191, 5P
- Mendoza, C. 1983, in IAU Symposium 103, Planetary Nebulae, ed. D.R. Flower (Dordrecht: Reidel), p. 143
- O'Dell, C.R., Weiner, L.D., & Chu, Y.-H. 1990, ApJ, 362, 226
- Osterbrock, D.E. 1989, Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei (University Science Books)
- Peimbert, M. 1967, ApJ, 150, 825
- Peimbert, M. 1971, Bol. Obs. Tonantzintla & Tacubaya, 6, 21
- Peimbert, M. 1995, in The Analysis of Emission Lines, ed. R.E. Williams (Cambridge University Press), in press
- Peimbert, M., & Costero, R. 1969, Bol. Obs. Tonantzintla & Tacubaya, 5, 3
- Peimbert, M., Luridiana, V., & Torres-Peimbert, S. 1995, RevMexAA, submitted
- Peimbert, M., Sarmiento, A., & Fierro, J. 1991, PASP, 103, 815
- Peimbert, M., & Torres-Peimbert, S. 1987, RevMexAA, 14, 540
- Péquignot, D., Petitjean, P., & Boisson, C. 1991, A&A, 251, 680
- Pottasch, S.R., Dennefeld, M., & Mo, J. 1986, A&A, 155, 397
- Pradhan, A.K., & Peng, J. 1995, in The Analysis of Emission Lines, ed. R.E. Williams (Cambridge University Press), in press
- Pwa, T.H., Mo, J.E., & Pottasch, S.R. 1984, A&A, 139, L1
- Rola, C., & Pelat, D. 1994, A&A, 287, 676
- Rola, C., & Stasinska, G. 1994, A&A, 282, 199
- Rowlands, N., Houck, J.R., & Herter, T. 1994, ApJ, 427, 867
- Sabbadin, F. 1984, A&ASS, 58, 273
- Sabbadin, F., Bianchini, A., & Hamzaoglu, E. 1982, A&ASS, 50, 523
- Seaton, M.J. 1978, in Planetary Nebulae, IAU Symp. 76, ed. Y. Terzian (Dordrecht: Reidel), 131
- Shields, G.A., Aller, L.H., Keyes, C.D., & Czyzak, S.J. 1981, ApJ, 248, 569
- Shields, G.A., Dalgarno, A., & Sternberg, A. 1983, Physical Review A, 28, 2137
- Storey, P.J. 1994, A&A, 282, 999
- Torres-Peimbert, S., Peimbert, M., & Daltabuit, E. 1980, ApJ, 238, 133
- Torres-Peimbert, S., Peimbert, M., & Peña, M. 1990, A&A, 233, 540
- Viegas, S.M., & Clegg, R.E.S. 1994, MNRAS, 271, 993

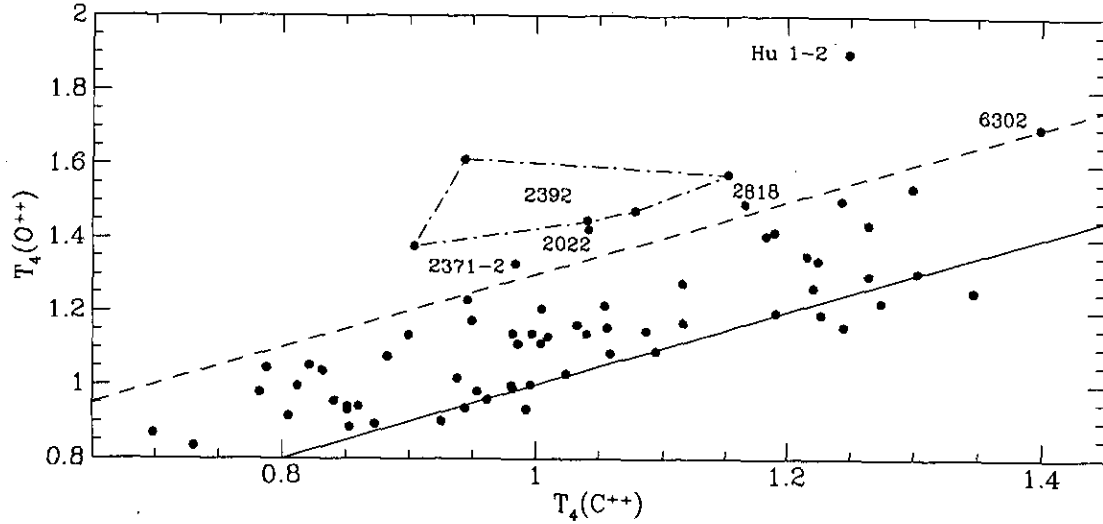


FIGURE D.1: $T(O^{++})$ versus $T(C^{++})$ diagram. The straight solid line corresponds to $T(O^{++}) = T(C^{++})$, while the straight broken line to $T(O^{++}) - T(C^{++}) = 3000$ K. The five values for NGC 2392 are represented by circles and are joined by dash-dot lines.

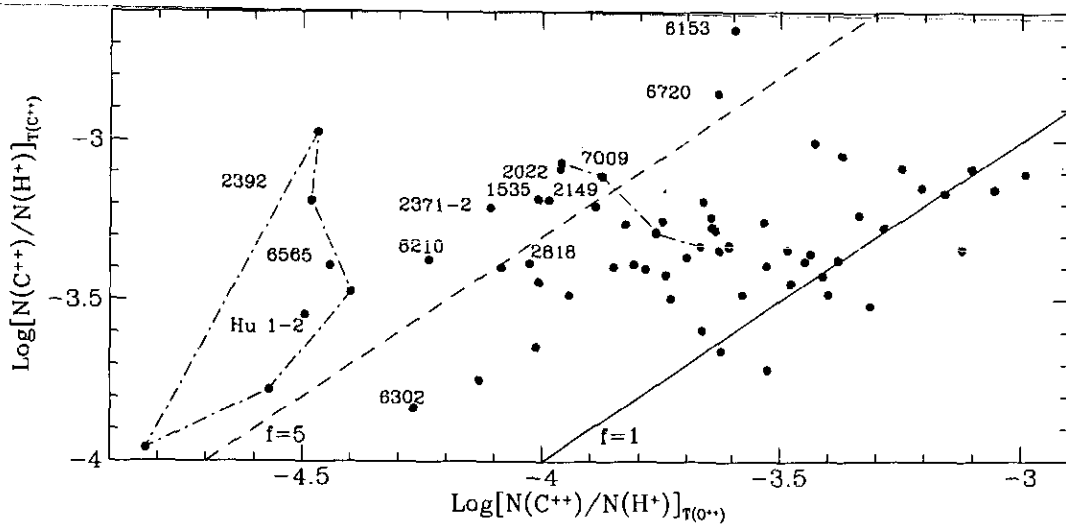


FIGURE D.2: $\log N(C^{++})/N(H^+)_{T(C^{++})}$ versus $\log N(C^{++}1908)/N(H^+)_{T(O^{++})}$. The straight solid line corresponds to $f = 1$, while the straight broken line to $f = 5$. The five values for NGC 2392 and the four values for NGC 7009 are joined together.

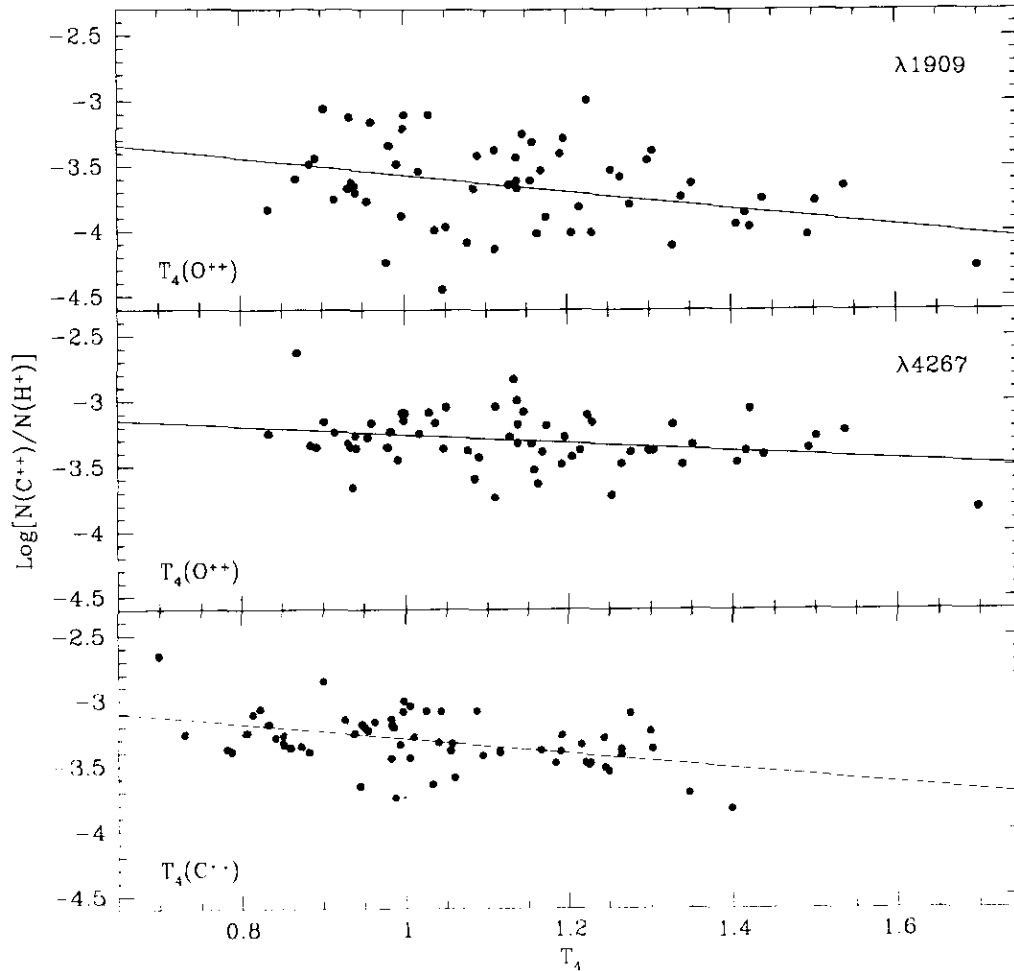


FIGURE D.3: $N(C^{++})/N(H^+)$ versus temperature. The sample is the same for the three panels. In the first panel the C^{++} abundance is derived from the $\lambda\lambda 1906 + 1909$ lines and $T(O^{++})$, in the second panel from $\lambda 4267$ and $T(O^{++})$ and in the third panel from $\lambda 4267$ and $T(C^{++})$. We recommend the C^{++}/H^+ values of the third panel.

TABLE D.1: Temperature and (C⁺⁺/H⁺) abundances.

Object	$T(\text{C}^{++})$	$T(\text{O}^{++})$	$N\left(\frac{\text{C}^{++}}{\text{H}^{+}}\right)^a$ (10 ⁻³)	$N\left(\frac{\text{C}^{++}}{\text{H}^{+}}\right)^b$ (10 ⁻³)	$N\left(\frac{\text{C}^{++}}{\text{H}^{+}}\right)^c$ (10 ⁻³)	f^d
NGC 40	8832.	10767.	0.400	0.420	0.082	4.872
NGC 1535 1	9464.	12301.	0.655	0.699	0.098	6.709
NGC 1535 2	10549.	12149.	0.410	0.423	0.154	2.659
NGC 1535 3	10045.	12051.	0.360	0.376	0.098	3.651
NGC 2022	10419.	14227.	0.817	0.881	0.109	7.491
NGC 2371-2	9841.	13290.	0.617	0.664	0.078	7.872
NGC 2392 1	10408.	14483.	0.336	0.364	0.040	8.348
NGC 2392 2	10777.	14748.	0.110	0.118	0.015	7.129
NGC 2392 3	9444.	16127.	1.062	1.210	0.034	31.244
NGC 2392 4	11517.	15736.	0.167	0.181	0.027	6.248
NGC 2392 5	9041.	13767.	0.648	0.718	0.033	19.459
NGC 2440	12646.	14383.	0.381	0.392	0.180	2.116
NGC 2818	11658.	14928.	0.411	0.436	0.094	4.386
NGC 2867	10860.	11459.	0.825	0.835	0.567	1.455
NGC 3242 1	9498.	11738.	0.621	0.653	0.129	4.811
NGC 3242 2	10096.	11285.	0.522	0.536	0.231	2.260
NGC 3242 3	9818.	11383.	0.644	0.667	0.216	2.980
NGC 3242 4	10398.	11379.	0.472	0.482	0.247	1.909
NGC 3242 5	10596.	10846.	0.255	0.256	0.215	1.187
NGC 3918	11902.	14170.	0.403	0.420	0.140	2.881
NGC 6153	6985.	8689.	2.217	2.340	0.253	8.761
NGC 6210	7823.	9787.	0.422	0.447	0.058	7.318
NGC 6302	13985.	16998.	0.146	0.153	0.054	2.728
NGC 6543	7303.	8334.	0.548	0.568	0.148	3.702
NGC 6565	7879.	10467.	0.406	0.436	0.036	11.440
NGC 6572	9819.	9907.	0.358	0.358	0.333	1.074
NGC 6644	11155.	12769.	0.397	0.410	0.163	2.435
NGC 6720 1	10567.	11551.	0.464	0.474	0.247	1.880
NGC 6720 2	8994.	11339.	1.399	1.480	0.233	6.005
NGC 6720 3	10043.	11114.	0.899	0.921	0.425	2.115

TABLE D.1: Temperature and (C⁺⁺/H⁺) abundances (continued).

Object	$T(\text{C}^{++})$	$T(\text{O}^{++})$	$N\left(\frac{\text{C}^{++}}{\text{H}^{+}}\right)^a$ (10 ⁻³)	$N\left(\frac{\text{C}^{++}}{\text{H}^{+}}\right)^b$ (10 ⁻³)	$N\left(\frac{\text{C}^{++}}{\text{H}^{+}}\right)^c$ (10 ⁻³)	f^d
NGC 6720 4	9809.	9982.	0.715	0.718	0.623	1.148
NGC 6720 5	9536.	9824.	0.586	0.590	0.461	1.270
NGC 6720 6	9928.	9334.	0.457	0.450	0.754	0.606
NGC 6720 7	9618.	9600.	0.685	0.685	0.695	0.985
NGC 6720 8	10243.	10298.	0.822	0.823	0.790	1.041
NGC 6741	11909.	11959.	0.535	0.534	0.521	1.026
NGC 6818	12646.	12989.	0.419	0.421	0.356	1.177
NGC 6826 1	9449.	9367.	0.221	0.221	0.238	0.930
NGC 6826 2	8516.	9405.	0.535	0.549	0.226	2.367
NGC 6826 3	8603.	9414.	0.432	0.442	0.199	2.173
NGC 6826 4	8530.	8853.	0.457	0.462	0.328	1.394
NGC 6826 5	8733.	8925.	0.443	0.446	0.366	1.210
NGC 6826 7	8054.	9152.	0.561	0.580	0.177	3.172
NGC 6853 2	9966.	11377.	0.987	1.020	0.373	2.646
NGC 6853 3	10941.	10901.	0.377	0.376	0.387	0.973
NGC 6853 4	9956.	9995.	0.816	0.817	0.792	1.031
NGC 6853 7	9258.	9019.	0.705	0.701	0.880	0.801
NGC 6886	13028.	13049.	0.422	0.421	0.418	1.010
NGC 7009 1	8218.	10505.	0.855	0.909	0.109	7.844
NGC 7009 2	8412.	9552.	0.516	0.533	0.172	3.000
NGC 7009 3	8121.	9962.	0.776	0.816	0.133	5.833
NGC 7009 4	8515.	9316.	0.466	0.477	0.213	2.187
NGC 7027	12431.	15022.	0.512	0.535	0.172	2.977
NGC 7662 1	11835.	14063.	0.328	0.341	0.114	2.876
NGC 7662 2	12244.	13400.	0.321	0.328	0.185	1.736
NGC 7662 3	12212.	12658.	0.330	0.333	0.264	1.252
NGC 7662 4	12267.	11919.	0.331	0.328	0.399	0.829
NGC 7662 5	12445.	11579.	0.304	0.298	0.487	0.623
IC 1297	9382.	10175.	0.557	0.568	0.292	1.907
IC 2003	11155.	11682.	0.406	0.410	0.296	1.372

TABLE D.1: Temperature and (C⁺⁺/H⁺) abundances (continued).

Object	$T(C^{++})$	$T(O^{++})$	$N\left(\frac{C^{++}}{H^{+}}\right)^a$ (10 ⁻³)	$N\left(\frac{C^{++}}{H^{+}}\right)^b$ (10 ⁻³)	$N\left(\frac{C^{++}}{H^{+}}\right)^c$ (10 ⁻³)	f^d
IC 2149	8318.	10370.	0.652	0.688	0.103	6.328
IC 2165	12992.	15370.	0.575	0.598	0.225	2.557
IC 3568	10324.	11624.	0.226	0.233	0.097	2.331
Hu1-2	12493.	19000.	0.285	0.316	0.032	8.791
J 320	13467.	12540.	0.193	0.190	0.298	0.649
J 900	12744.	12244.	0.792	0.783	1.020	0.776
Me 2-1	12157.	13526.	0.453	0.464	0.235	1.926
SwSt 1	9865.	11109.	0.179	0.184	0.074	2.425

^a Obtained with $T(C^{++})$.^b Obtained with $T(O^{++})$, λ 4267.^c Obtained with $T(O^{++})$, λ 1909.^d The ratio of the fourth and the sixth columns.

TABLE D.2: Other temperature determinations.

Objects	$T(O^{++})$	$T(C^{++})$	$T(Bac)$	$T(He\ I)$	$T(4649/5007)$	Source ^a
NGC 2392	15100	10237	8950 ⁺¹³⁵⁰ ₋₁₀₇₀	...	...	1,2,3
NGC 3242	11900	10081	9140 ⁺⁸⁶⁰ ₋₇₂₀	...	...	1,2,3
NGC 7009	10000	8317	8760 ⁺¹⁴⁶⁰ ₋₁₁₂₀	8000 ± 400	7300 ± 300	1,2,3,4,5
Hu 1-2	19000	12493	...	13000 ± 500	...	1,2,4

^a (1) This paper, (2) Roła & Stasinska 1994, (3) Liu & Danziger 1993, (4) Peimbert et al. 1995, (5) Liu et al. 1995a.

Apéndice E

Temperature fluctuations and the chemical composition of planetary nebulae of Type I

M. Peimbert, V. Luridiana and S. Torres-Peimbert
Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México

Publicado en la Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica, vol. **31**, p. 147 (1995)

E.1 Resumen

Presentamos dos nuevos métodos para determinar la temperatura electrónica basados en las intensidades de las líneas de He I. Las temperaturas que se obtienen a partir de estos métodos son menores que aquellas que se obtienen a partir de las líneas $\lambda\lambda 4363$ y 5007 de O^{++} , esta diferencia implica la presencia de fluctuaciones espaciales de temperatura. Determinamos las abundancias en las nebulosas planetarias de tipo I de algunos de los elementos más importantes tomando en cuenta las fluctuaciones de temperatura. Encontramos que las abundancias de He^+/H^+ derivadas a partir de distintas líneas de He I son similares entre sí sin la necesidad de suponer que existe un mecanismo desconocido que reduce la población del nivel 2^3S de He I. Encontramos que los valores de He/H , C/H y N/H son mayores que en el medio interestelar; por otro lado encontramos que el valor de O/H es similar al de las estrellas recién formadas y que el valor de Ar/O es similar al de las regiones H II de la vecindad solar (Orion y M17). estos resultados indican que no hay evidencia en favor de una disminución del O en las envolventes producida por reacciones

nucleares en la estrella central.

E.2 Abstract

We present two new methods to determine the electron temperature based on the He I line intensities. The temperatures derived from these methods are considerably smaller than those derived from the [O III] $\lambda\lambda 4363, 5007$ line intensities and imply the presence of large spatial temperature fluctuations in PN. Considering the presence of spatial temperature fluctuations we determine the abundance of some of the most important elements in Type I PN. The He^+/H^+ values derived from different He I lines come into agreement without the need of invoking an unknown process depopulating the 2^3S He I level. We find He, C and N overabundances; alternatively we find that the O/H value is similar to that of stars recently formed, moreover we also find that the Ar/O value is similar to that of H II regions of the solar vicinity (Orion and M17), these results imply that there is no evidence in favor of a decrease of the O abundance in the nebular shells due to nuclear reactions in the central stars.

Key words: PLANETARY NEBULAE — ISM: ABUNDANCES

E.3 Introduction

The presence of spatial temperature fluctuations in PN is well established (Peimbert 1995, and references therein). Type I PN show systematically larger temperature fluctuations than other types of PN (Peimbert, Torres-Peimbert & Luridiana 1995, hereinafter Paper II), therefore Type I PN are bound to show the largest errors in their abundance determinations if temperature fluctuations are not taken into account. It is the purpose of this paper to explore the effect of temperature fluctuations on the determination of the chemical composition of the sample of PN of Type I presented by Peimbert and Torres-Peimbert (1987a, hereinafter Paper I).

It has been found in previous work that different He I lines yield different He^+/H^+ abundances. The differences imply that the collisional excitations from the He I 2^3S level have been overestimated. There are several possible solutions to this problem: a) there is an unknown mechanism depopulating the 2^3S level, b) the density has been overestimated and c) the temperature has been overestimated. Type I PN are important objects to study this problem since they show extreme temperature fluctuations.

In Section E.4 we will study the presence of temperature fluctuations based on the He I line intensities. In Section E.5 we will determine the He/H value for the sample of Type I

PN in Paper I. In Section E.6 we will determine ionic and total abundances of some heavy elements for the sample. The conclusions will be presented in Section E.7.

E.4 Helium lines and electron temperature

The $N(\text{He}^+)/N(\text{H}^+)$ ratios can be derived from

$$\frac{N(\text{He}^+)}{N(\text{H}^+)} = \frac{\alpha(\text{H}^0, \text{H}\beta)}{\alpha(\text{He}^0, \lambda_{nm})} \frac{\lambda_{nm}}{4861} \frac{I(\lambda_{nm})_R}{I(\text{H}\beta)}, \quad (\text{E.1})$$

where the effective recombination coefficients, α , for hydrogen and helium have been computed by Hummer & Storey (1987) and Smits (1995), and $I(\lambda_{nm})_R$ is the pure recombination intensity that has to be obtained from the observed intensity corrected for reddening, $I(\lambda_{nm})$. Collisions and radiative transfer effects from the 2^3S of He I level affect $I(\lambda_{nm})$ and have to be estimated.

The collisions to recombination ratio of a helium line is given by

$$\frac{I(\lambda_{nm})_C}{I(\lambda_{nm})_R} = \frac{N(2^3\text{S})\kappa(\lambda_{nm})}{N(\text{He}^+)\alpha(\lambda_{nm})}, \quad (\text{E.2})$$

where κ is the effective collisional coefficient that depends strongly on T_e and

$$\frac{N(2^3\text{S})}{N(\text{H}^+)} = \frac{5.62 \times 10^{-6} t_4^{-1.19}}{1 + 3130 t_4^{-0.5} N_e^{-1}}, \quad (\text{E.3})$$

where ionizations from the 2^3S level have been neglected (Kingdon & Ferland 1995).

The latest estimates of the $I(\lambda_{nm})_C/I(\lambda_{nm})_R$ values, C/R , for the different helium lines are those by Kingdon & Ferland (1995) which are based on the 29-state ab initio computation for collisions to He^0 states with $n \leq 5$ by Sawey & Berrington (1993) and the helium recombination coefficients by Smits (1995).

We have derived an equation for $\lambda(10830)$ given by

$$\begin{aligned} \frac{I_C(10830)}{I_R(10830)} = & (29.00 t_4^{-0.04} e^{-1.330/t_4} + 2.56 t_4^{-0.81} e^{-3.361/t_4} \\ & + 2.22 t_4^{-0.14} e^{-3.776/t_4}) / (1 + 3130 t_4^{-0.5} N_e^{-1}), \end{aligned} \quad (\text{E.4})$$

where we have considered the 2^3P , 3^3S and 3^3D terms, the other terms contribute less than 1% to $I_C(10830)$. To derive equation E.4 we considered the ab initio computation by Sawey & Berrington (1993) and the $\alpha(10830)$ value by Robbins (1968a). We did not use

the results by Brocklehurst (1972) because the error in the $2^3P - n^3S$ series (Smits 1991) affects the $\alpha(10830)$ value.

If there is an additional process depopulating the 2^3S level, the $N(2^3S)$ population would be a fraction γ of that given by equation E.3 and the I_C/I_R ratios would be simply γ times those given by equation E.2.

The $I(\lambda_{nm})$ dependence on temperature, for $N_e \geq 3000 \text{ cm}^{-3}$, due to collisional effects is strong for $\lambda\lambda 10830$ and 7065 , moderate for $\lambda\lambda 3889$ and 5876 and weak for $\lambda\lambda 4471$ and 6678 .

Robbins (1968b) and Robbins & Bernat (1973) have computed the effect that atomic absorption has on the He I line intensity ratios. Robbins used as a parameter for the triplet series $\tau(3889)$, the He I $\lambda 3889$ optical depth. From the computations by Robbins and Cox & Daltabuit (1971) and the ratio of two He I lines it is possible to determine $\tau(3889)$ and consequently the effect of the radiation transfer on the triplet lines. A similar procedure can be followed for the singlet lines. It is found that radiative transfer effects for typical PN are large for $\lambda\lambda 3889$ and 7065 , are small for $\lambda\lambda 5876$ and 10830 and almost negligible for $\lambda\lambda 4471$ and 6678 .

E.4.1 The Hu 1-2 electron temperature derived from the He I lines

Hu 1-2 is the best object of the sample in Paper I to determine the electron temperature from the He I lines, because the collisional effects are very large due to its high density and high temperature.

In Table E.1 we have determined the $N(\text{He}^+)/N(\text{H}^+)$ values for Hu 1-2 under different assumptions; the values correspond to the average of positions a, b and c. In column 2 we present the case for pure recombination (no collisions from the 2^3S level), $\tau(3889) = 0.00$, $\langle T_e \rangle = 18\,420\text{K}$ and $\langle N_e \rangle = 4400 \text{ cm}^{-3}$. There is no agreement among $y^+(4471)$, $y^+(5876)$ and $y^+(6678)$, where $y^+(\lambda_{nm}) = N(\text{He}^+, \lambda_{nm})/N(\text{H}^+)$. We do not take into account $y^+(3889)$ and $y^+(7065)$ because they depend on $\tau(3889)$ and have higher observational errors. In column 3 we present the case of full collisional corrections for $\tau(3889) = 0.00$, $\langle T_e \rangle = 18\,420\text{K}$ and $\langle N_e \rangle = 4400 \text{ cm}^{-3}$; in this case the collisional effects have been overestimated because $y^+(6678)$ is higher than $y^+(5876)$ and $y^+(4471)$. There are at least three solutions to this contradiction: a) there is an unknown process depopulating the 2^3S level (i.e. $\gamma < 1$), this possibility has been studied by Clegg & Harrington (1989) who find that photoionization can reduce the $N(2^3S)$ population by as much as 25% in compact optically thick PN, alternatively they find that for the vast majority of the typical PN the effect is very small and can be neglected, b) the density has been overestimated, this possibility could be important for objects with $N_e \leq 3000 \text{ cm}^{-3}$, but probably for Hu 1-2

is not important [see equation E.3], c) the temperature has been overestimated.

In column 4 of Table E.1 we find that for $T_e = 12490$ K the $y^+(6678)$, $y^+(5876)$ and $y^+(4471)$ values are in excellent agreement. In column 5 of Table E.1 we find that for $\tau(3889) \neq 0$ the $y^+(6678)$, $y^+(5876)$ and $y^+(4471)$ values are almost unaffected by changes on $\tau(3889)$, while $y^+(3889)$ and $y^+(7065)$ depend strongly on $\tau(3889)$; the differences between $y^+(7065)$ and $y^+(3889)$ relative to the other three values probably are due to observational errors (see Section E.5).

In Figure E.1 we present the $y^+(4471)$, $y^+(5876)$ and $y^+(6678)$ values as a function T_e for $\tau(3889) = 0.00$ and with full collisional corrections. As can be seen from Table E.1 these y^+ values are almost independent of $\tau(3889)$. The temperature at which the three lines reach the same y^+ value is in the 12 500 to 13 500 K range, a value considerably smaller than that given by $\langle T_e \rangle$ (4363/5007) that amounts to $18\,420 \pm 600$ K; this result implies a very large mean square temperature fluctuation, t^2 , value. The $T_e(\text{He})$ value derived from Figure E.1 (see also Table E.1), is in excellent agreement with $T(\text{C}^{++}) = 12\,490$ K derived from the $\lambda\lambda 4267/(1906 + 1909)$ intensity ratio (see Paper II) and probably implies that shock waves are present in Hu 1-2.

Peña et al. (1995), from a similar study of N66, a Type I PN in the Large Magellanic Cloud, also find that lower T_e and N_e values, than those given by the [O III], [O II] and [Ar IV] lines, are needed to derive the same y^+ values from the $\lambda\lambda 4471$, 5876 and 6678 lines.

E.4.2 $\tau(3889)$ versus T_e

As mentioned before $I(3889)$, $I(7065)$ and $I(10830)$ depend strongly on the collisional effects from the 2^3S level and on $\tau(3889)$, while $I(4471)$ does not; consequently the $I(3889)/I(4471)$, $I(7065)/I(4471)$ and $I(10830)/I(4471)$ ratios also depend on $\tau(3889)$ and T_e . For any given value of $\tau(3889)$ there is only one value of T_e that will match the observed ratio with the computed one. The relationship between $\tau(3889)$ and T_e for any line ratio is derived by comparing the observed ratio with the computed one based on the corresponding C/R relation and the computations by Robbins (1968b). The three line ratios depend on different functions of $\tau(3889)$ and T_e , therefore the combination of two line ratios will provide us with a unique pair of $\tau(3889)$ and T_e values.

In general each line ratio will be given by

$$\frac{I(\lambda_{nm})}{I(\lambda_{n'm'})} = \frac{(I_R + I_C) j(\tau) j'(0)}{(I'_R + I'_C) j(0) j'(\tau)}$$

$$= \frac{I_R(1 + C/R) \frac{j(\tau)}{j(0)} \frac{j'(0)}{j'(\tau)}}{I'_R(1 + C'/R') \frac{j(0)}{j(\tau)} \frac{j'(0)}{j'(\tau)}} \quad , \quad (\text{E.5})$$

where the C/R values were obtained from Kingdon & Ferland (1995) or equation E.4, I_R/I'_R from Smits (1995) or Robbins (1968a) and the emissivity ratios, $j(\tau)/j(0)$, from Robbins (1968b), where $j(0)$ is the value for $\tau(3889) = 0$.

In Figure E.2 we present $\tau(3889)$ versus T_e diagrams for six PN with high quality observations of $\lambda\lambda$ 3889, 4471, 7065 and 10830 (Peimbert & Torres-Peimbert 1987b, and references therein). From these diagrams we obtain $T_e(\lambda_{nm}, \lambda_{n'm'})$ values based on pairs of $I(\lambda_{nm})/I(4471)$ intersections, we adopted errors of 0.04 dex in the line intensity ratios; the results are presented in Table E.2. In Figure E.2 we adopted the emissivity ratios computed by Robbins (1968b) for $v(\text{exp})/v(\text{ther}) = 3$, where $v(\text{exp})$ is the velocity of expansion of the nebula and $v(\text{ther})$ is the thermal velocity; for $v(\text{exp})/v(\text{ther}) = 0$ the τ values decrease by about a factor of 2 but the T_e values remain about the same. Also in Table E.2 we include the $T(\text{O}^{++})$ and N_e values presented in Paper I, the $T(\text{C}^{++})$ values from Paper II and the $T(\text{C}^{++})$ value for IC 418 derived from Paper II and the line intensities obtained by Torres-Peimbert, Peimbert & Daltabuit (1980).

From the $I(3889)/I(7065)$ intersections we obtain T_e values systematically higher than from the $I(3889)/I(10830)$ and $I(7065)/I(10830)$ intersections; the differences could be due to dust destruction inside the PN and to telluric absorption of $\lambda 10830$ photons (Clegg & Harrington 1989; Kingdon & Ferland 1991, 1993). Although telluric absorption in the 7065 line would have the effect of moving the 7065 curve to the right in Fig. 2, this effect is insufficient to account for the observed discrepancy between $T(\text{He}^+)$ and $T(\text{O}^{++})$.

In all cases the temperature derived from the $I(3889)/I(7065)$ intersections, $T(3889, 7065)$, is smaller than $T(\text{O}^{++})$ and in three cases is similar to $T(\text{C}^{++})$ (see Table E.2). In particular the $T(3889, 7065)$ value for NGC 7009 is in excellent agreement with the $T(\text{Bac})$ values derived by Peimbert (1971) and Liu & Danziger (1993) —that amount to 7600 ± 900 K and 8760 ± 1300 K respectively— and with the $T(\text{C}^{++})$ value (see Table E.2).

E.5 He^+/H^+ in Type I PNe

In Table E.3 we present the adopted N_e and T_e values for the PN of Type I studied in Paper I. We recomputed the $T(\text{O}^{++})$ and $T(\text{N}^+)$ values from the line intensities presented in Paper I and we adopted the $T(\text{N}^+)$ value for M3-3 derived by Kaler, Shaw & Kwitter (1990). Based on the PN of Type I with $T(\text{C}^{++})$ determinations presented in Paper II (NGC 2371-2, NGC 2440, NGC 2818, NGC 6153, NGC 6302, NGC 6543, NGC 6565 and Hu 1-2) we derived the following relation

$$T(\text{C}^{++}) = 0.654T(\text{O}^{++}) + 1681 \quad ; \quad (\text{E.6})$$

from equation E.6 we determined the $T(\text{C}^{++})$ values in parenthesis in Table E.3; all the other values in this table come from Papers I and II.

In Table E.4 we present the derived helium abundance values without corrections from collisional and self absorption effects. As discussed in Section E.4 and in Paper II we consider that $T(\text{C}^{++})$ is more representative for determining the He^+/H^+ values than $T(\text{O}^{++})$. In all cases the Pickering contribution of the He II lines to the Balmer H I lines was taken into account. From this table it can be seen that in general $y^+(5876)$ and $y^+(7065)$ are higher than $y^+(4471)$ and $y^+(6678)$. The average value, $\langle y^+ \rangle$, is based on the three lines less affected by collisions and self absorption effects.

In Table E.5 we present the helium abundance values with full collisional corrections, $\gamma = 1$, and considering self absorption effects. $\tau(3889)$ was computed based mainly on $\lambda\lambda 3889$ and 7065 and adopting $v(\text{exp})/v(\text{ther}) = 3.0$ (Robbins 1968b). The differences between $y^+(\lambda_{nm})$ and $\langle y^+ \rangle$ are of the order of the observational errors and there is no need to invoke an unknown mechanism to reduce the population of the 2^3S level.

The $\langle y^+ \rangle$ values for the objects in Table E.5 are lower than those in Table E.4, the $\langle y^+ \rangle$ ratio varies from 0.80 to 0.96. The $\langle y^+ \rangle$ values are almost independent of $\tau(3889)$, consequently most of the difference is due to collisional effects (see Table E.1).

The total helium abundance is given by

$$\frac{N(\text{He})}{N(\text{H})} = \frac{N(\text{He}^0 + \text{He}^+ + \text{He}^{++})}{N(\text{H}^0 + \text{H}^+)} \quad , \quad (\text{E.7})$$

for objects of low degree of ionization there is an outer He^0 zone within the H^+ zone, alternatively for objects of high degree of ionization there is an outer H^0 zone within the He^+ zone and no He^0 zone. If one is dealing with a density bounded nebula the He^0 and H^0 zones can disappear. We did not consider the He^0 and H^0 terms in equation E.7 for the objects in this paper. Nevertheless it is likely that those objects with large $N(\text{S}^+)/N(\text{H}^+)$ values might have significant amounts of He^0 present.

In Table E.6 we present the total helium to hydrogen abundance ratios. The $\text{He}^{++}/\text{H}^+$ values were derived from the $I(4686)/I(4861)$ line intensity ratios and the computations by Hummer & Storey (1987) adopting $T(\text{C}^{++})$; probably the regions where the He II lines originate are hotter than the regions where the He I lines originate, but we do not have any direct measurement of T_e for the He^{++} region. Higher T_e values would yield slightly higher $\text{He}^{++}/\text{H}^+$ values.

E.6 The heavy elements

To compute the heavy element abundances relative to those of H we used the compilation of atomic parameters by Mendoza (1983) and the H I and He II effective recombination coefficients for case B by Hummer & Storey (1987).

The ionic abundances were derived adopting a three temperature scheme: for N^+ , O^+ and S^+ we used $T(N^+)$; for C^{++} , O^{++} , Ne^{++} , S^{++} , Ar^{++} , Ar^{3+} and Cl^{++} we used $T(C^{++})$; and for He^{++} , Ne^{3+} and Ar^{4+} we used $T(O^{++})$. We made use of $T(O^{++})$ because for higher ionized species we expect larger T_e values (e.g. Shields et al. 1981), furthermore the Ne^{3+} abundances were derived from the $\lambda\lambda 4724 + 4726$ auroral lines, which have a similar excitation energy to that of the $\lambda 4363$ O^{++} line, and consequently have a similar dependence on T_e in the presence of spatial temperature fluctuations. For all ions we used the densities presented in Table E.3. The ionic abundances are presented in Table E.7.

In Fig. 3 we present the Ne^{++}/O^{++} versus Ne diagram. To derive the Ne/O value the following equation is often used

$$\frac{N(Ne)}{N(O)} = \frac{N(Ne^{++})}{N(O^{++})} \quad , \quad (E.8)$$

(e.g. Peimbert, Torres-Peimbert & Ruiz 1992; Clegg 1993 and references therein). In Figure E.3 it can be seen that Ne^{++}/O^{++} increases with decreasing density, indicating that for objects with $N_e \leq 1000 \text{ cm}^{-3}$ equation E.8 is a poor approximation to the Ne/O value; this result probably is due to the presence of the charge exchange reaction



that permits the coexistence of Ne^{++} with O^+ (e.g. Hawley & Miller 1977, 1978; Hawley 1978; Pequignot, Aldrovandi & Stasińska 1978; Butler, Bender & Dalgarno 1979; Pequignot 1980). Ionization structure models predict that the lower the density the higher the H^0/H^+ ratio, in agreement with the charge exchange suggestion and Figure E.3.

To derive the total abundances presented in Table E.8 we made use of equation E.8 and the following equations

$$\frac{N(O)}{N(H)} = \left[\frac{N(He^+ + He^{++})}{N(He^+)} \right]^{2/3} \frac{N(O^+ + O^{++})}{N(H^+)} \quad , \quad (E.10)$$

$$\frac{N(C)}{N(O)} = \frac{N(C^{++})}{N(O^{++})} \quad , \quad (E.11)$$

$$\frac{N(\text{N})}{N(\text{O})} = \frac{N(\text{N}^+)}{N(\text{O}^+)} \quad , \quad (\text{E.12})$$

$$\frac{N(\text{Ne})}{N(\text{H})} = \frac{N(\text{Ne}^{++} + \text{Ne}^{3+})}{N(\text{H}^+)} \quad , \quad (\text{E.13})$$

$$\frac{N(\text{Ar})}{N(\text{H})} = i_{cf}(\text{Ar}) \frac{N(\text{Ar}^{++} + \text{Ar}^{3+} + \text{Ar}^{4+})}{N(\text{H}^+)} \quad , \quad (\text{E.14})$$

where

$$i_{cf}(\text{Ar}) = \left[1 - \frac{N(\text{N}^+)}{N(\text{N})} \right]^{-1} \quad . \quad (\text{E.15})$$

and

$$\frac{N(\text{Ar})}{N(\text{H})} = 1.87 \frac{N(\text{Ar}^{++})}{N(\text{H}^+)} \quad . \quad (\text{E.16})$$

Equation E.10 comes from Kingsburgh & Barlow (1994). Equation E.11 is a fair approximation to the C/O ratio: from ionization structure models it is found that $\text{C}/\text{O} \approx \text{C}^{++}/\text{O}^{++}$ (e.g. Shields et al. 1981; Harrington et al. 1982); alternatively if the $\text{O}^{++} + \text{H}^0 \rightarrow \text{O}^+ + \text{H}^+$ reaction becomes very important then $\text{C}/\text{O} < \text{C}^{++}/\text{O}^{++}$. Moreover if T_e is smaller than the adopted value $\text{C}^{++}/\text{O}^{++}$ will decrease even further. Equation E.12 has been used often for PN and H II regions (e.g. Peimbert & Costero 1969); if a lower temperature than $T(\text{N}^+)$ is adopted then N/O decreases. Alternatively if the $\text{O}^{++} + \text{H}^0 \rightarrow \text{O}^+ + \text{H}^+$ reaction affects significantly the O^{++}/O^+ value then equation E.12 provides a lower limit to the N/O ratio; the N/O value is marked as a lower limit in Table E.8 for those objects with $N_e \leq 1000 \text{ cm}^{-3}$. As mentioned before equation E.8 seems to be a poor approximation to the Ne/O values of these objects, equation E.13 seems to be a better approximation since the fractions of Ne^+ and Ne^{4+} are very small in comparison with the Ne^{++} and Ne^{3+} fractions; the Ne^{3+} fractions are very uncertain because they depend significantly on T_e , furthermore the $\lambda\lambda 4724 + 4726$ [Ne IV] line intensities are in general poorly known. Equations E.15 and E.16 come from Kingsburgh & Barlow. To derive the Ar abundances in Table E.8 we made use of equation E.16 for NGC 650, NGC 7293 M1-13, M2-55 and Mc2-2, while for the other six we used equations E.14 and E.15.

In Figure E.4 we present the $\text{Ne}^{++}/\text{O}^{++}$ versus $T(\text{C}^{++})$ diagram. In this figure it can also be seen that the lower the $T(\text{C}^{++})$ value the higher the $\text{Ne}^{++}/\text{O}^{++}$ ratio. This trend could be due to the $\text{O}^{++} + \text{H}^0 \rightarrow \text{O}^+ + \text{H}^+$ reaction, since in general the lower the density the lower the $T(\text{C}^{++})$ value and the higher the importance of the charge exchange reaction.

In Figure E.5 we present the N^+/O^+ value. With the exception of NGC 2440 and M3-3 there is a tight correlation for all the other objects. This correlation seems to be a combination of many factors: a) observational selection against objects with $N/O < -0.4$ dex, b) errors in T_e run almost parallel to the correlation (see error box in the figure), c) probably hotter stars tend to be more massive and during their evolution produce higher N/O values; a larger sample of objects with accurate observations as well as ionization structure models for each object are needed to see if this correction is real.

In Figure E.6 we present the Ar/O versus $T(C^{++})$ diagram. It can be seen from this figure that there are no systematic effects due to $T(C^{++})$ affecting the Ar/O determinations. Moreover the average Ar/O value is -2.18 dex in excellent agreement with the Ar/O values of -2.18 dex and -2.22 dex for M17 and the Orion Nebula, respectively (Peimbert et al. 1992, Peimbert 1993). The similar Ar/O values between Type I PN and solar neighborhood H II regions imply that there is no O depletion in the shells of these objects due to nuclear reactions in the parent stars. Nevertheless in Figure E.7 —where we present the O/H versus $T(C^{++})$ diagram— there is a trend in the sense that the higher the $T(C^{++})$ value the lower the O/H value. This trend could be due to a real spread in the O/H values since the lower O/H the lower the cooling efficiency and the higher the $T(C^{++})$ value; alternatively it is possible that $T(C^{++})$ is still too high to determine the O^{++}/H^+ value and that a lower temperature should be used. This problem can be solved by determining O^{++}/H^+ based on highly accurate O II recombination line intensities.

The use of $T(C^{++})$ instead of $T(O^{++})$ increases the O^{++}/H^+ ratio of Type I PN by factors between 2 and 3 because $T(C^{++}) \ll T(O^{++})$ (see Paper II), this increase in O^{++}/H^+ eliminates the difference between their O/H values and those derived from recently formed stars (e.g. Gies & Lambert 1992; Cunha & Lambert 1992; Cunha 1993).

E.7 Conclusions

By neglecting collisional and optical depth effects from the 2^3S level and considering a constant T_e we find discordant He^+/H^+ values from different He I lines.

By considering collisional and optical depth effects as well as the presence of spatial temperature fluctuations, the He^+/H^+ determinations based on different He I lines come into agreement. To reach this agreement there is no need to invoke an unknown mechanism to depopulate the 2^3S level.

The He I lines provide us with two new methods to determine T_e . These methods require highly accurate line intensity ratios.

Pairs of lines that depend weakly on collisional effects and that are almost independent of $\tau(3889)$ like $\lambda\lambda 5876$ and 6678 or $\lambda\lambda 4471$ and 5876 can be used to determine T_e in objects

where collisional effects are extremely important, those with very high N_e and T_e values. The T_e results are practically independent of $\tau(3889)$.

Lines that depend strongly on collisional effects like $\lambda\lambda 3889, 7065$ and 10830 can be used to determine T_e in objects where collisional effects are moderate, those with lower N_e or lower T_e values than the previous group. In this case it is also necessary to determine $\tau(3889)$, therefore we need to combine three He I lines. The best ones seem to be $\lambda\lambda 4471, 3889$ and 7065 due to telluric absorption and dust destruction inside PN of $\lambda 10830$ photons.

The T_e (5876, 6678) and T_e (4471, 5876) values determined for Hu 1-2, as well as the T_e (3889, 7065) values derived for the six non Type-I PN presented in Section E.4.2, are considerably smaller than the $T_e(\text{O}^{++})$ values and similar to the $T_e(\text{C}^{++})$ values supporting the idea that $T_e(\text{C}^{++})$ is more representative than $T_e(\text{O}^{++})$ and probably that large temperature fluctuations are present inside PN.

The $\text{Ne}^{++}/\text{O}^{++}$ values derived for PN of Type I probably are upper limits to the Ne/O value due to the presence of the charge exchange reaction $\text{O}^{++} + \text{O}^0 \rightarrow \text{O}^+ + \text{H}^+$ that allows some O^+ to coexist with Ne^{++} .

By determining the abundances of Type I PN considering their high t^2 values, their O/H become similar to those of stars recently formed. Moreover their O^+/O^{++} ratios would become smaller, in better agreement with photoionization models.

The C/O values are larger than 1 for many objects; if lower T_e values are used then $\text{C}^{++}/\text{O}^{++}$ would become smaller and also C/O . The smaller T_e values would imply even larger t^2 values.

Table E.8 provides us with just a first approximation to the heavy element abundances of PN of Type I. To derive better abundances for each of these objects we need a better knowledge of the temperature structure and detailed ionization structure models. Significant advances will be made if the abundances of some of these elements are derived from IR lines or from visual and UV recombination lines that are almost independent of the temperature structure.

It is a pleasure to acknowledge the referee for some excellent suggestions.

E.8 References

- Brocklehurst, M. 1972, MNRAS, 157, 211
 Butler, S.E., Bender, C.F., & Dalgarno, A. 1979, ApJ, 230, L59
 Clegg, R.E.S. 1993, in Planetary Nebulae, eds. R. Weinberger & A. Acker (Dordrecht: Kluwer), 549
 Clegg, R.E.S., & Harrington, J.P. 1989, MNRAS, 239, 869

- Cox, D.P., & Daltabuit, E. 1971, *ApJ*, 167, 257
- Cunha, K. 1993, *RevMexAA*, 27, 111
- Cunha, K., & Lambert, D.L. 1992, *ApJ*, 399, 586
- Gies, D.R., & Lambert, D.L. 1992, *ApJ*, 396, 238
- Harrington, J.P., Seaton, M.J., Adams, S., & Lutz, J.H. 1982, *MNRAS*, 199, 517
- Hawley, S.A. 1978, *PASP*, 90, 370
- Hawley, S.A., & Miller, J.S. 1977, *ApJ*, 212, 94
- _____. 1978, *PASP*, 90, 39
- Hummer, D.G., & Storey, P.J. 1987, *MNRAS*, 224, 609
- Kaler, J.B., Shaw, R.A., & Kwitter, K.B. 1990, *ApJ*, 359, 392
- Kingdon, J., & Ferland, G.J. 1991, *PASP*, 103, 752
- _____. 1993, *ApJ*, 403, 211
- _____. 1995, *ApJ*, 442, 714
- Kingsburgh, R.L., & Barlow, M.J. 1994, *MNRAS*, 271, 257
- Liu, X.-W., & Danziger, J. 1993, *MNRAS*, 263, 256
- Mendoza, C. 1983, in *Planetary Nebulae*, IAU Symp. 103, ed. D.R. Flower (Dordrecht: Reidel), p. 143
- Peimbert, M. 1971, *Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya*, 5, 29
- _____. 1993, *RevMexAA*, 27, 9
- _____. 1995, in *The Analysis of Emission Lines*, ed. R.E. Williams & M. Livio (Cambridge University Press), in press
- Peimbert, M., & Costero, R. 1969, *Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya*
- Peimbert, M., & Torres-Peimbert, S. 1987a, *RevMexAA*, 14, 550 (Paper I)
- _____. 1987b, *RevMexAA*, 15, 117
- Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., & Luridiana, V. 1995, *RevMexAA*, in press (Paper II)
- Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., & Ruiz, M.T. 1992, *RevMexAA*, 24, 155
- Peña, M., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., Ruiz, M.T. & Maza, J. 1995, *ApJ*, 441, 343
- Pequignot, D. 1980, *A&A*, 81, 356
- Pequignot, D., Aldrovandi, S.M.V., & Stasińska, G. 1978, *A&A*, 63, 313
- Robbins, R.R. 1968a, *ApJ*, 151, 497
- _____. 1968b, *ApJ*, 151, 511
- Robbins, R.R., & Bernat, A.P. 1973, *Mémoires Société Royale des Sciences de Liège*, 6^e série, tome V, 263
- Sawey, P.M.J., & Berrington, K.A. 1993, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 55, 81
- Shields, G.A., Aller, L.H., Keyes, C.D., & Czyzak, S.J. 1981, *ApJ*, 248, 569
- Smits, D.P. 1991, *MNRAS*, 248, 193
- Smits, D.P. 1995, *MNRAS*, in press

Torres-Peimbert, S., Peimbert, M., & Daltabuit, E. 1980, *ApJ*, 238, 133

TABLA E.1: He^+/H^+ Abundance ratio for Hu 1-2.

λ	$\gamma = 0^a$	$\gamma = 1^b$	$\gamma = 1^c$	$\gamma = 1^d$
3889	0.0739	0.0462	0.0622	0.0679
4471	0.0696	0.0476	0.0592	0.0591
5876	0.0808	0.0475	0.0610	0.0608
6678	0.0693	0.0569	0.0592	0.0592
7065	0.1846	0.0580	0.0925	0.0753

^a pure recombination, $\langle T_e \rangle = 18\,420\text{ K}$, $t^2 = 0.00$, $\tau(3889) = 0$ and $\langle N_e \rangle = 4400\text{ cm}^{-3}$ ^b full collisional corrections, $\langle T_e \rangle = 18\,420\text{ K}$, $t^2 = 0.00$, $\tau(3889) = 0$ and $\langle N_e \rangle = 4400\text{ cm}^{-3}$ ^c full collisional corrections, $\langle T_e \rangle = 12\,490\text{ K}$, $t^2 \neq 0.00$, $\tau(3889) = 0$ and $\langle N_e \rangle = 4400\text{ cm}^{-3}$ ^d full collisional corrections, $\langle T_e \rangle = 12\,490\text{ K}$, $t^2 \neq 0.00$, $\tau = 3.5$ and $\langle N_e \rangle = 4400\text{ cm}^{-3}$

TABLA E.2: Temperature derived from oxygen, carbon and helium lines.

PN	N_e (cm^{-3})	$T(\text{O}^{++})$ (K)	$T(\text{C}^{++})$ (K)	$T(3889,7065)$ (K)	$T(3889,10830)$ (K)	$T(7065,10830)$ (K)
NGC 6572	21000	10500	9820	9800 ± 600	7100 ± 500	—
NGC 6803	9000	10000	—	8500 ± 500	6900 ± 400	—
NGC 7009	6000	10000	8320	8000 ± 400	6800 ± 400	6600 ± 500
NGC 7027	80000	13000	12430	10000 ± 600	8200 ± 600	8000 ± 500
NGC 7662	4000	13000	12200	9500 ± 600	9200 ± 700	9100 ± 800
IC 418	15000	10000	8450	9000 ± 600	7200 ± 500	...

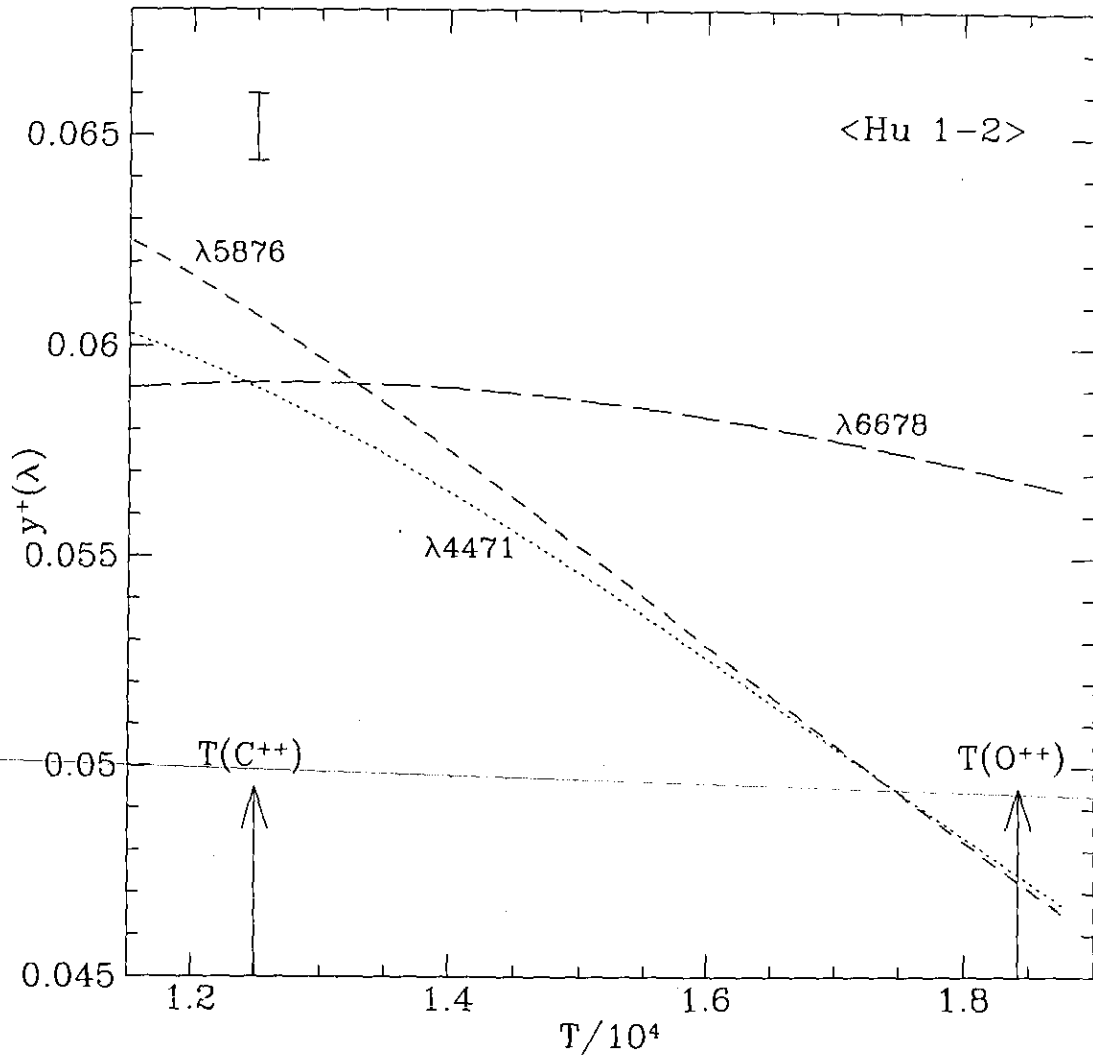


FIGURE E.1: $N(\text{He}^+)/N(\text{H}^+) = y^+(\lambda)$ versus T diagram for the Type I PN Hu 1-2, where we have used the average helium to hydrogen line intensity ratios of three different regions of the nebula. The y^+ values are presented for $\lambda\lambda 4471$, 5876 and 6678 together with an error bar for the y^+ values.

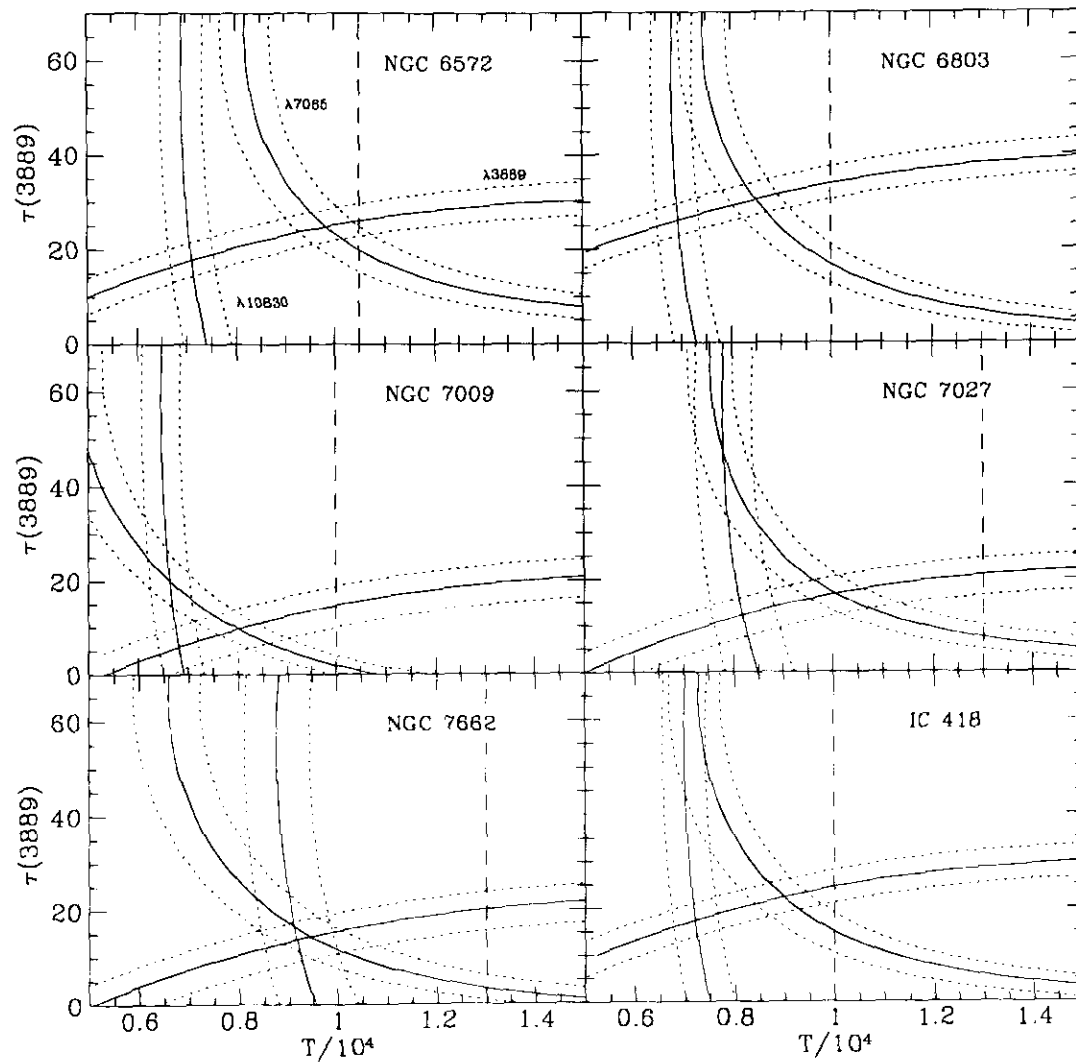


FIGURE E.2: $\tau(3889)$ versus T diagram for six PN. The solid lines stand for the $I(\lambda)/I(4471)$ ratio; the dotted lines to the right of the solid lines correspond to line intensity ratios 10% higher than observed; while the dotted lines to the left correspond to line intensity ratios 10% lower than observed. The vertical dashed lines correspond to $T(\text{O}^{++})$.

TABLA E.3: Temperatures and densities.

Object	$T(\text{O}^{++})$ (K)	$T(\text{C}^{++})$ (K)	$T(\text{N}^+)$ (K)	N_e (cm^{-3})
NGC 650-1	11990	(9590) ^a	9950	1000
NGC 2346	11270	(9200)	9010	700
NGC 2371	13175	9840	9790	500
NGC 2440a	14810	12650	10890	4500
NGC 2440b	13995	12650	9640	1900
NGC 2818	15100	11660	12430	500
NGC 7293	10190	(8420)	8240	100
Hu1-2a	18705	12490	13260	5000
Hu1-2b	18260	12490	13280	4700
Hu1-2c	18310	12490	13310	3400
M1-8	12710	(10050)	12610	320
M1-13	10690	(8810)	10540	2100
M1-17	10970	(9070)	11110	5300
M2-55	10110	(8380)	10900	460
M3-3	11860	(9530)	9000	300
Me2-2	10950	(9230)	10560	40000

^a The values in parenthesis are based on equation E.6.

TABLA E.4: He^+/H^+ Abundance ratios without corrections.

Object	$y^+(3889)$	$y^+(4471)$	$y^+(5876)$	$y^+(6678)$	$y^+(7065)$	$\langle y^+ \rangle^a$
NGC 650-1	0.0980	0.0909	0.1041	0.0886	0.114	0.0945
NGC 2346	0.0862	0.1084	0.1097	0.0990	—	0.1057
NGC 2371-2	0.0488	0.0376	0.0396	0.0399	0.0409	0.0390
NGC 2440a	0.0568	0.0563	0.0649	0.0628	0.1280	0.0613
NGC 2440b	0.0996	0.0893	0.1092	0.1057	—	0.1014
NGC 2818	0.0910	0.0950	0.1162		—	0.1056
NGC 7293	0.1094	0.1287	0.1426		—	0.1357
HII 1-2a	0.0834	0.0711	0.0869	0.0719	0.1923	0.0766
HII 1-2b	0.0799	0.0727	0.0848	0.0761	0.2033	0.0779
HII 1-2c	0.0585	0.0651	0.0708	0.0599	0.1581	0.0653
M 1-8		0.0945	0.1107	—	—	0.1026
M 1-13	0.0944	0.1142	0.1107	0.0942	0.1439	0.1064
M 1-17	0.0622	0.1095	0.1178	0.1085	0.2782	0.1119
M 2-55	0.0968	0.1192	0.1083	—	—	0.1138
M 3-3	0.0983	0.1062	0.1004	0.0822		0.0963
Mc 2-2	0.0642	0.1618	0.1907	0.1754	0.6990	0.1760

^a Average of $\lambda\lambda 4471$, 5876 and 6678.

TABLA E.5: Corrected He^+/H^+ abundance ratios and $\tau(3889)$ values.

Object	$y^+(3889)$	$y^+(4471)$	$y^+(5876)$	$y^+(6678)$	$y^+(7065)$	$\langle y^+ \rangle^a$	$\tau(3889)$
NGC 650-1	0.0970	0.0865	0.0947	0.0819	0.0921	0.0877	0.0
NGC 2346	0.1029	0.1036	0.1007	0.0922	—	0.0988	7.0
NGC 2371-2	0.0505	0.0356	0.0357	0.0365	0.0382	0.0359	0.0
NGC 2440a	0.0512	0.0483	0.0498	0.0552	0.0441	0.0511	5.0
NGC 2440b	0.0893	0.0806	0.0912	0.0968	—	0.0895	2.0
NGC 2818	0.0950	0.0896	0.1042	—	—	0.0969	2.0
NGC 7293	0.1309	0.1249	0.1344	—	—	0.1297	6.0
Hu 1-2a	0.0766	0.0599	0.0646	0.0611	0.0752	0.0619	4.0
Hu 1-2b	0.0717	0.0615	0.0635	0.0649	0.0839	0.0633	3.0
Hu 1-2c	0.0555	0.0559	0.0542	0.0516	0.0669	0.0539	4.0
M 1-8	—	0.0906	0.1022	—	—	0.0964	0.0
M 1-13	0.1035	0.1086	0.1004	0.0874	0.0837	0.0988	5.0
M 1-17	0.1024	0.1019	0.1021	0.0991	0.0799	0.1010	22 .2
M 2-55	0.1047	0.1153	0.1016	—	—	0.1085	2 .5
M 3-3	0.1045	0.1021	0.0931	0.0767	—	0.0906	1 .5
Me 2-2	0.1420	0.1469	0.1575	0.1577	0.1332	0.1540	35.0

^a Average of $\lambda\lambda 4471, 5876$ and 6678 .

TABLA E.6: Helium abundances

Helium abundances^a.

Object	He ⁺	He ⁺⁺	He
NGC 650-1 ^b	0.088	0.035	>0.123
NGC 2346	0.099	0.033	0.132
NGC 2371-2	0.036	0.081	0.117
NGC 2440a	0.051	0.072	0.123
NGC 2440b	0.090	0.046	0.136
NGC 2818	0.097	0.066	0.163
NGC 7293	0.130	<0.002	0.130
Hu 1-2a	0.062	0.089	0.151
Hu 1-2b	0.063	0.089	0.152
Hu 1-2c	0.054	0.098	0.152
M 1-8	0.096	0.051	0.147
M 1-13	0.099	0.015	0.114
M 1-17	0.101	0.012	0.113
M 2-55	0.109	0.028	0.137
M 3-3	0.091	0.030	0.121
Me 2-2	0.154	0.000	0.154

^a Given in $N(\text{He}^i)/N(\text{H}^+)$.^b Probably has a significant amount of He⁰ inside the H⁺ zone.

TABLA E.7: Ionic abundances^a.

Object	C ⁺⁺	N ⁺	O ⁺	O ⁺⁺	Ne ⁺⁺	Ne ³⁺	S ⁺	S ⁺⁺	Ar ⁺⁺	Ar ³⁺	Ar ⁴⁺	Cl ⁺⁺
NGC 650-1	-3.12	-3.96	-3.58	-3.30	-3.67	-4.35	-5.51	-4.97	-5.49	-6.69	...	-6.66
NGC 2346	-3.09	-4.16	-3.69	-3.26	-3.65	-3.49	-6.74	-5.29	...	-6.28	...	...
NGC 2371-2	-3.21	-4.82	-4.43	-3.40	-3.96	-3.73	-6.26	-4.95	-5.66	-5.57	-6.31	-6.81
NGC 2440a	-3.33	-4.08	-4.28	-3.66	-4.33	-4.14	-6.29	-5.64	-5.87	-5.96	-6.32	-7.21
NGC 2440b	-3.36	-3.66	-3.86	-3.63	-4.21	-4.07	-5.90	-5.58	...	-6.15	...	-7.14
NGC 2818	-3.39	-4.27	-4.19	-3.57	-4.01	-4.42	-5.95	-4.90	...	-6.20	...	...
NGC 7293	...	-3.65	-3.24	-3.49	-3.69	...	-6.16	...	-5.37	...	...	...
Hu1-2a	-3.73	-4.79	-4.86	-3.88	-4.41	-4.63	-6.52	-5.47	-6.20	-6.07	-6.70	...
Hu1-2b	...	-4.83	-4.89	-3.86	-4.42	-4.58	-6.55	-5.50	-6.17	-6.07	-6.73	...
Hu1-2c	...	-4.89	-5.06	-3.91	-4.54	...	-6.63	-5.45	-6.16	-6.01	-6.64	...
M1-8	-2.99	-4.52	-4.29	-3.38	-3.85	...	-6.61	-5.27	...	-6.07	...	...
M1-13	...	-4.21	-3.87	-3.22	-3.70	...	-6.17	...	-5.59	-6.26	...	-6.78
M1-17	-3.12	-4.53	-4.25	-3.17	-3.79	...	-5.93	-5.01	-5.66	-6.11	-7.18	-6.71
M2-55	...	-4.34	-3.99	-3.25	-3.61	...	-6.11	...	-5.43	...	...	...
M3-3	-3.11	-3.63	-3.74	-3.44	-3.87	...	-6.53	...	...	-6.68	...	...
Me2-2	-3.15	-4.62	-4.24	-3.56	-4.08	-4.70	-6.80	-5.72	-5.98	-6.76	...	...

^aGiven in $\log N(X^{+m})/N(H^+)$.

Object	C ^b	C ^c	N	O	Ne ^d	Ne ^e	Ar
NGC 650-1	>8.88	9.16	>8.60	8.98	<8.61	8.41	6.78
NGC 2346	>8.91	9.13	>8.49	8.96	<8.57	8.74:	...
NGC 2371-2	>8.79	9.17	>8.59	8.98	<8.42	8.47	6.75
NGC 2440a	>8.67	9.02	8.89	8.69	8.02	8.08	6.51
NGC 2440b	>8.64	8.96	8.89	8.69	8.11	8.17	...
TABLA E.8: Total abundances ^a .							
NGC 2818	>8.61	8.85	>8.59	8.67	<8.23	8.13	...
NGC 7293	...	...	>8.55	8.96	<8.76	...	6.90
Hu1-2a	>8.27	8.57	8.49	8.42	7.89	7.79	6.25
Hu1-2b	...	...	8.49	8.43	7.87	7.81	6.25
Hu1-2c	...	...	8.59	8.42	7.79	...	6.29
M1-8	>9.01	9.18	>8.56	8.79	<8.32	...	...
M1-13	...	...	8.57	8.91	8.43	...	6.68
M1-17	>8.88	8.95	8.62	8.90	8.28	...	6.51
M2-55	...	...	>8.54	8.90	<8.53	...	6.84
M3-3	>8.89	9.15	>8.93	8.82	<8.39	...	...
Mc2-2	>8.85	8.93	8.14	8.52	8.00	8.01	6.29

^a Given in $\log N(X)/N(H) + 12$.

^b Given by $N(C)/N(H) = N(C^{++})/N(H^+)$.

^c Given by $N(C)/N(O) = N(C^{++})/N(O^{++})$.

^d Given by $N(Ne)/N(O) = N(Ne^{++})/N(O^{++})$.

^e Given by $N(Ne)/N(H) = N(Ne^{++} + Ne^{3+})/N(H^+)$.

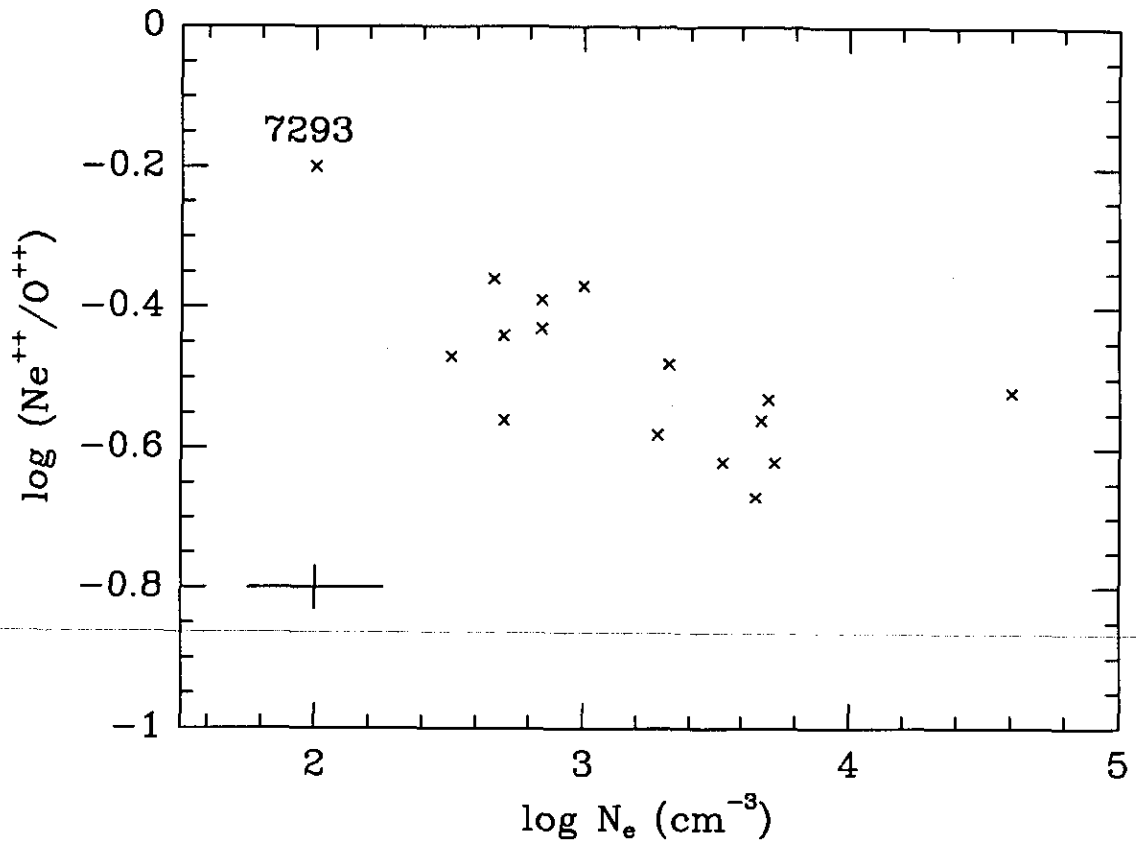


FIGURE E.3: Ne^{++}/O^{++} versus electron density N_e . A typical error is presented.

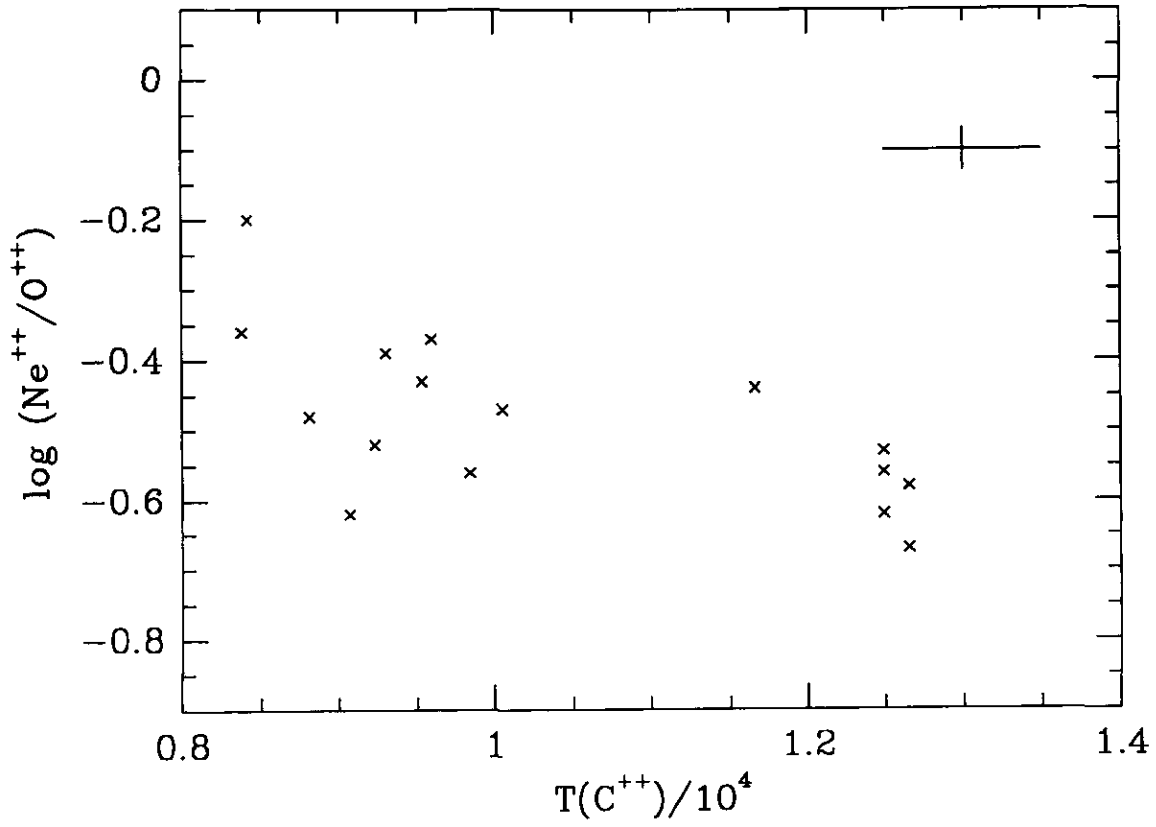


FIGURE E.4: $\text{Ne}^{++}/\text{O}^{++}$ versus $T(\text{C}^{++})$.

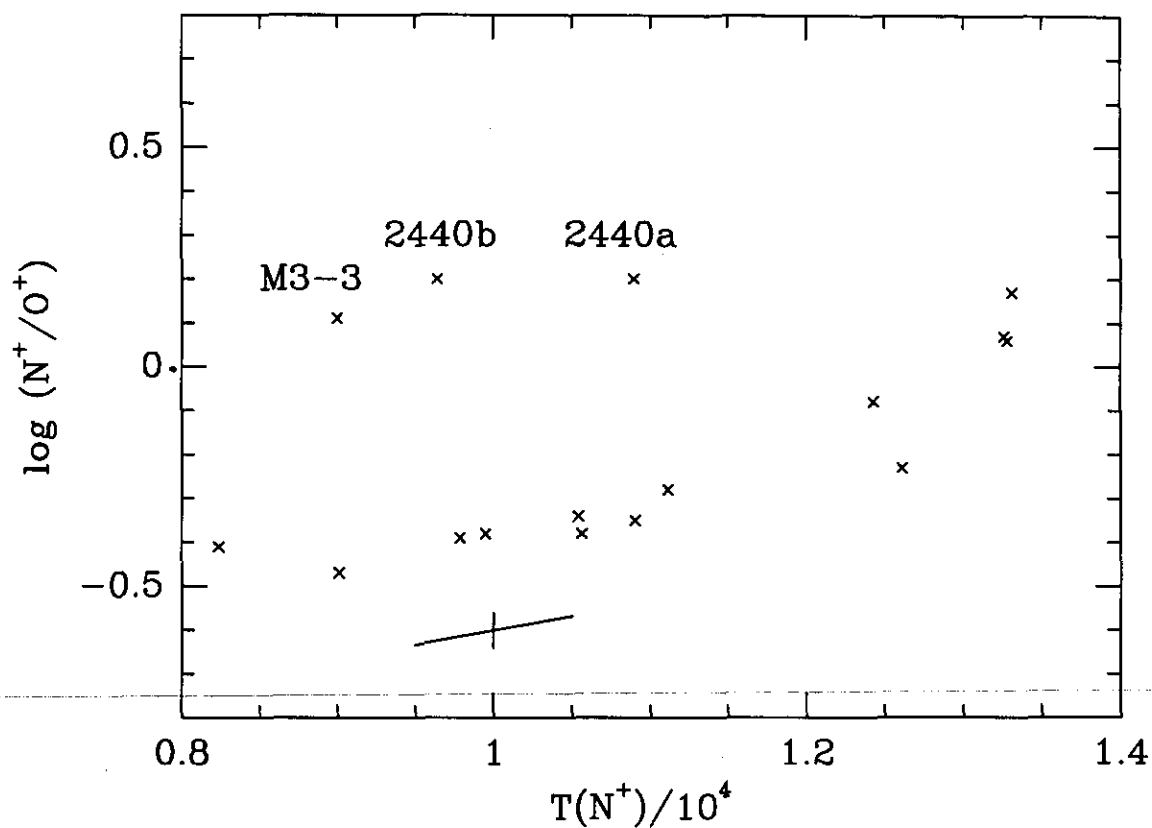
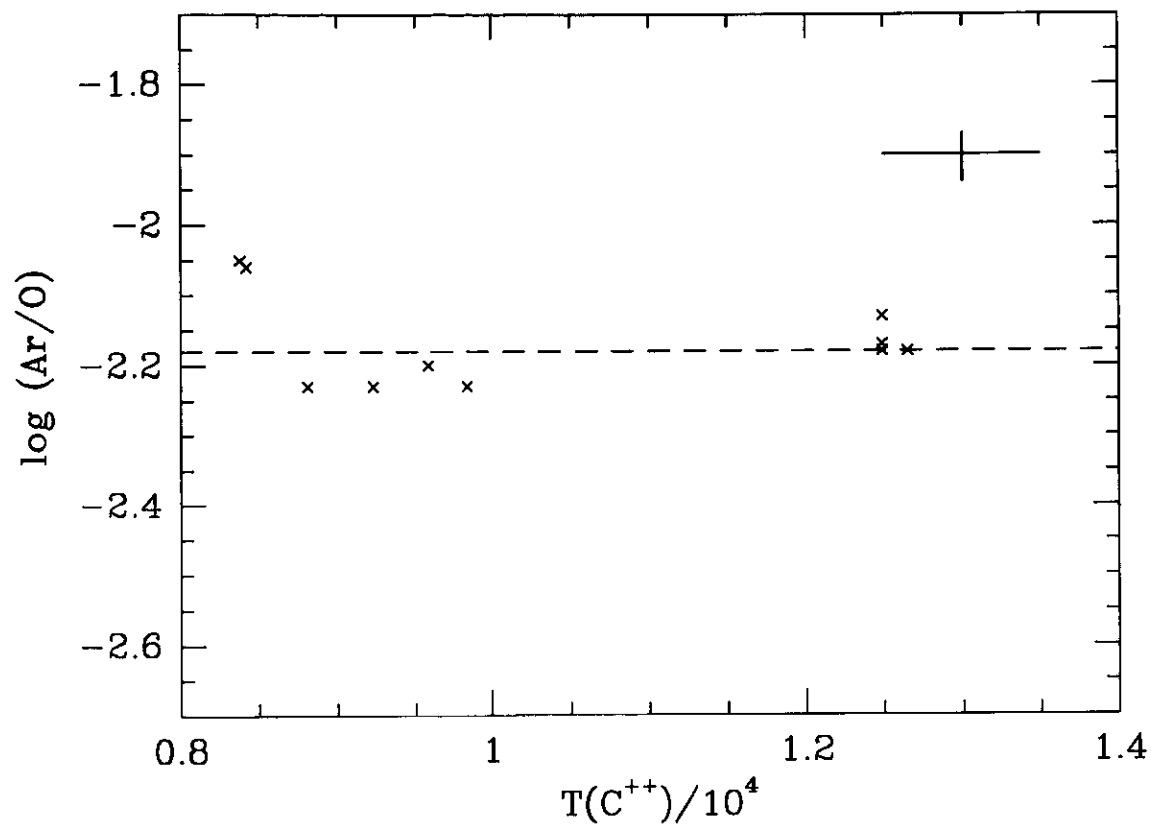
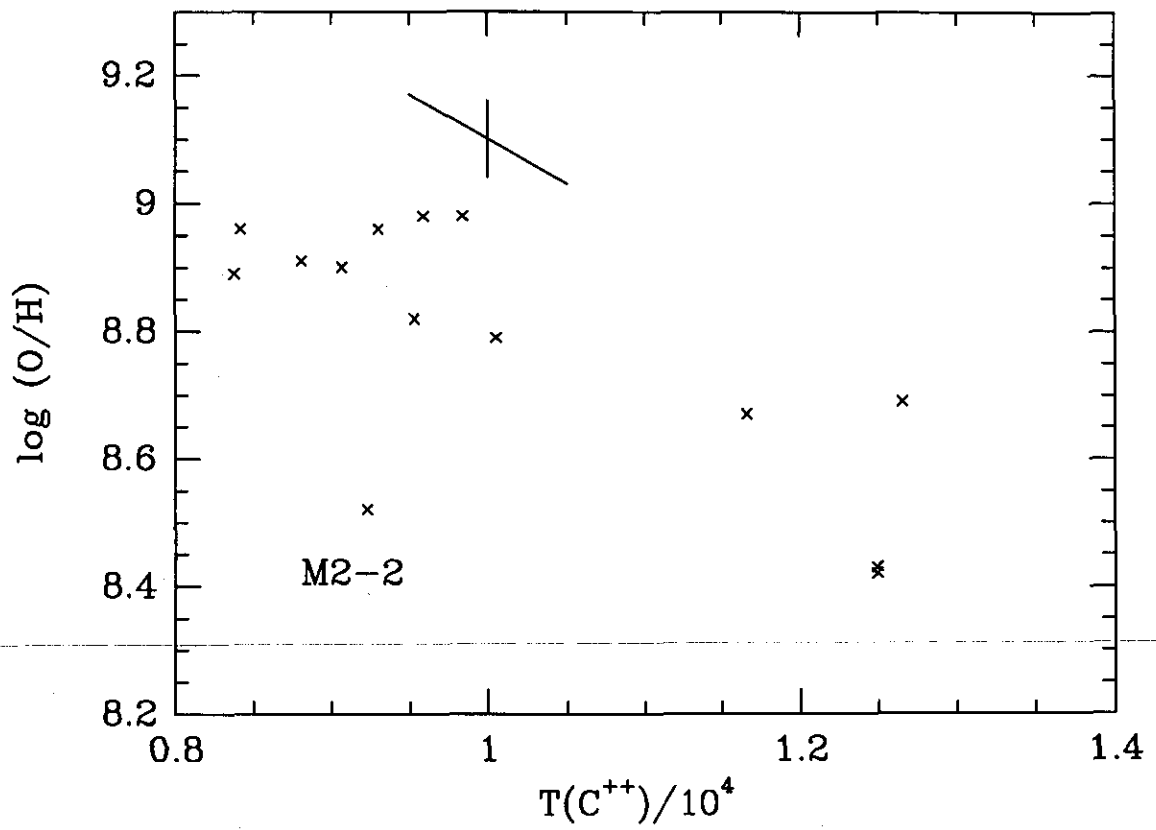


FIGURE E.5: N^+/O^+ versus $T(N^+)$. A typical error for is presented, where the dependence of N^+/O^+ on temperature is considered. The vertical bar corresponds to an error in the $I(6583)/I(3727)$ ratio of 0.04 dex.

FIGURE E.6: Ar/O versus $T(\text{C}^{++})$.

FIGURE E.7: O/H versus $T(C^{++})$.

Apéndice F

A Photoionization Model of NGC 2363

Valentina Luridiana

Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México

Publicado en: ASP Conference Series, eds. D. Friedli, M. Edmunds, C. Robert, & L. Drissen (San Francisco: ASP), **147**, 138 (1998)

We present two selected photoionization models of the extragalactic H II region NGC 2363, and compare them with three sets of observational data. We discuss the effect of adopting different input parameters. We show that the metallicity of NGC 2363 has most probably been underestimated, and that a value of $Z \simeq 0.25Z_{\odot}$ is in good agreement with the observational data.

Key words: H II regions - ISM: abundances - stars: Wolf-Rayet - galaxies: starburst.

F.1 Introduction

NGC 2363 is a very luminous extragalactic H II region located in the irregular galaxy NGC 2366. The estimated gaseous mass of NGC 2363 is about $2.2 \times 10^6 M_{\odot}$ (Carigi & Peimbert 1998). We have computed a grid of more than 100 photoionization models of the region, using the photoionization code Cloudy (version 90.03; Ferland 1996). The parameters which define the grid are the star formation rate (SFR: instantaneous burst

¹Artículo publicado en: ASP Conference Series, eds. D. Friedli, M. Edmunds, C. Robert, & L. Drissen (San Francisco: ASP), **147**, 138 (1998).

or continuous), the initial mass function (IMF: power-law with spectral index 1.50, 2.00, 2.35 and 3.35), the high cut off mass value of the IMF (M_{up} : 100 and 120 $M_{\odot}$), the age of the cluster (1 to 10 Myr), the shape of the nebula (total flux emitted by $\mathcal{N}$ separate H II regions, with $1 \leq \mathcal{N} \leq 100$), the electron density N_e , and the metallicity. We define the spectral index $(1+x)$ by the expression $\phi(m) = \frac{dN}{dm} \propto m^{-(1+x)}$; the spectral index of Salpeter's law is 2.35. The ionizing spectra have been taken from Leitherer et al. (1996) and Leitherer (1997, private communication).

F.2 Dependence of the computed spectrum on physical assumptions

F.2.1 M_{up} and $(1+x)$

We explored the effect of adopting different values for $(1+x)$ and $M_{up}/M_{\odot}$, using the following six combinations: (1.50, 100), (2.00, 100), (2.00, 120), (2.35, 100), (2.35, 120), (3.35, 100). The effect of M_{up} is stronger than the effect of $(1+x)$ on the production of Wolf-Rayet (WR) stars, in the sense that, for instance, a model with (2.00, 120) has consistently more intense He II $\lambda 4686$ than a model with (2.35, 100), keeping all the other parameters constant. We found that the observed intensities of both the [O III] and He II lines imply a rather hard spectrum, which is not compatible with high values of the spectral index of the IMF. Good agreement can be obtained for $2.00 \lesssim (1+x) \lesssim 2.35$; with higher values of $(1+x)$ the number of massive stars is too low, while lower values would contradict the present determinations of the IMF. Similarly, we found that values of M_{up} lower than about 120 $M_{\odot}$ do not yield agreement with the observational data.

F.2.2 SFR

We analyzed the effect of different assumptions on the SFR. The main difference between burst and continuous SFRs is that the first produce comparatively weaker [O III] and stronger He II lines. Our observational constraints alone do not permit to discriminate between the two types of SFRs. However, there are many indications that a burst SFR would be the most probable star formation process for WR galaxies (see Esteban & Peimbert 1995, and references therein).

F.2.3 Geometry

In a giant H II region the ionizing stars can be either grouped all together in a common nebula, or embedded in a number of separate Strömgren spheres. Models obtained by

placing all the ionizing stars in a single nebula have comparatively lower [O II] and [S II] and higher [O III] intensities. This is easily understood since, for a given volume, the ratio of the surface area to the volume is minimized by a single sphere; hence, a single region has a proportionally smaller external zone, where the lines of lower degree of ionization form.

F.2.4 Age

The ionizing luminosity of a starburst decreases almost monotonically with time (see Staśńska and Leitherer 1996). Since NGC 2363 is one of the brightest H II regions known, we are most probably observing it near its peak luminosity. This places an upper limit on the age of the object; allowing for a maximum variation in the number of ionizing photons by a factor of 2 since the beginning of the burst, one obtains a higher limit of about 4 *Myr*. Our best-fit models are in excellent agreement with this constraint; for instance, at the age of 2.20 *Myr* the luminosity of a typical starburst has diminished by less than 10% with respect to its maximum value (see Mod. 2 in the next section). In general, younger clusters have not developed WR stars yet, while older clusters have softer spectra which do not reproduce the observed emission spectrum.

F.3 Results for the photoionized models

Table F.1 compares the values of $I(\lambda)/I(H\beta)$ of our best low and high metallicity models with the observational data. The adopted parameters of the two models are the following: burst SFR, $1 + x = 2.00$, $M_{up} = 120 M_{\odot}$, $age = 3 \text{ Myr}$, $N_e = 150 \text{ cm}^{-3}$, $\mathcal{N} = 1$, $Z_* = 0.10 Z_{\odot}$, $Z_{gas} = 0.08 Z_{\odot}$ for Model 1; burst SFR, $1 + x = 2.35$, $M_{up} = 120 M_{\odot}$, $age = 2.2 \text{ Myr}$, $N_e = 150 \text{ cm}^{-3}$, $\mathcal{N} = 3$, $Z_* = 0.25 Z_{\odot}$, $Z_{gas} = 0.20 Z_{\odot}$ for Model 2. In both models we adopted different values for the metal content of the stars and the gas to account for the depletion of heavy elements due to the formation of dust. There are two main problems with Mod. 1: *i*) The low ionization lines ([O I], [O II] and [S II] lines) are too weak by factors of 2 to 4; these lines can only be enhanced at the expense of $I(\lambda 5007)$, as long as Z_{gas} is kept low. *ii*) $I(\lambda 4686)$ is too weak, which is a direct consequence of the paucity of WR stars in low metallicity populations.

Mod. 2 fits all our observational constraints, with the exception of $I(\lambda 6300)$ and $I(\lambda 4363)$. $I(\lambda 4686)$ is very well reproduced by the model, indicating that the stellar population chosen to simulate the ionizing cluster in NGC 2363 has an adequate number of WR stars. We consider Mod. 2 to be a much better model of NGC 2363. We will justify this claim in the next section.

TABLE F.1: Results.

λ	Mod. 1	Mod. 2	ITL ^a	GD ^b	PPTP ^c
[O III] 5007	6.78	7.15	6.59	7.46	7.08
[O II] 3727	0.188	0.431	0.612	0.432	0.575
[O I] 6300	0.0032	0.0069	0.012	–	0.010
[S II] 6720	0.033	0.072	0.086	0.067	0.076
He II 4686	0.0010	0.0047	0.009	0.004	0.010
3727/6720	5.70	5.99	7.12	6.45	7.57
[O III] 4363	0.145	0.073	0.143	0.165	0.135

^aIzotov, Yu. I., Thuan, T.X., & Lipovetski, V.A. 1997, ApJS, 108, 1.^bGonzález-Delgado, R.M., et al. 1994, ApJ, 437, 239 (knot A).^cPeimbert, M., Peña, M., & Torres-Peimbert, S. 1986, A&A, 158, 266.

F.4 Discussion

The observed $\lambda 4686$ flux implies the presence of a population of massive stars in NGC 2363 (Drissen et al. 1993). Yet, while the observed metallicity of the cluster is $Z = 0.10 Z_{\odot}$, in the standard evolutionary theory the production of WR stars for low metallicity populations is totally negligible. There are a few possible ways of explaining this discrepancy: a) The metallicity of the nebula is low, but the standard stellar evolutionary scenario underestimates the production of WR stars. A possible solution would be to produce WR stars in binaries. We will not consider this possibility here (see Maeder & Conti 1994 and Legrand et al. 1997 for a discussion of this topic). b) The metallicity of the embedded stars is significantly higher than that of the gas. This configuration can be originated by a mechanism known as Metal Enhanced Star Formation (see Talbot & Arnett 1973, and references therein). However, there is evidence that this mechanism is not operating, at least in the case of the Orion Nebula (Esteban et al. 1998). c) The metallicity of both the gas and the star cluster is significantly higher than $0.10 Z_{\odot}$. The following section will discuss the implications of case c).

The high metallicity scenario.

A stellar population with $Z_{*} = 0.25 Z_{\odot}$ yields a number of WR stars consistent with the observations. Moreover, the WR winds and supernova (SN) explosions associated with

such stellar population can produce shock waves in the surrounding region, generating spatial temperature fluctuations. When temperature fluctuations occur, auroral lines are enhanced, while nebular lines are almost unaffected; in such case the observed [O III] temperature is higher than the average temperature of the medium, leading to an underestimation of the metallicity. This can account for the difference between the observed and calculated values of $I(\lambda 4363)$, giving at the same time a self-consistent explanation for the adopted metallicity.

Shocks would also explain the measured [O I] $\lambda 6300$ flux. In all of our models $I(\lambda 6300)/I(H\beta)$ is much lower than the observational value of ~ 0.010 , the discrepancy being higher than one order of magnitude in some cases, when one corrects for the size and the position of the slit which bias the observed intensity towards lower values. A shock would significantly enhance $I(\lambda 6300)$, bringing the predicted spectrum in better agreement with the observed one.

We can see then that the high metallicity hypothesis supports a totally self-consistent scenario, which can significantly reduce the discrepancies between the numerical models and the observational data.

F.5 Conclusions

Based on the analysis of an extense grid of photoionization models, we suggest that the metal content of NGC 2363 has been generally underestimated. This conclusion is supported by the following facts: a) Low metallicity models completely fail to reproduce the observed spectrum. b) Enhanced metallicity models reproduce the characteristics of the observed spectrum, with the exception of $I(\lambda 4363)$ and $I(\lambda 6300)$. c) There is direct evidence for the presence of WR stars in the region, in contrast with what is expected for low metallicity populations. d) WR winds and SN explosions are expected to generate spatial temperature fluctuations in the nebula, enhancing $I(\lambda 4363)$ and $I(\lambda 6300)$. e) Correcting for the $I(\lambda 4363)$ enhancement a higher metallicity value is obtained, giving a straightforward explanation for the presence of WR stars in the cluster.

It is a pleasure to acknowledge Claus Leitherer for providing us with the ionizing spectra. This project has been supported by DGAPA grant IN109696.

F.6 References

- Carigi, L., & Peimbert, M. 1998 (in preparation).
 Drissen, L., Roy, J.R., & Moffat, A.F.J. 1993, AJ, 106 (4), 1460.

- Esteban, C., & Peimbert, M. 1995, A&A, 300, 78.
- Esteban, C., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., & Escalante, V. 1998, MNRAS (in press).
- Izotov, Yu.I., Thuan, T.X., & Lipovetski, V.A. 1997, ApJS, 108, 1.
- Ferland, G.J. 1996, HAZY, University of Kentucky internal report.
- González-Delgado, R.M., et al. 1994, ApJ, 437, 239.
- Legrand, F., Kunth, D., Roy, J.R., Mas-Hesse, J.M., & Walsh, J.R. 1997, A&A, 326, L17.
- Leitherer, C. 1997 (*private communication*).
- Leitherer, C., et al. 1996, PASP, 108, 996.
- Maeder A., & Conti, P.S. 1994, ARAA, 32, 227.
- Peimbert, M., Peña, M., & Torres-Peimbert, S. 1986, A&A, 158, 266.
- Stasińska, G., & Leitherer, C. 1996, ApJS, 107, 661.
- Talbot, R.J. Jr., & Arnett, W.D. 1973, ApJ, 186, 69.

Apéndice G

Photoionization Models of NGC 2363 and their Implications for the Ionizing Star Cluster

Valentina Luridiana and Manuel Peimbert

Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México

and Claus Leitherer

Space Telescope Science Institute

En prensa en el *Astrophysical Journal* (1999)

G.1 Abstract

Using the photoionization code Cloudy, we compute photoionization models for the giant extragalactic H II region NGC 2363, and compare them with optical observational data. We mainly focus on $F(H\beta)$, N_e , $EW(H\beta)$, and the ratios of $I(\lambda 5007)$, $I(\lambda 4363)$, $I(\lambda 3727)$, $I(\lambda 6300)$, $I(\lambda 6720)$, and $I(\lambda 4686)$ relative to $I(H\beta)$. We discuss the variations of the emission spectra obtained with different input parameters. With low metallicity models ($Z = 0.10 Z_\odot$) we were not able to reproduce the observed features of the spectrum. We review the implications of the $\lambda 4686$ feature on the stellar population of NGC 2363, showing that it might indicate the presence of Wolf-Rayet (W-R) stars, a fact which would conflict with the metallicity of the region. We suggest several possible solutions to this contradiction, such as inadequate stellar evolutionary tracks, a non-standard star formation

process, and a revised metallicity. Focusing on the last possibility, we further show that the disagreement can be satisfactorily overcome by allowing for spatial temperature fluctuations in the nebula. The presence of temperature fluctuations allows a self-consistent scenario, which naturally accounts for the origin of the fluctuations themselves as a result of injection of mechanical energy by W-R winds and supernova explosions. Accordingly, we show that the metallicity of NGC 2363 has most probably been underestimated, and that a value of $Z \simeq 0.25 Z_{\odot}$ is in better agreement with the observational data than the usually adopted value $Z \simeq 0.10 Z_{\odot}$. We further find that a star formation episode extended over a time interval of ~ 1.6 Myr gives a better fit than a strictly instantaneous burst. We also derive values for the slope and the high mass end of the initial mass function, the age of the stellar cluster, and the total gaseous mass of the H II region.

Key words: H II regions - ISM: abundances - stars: Wolf-Rayet - galaxies: starburst.

G.2 Introduction

NGC 2363 is a very luminous giant H II (GH II) region, located in the south-west end of the irregular galaxy NGC 2366. It is one of the brightest extragalactic H II regions known. GH II regions are ideal objects to study the conditions of massive star formation (SF); in particular, the high luminosity and surface brightness make NGC 2363 a favorite target for spectroscopic studies.

NGC 2363 is composed of two main knots, known as A and B (González-Delgado et al. 1994). The cluster in knot A produces most of the ionizing flux emitted in the whole region. The cluster in knot B is not as bright, and probably older, than knot A (Drissen et al. 1999). The distance between the two knots is about 120 pc, assuming a distance to NGC 2366 of 3.8 Mpc (Sandage & Tammann 1976).

Our aims in the present work are to study the age, the SF law, the initial mass function (IMF), the gaseous mass and the chemical composition of NGC 2363. This is performed by means of a comparison between photoionization models and the observed features of the emission spectrum in knot A. Numerous authors have published spectroscopic data (Izotov, Thuan, & Lipovetski 1997; González-Delgado et al. 1994; Peimbert, Peña, & Torres-Peimbert 1986, see Table G.1). These data will be taken as a reference in our study; in the comparison procedure, we will always refer to the quantities measured in knot A, since knot B is essentially a small perturbation in the overall structure of the H II region. This is supported by the H α image of the region (González-Delgado et al. 1994), and the measured H β fluxes (e.g., $F(\text{H}\beta)^{\text{knot B}} / F(\text{H}\beta)^{\text{knot A} + \text{knot B}} \simeq 0.10$: Izotov et al. 1997, González-Delgado et al. 1994). The emission is dominated by knot A not only in H β , but in all other optical lines of interest. As for the numerical models, we have computed

a grid of photoionization models for the region, using the photoionization code Cloudy (version 90.04; Ferland 1996).

Our models assume a spherical, hollow, radiation bounded nebula, made up of two concentric shells of different densities. The inner shell has density N_e^{in} , and outer radius $R_1 = 150$ pc; the inner radius R_0 is a parameter. The outer shell has a density $N_e^{out} < N_e^{in}$, inner radius R_1 and outer radius $R_2 = 250$ pc. The grid is defined by the following parameters: the SF law (instantaneous burst, continuous, and the intermediate case described later in this section), the initial mass function (IMF: power-law with spectral index 1.50, 2.00, 2.35 and 3.35, see below), the high mass cutoff of the IMF (M_{up} : 100 and 120 $M_\odot$), the age of the cluster (1.0 to 3.5 Myr), the inner radius of the nebula, i.e. the size of the central hole (R_0 : 0.41, 16.4 and 32.8 pc), the electron density ($8 \text{ cm}^{-3} \lesssim N_e^{out} < N_e^{in} \lesssim 120 \text{ cm}^{-3}$), the gas covering factor ($0.35 \leq cf \leq 1.0$), the stellar metallicity ($0.10 Z_\odot \leq Z_* \leq 0.25 Z_\odot$), and the gas metallicity ($0.08 Z_\odot \leq Z_{gas} \leq 0.20 Z_\odot$). The reasons for distinguishing between the stellar and gas metallicities are twofold, and will become apparent later. The adopted chemical composition of the nebular gas is listed in Table G.2 for the two extreme metallicity cases, together with the observed values.

The intermediate case in the SF law mentioned before is an episode of SF taking place with a constant rate during a given time interval (and zero outside the interval); this case will be called hereafter intermediate SF law.

We define the index of the mass spectrum, $(1 + x)$, by the expression:

$$\phi(m) = \frac{dN}{dm} \propto m^{-(1+x)}, \quad (\text{G.1})$$

where x is the slope of the IMF; with this definition Salpeter's law has a spectral index of 2.35. The ionizing spectra have either been taken from Leitherer et al. (1996), or have been recomputed with the same synthesis code.

A further set of models was calculated with Mihalas' (1972) atmospheres as ionizing sources. These models' characteristics and implications will be discussed in section G.6.5.

G.3 Observational constraints

The total luminosity in $H\beta$, $L(H\beta)$, is set to $5.67 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$, consistent with $I(H\alpha)$, the observed flux in $H\alpha$ corrected for the interstellar extinction, reported by González-Delgado et al. (1994), for a distance of 3.8 Mpc. $L(H\beta)$ is used to determine $Q(H_0)$, which is the rate of ionizing photons emitted by the stellar source. Both shells are composed of denser condensations (which dominate the forbidden line luminosity) uniformly distributed in a more tenuous gas. The electron densities of the two shells are parameters, constrained

to take values comprised between the rms value ($N_e(rms) \lesssim 10 \text{ cm}^{-3}$), which is the N_e averaged along a line of sight, and the forbidden lines value $N_e(FL)$, which is very uncertain but smaller than 200 cm^{-3} . For a homogeneous sphere, $N_e(rms)$ is given by:

$$N_e^2(rms) = \frac{3d^2 I(H\beta) [1 + \frac{N(He^+)}{N(H^+)} + 2\frac{N(He^{++})}{N(H^+)}]}{r^3 \alpha(H\beta, T) h\nu(H\beta)}, \quad (G.2)$$

where r is the radius of the region, d its distance from the observer, $\alpha(H\beta)$ is the $H\beta$ effective recombination coefficient, and $N(H^+)$, $N(He^+)$, and $N(He^{++})$ are ionic densities. $N_e(FL)$ is obtained either from the [S II] 6716/6731 or [O II] 3726/3729 ratios, and it is related to $N_e(rms)$ by the filling factor, ϵ , through the expression:

$$N_e^2(rms) = \epsilon N_e^2(FL). \quad (G.3)$$

The densities N_e^{out} , N_e^{in} mentioned in section G.2 play the role of $N_e(FL)$. The remaining observational constraints, $I(\lambda 5007)/I(H\beta)$, $I(\lambda 4363)/I(H\beta)$, $I(\lambda 3727)/I(H\beta)$, $I(\lambda 6300)/I(H\beta)$, $I(\lambda 6720)/I(H\beta)$, $I(\lambda 4686)/I(H\beta)$, and $EW(H\beta)$, are fitted varying the input parameters.

A difference between the extinction coefficient towards the stars' line of sight, $C(H\beta)_*$, and the one of the gas, $C(H\beta)_{gas}$, would introduce a difference between the observed and the true $EW(H\beta)$ values. To make sure that the adopted value of $EW(H\beta)$ is not affected by this bias, we determined the value of $C(H\beta)_*$, comparing the continuum observations by Peimbert et al. (1986) to the predicted stellar continuum of our synthesis models, after correcting the observed continuum for the nebular continuum contribution. We found that the difference between $C(H\beta)_*$ and $C(H\beta)_{gas}$, if any, is small enough to be neglected ($C(H\beta)_* - C(H\beta)_{gas} = 0.03 \pm 0.05$, with $C(H\beta)_{gas} = 0.25$).

The He abundance is set to $N(He)/N(H) = 0.078$. Since the He abundance in the gas is obtained by the ratio of recombination lines, the temperature dependance cancels out, and the error on the determination due to uncertainties in the temperature is very small (see, e.g., Peimbert et al. 1986).

G.4 The comparison procedure

In this section we will discuss how the comparison between the numerical models and the observational data was performed.

The fundamentally new aspect of our work is the explicit treatment of the ion-specific spatial distribution of the gas. The emission spectrum of a numerical model is determined by the contributions of all the parts of the nebula, whereas the observational data describe

only the part of the nebula seen through the slit, so that most of the emitting volume is lost. Thus we expect the observed line intensities to be a function of the position, the shape and the size of the slit. To compare the model results with the observed line intensities, we corrected the standard model output for the size of the slit, summing up the contribution of those parts of the region intersected by the lines of sight passing through the slit.

We assumed that the slit is centered on the region, and considered three different cases with projected size $37 \text{ pc} \times 65 \text{ pc}$ (slit A), $22 \text{ pc} \times 276 \text{ pc}$ (slit B), and $70 \text{ pc} \times 228 \text{ pc}$ (slit C). The three cases correspond to the slits used by Izotov et al. (1997), González-Delgado et al. (1994, extraction A2), and Peimbert et al. (1986) respectively, under the assumption of a 3.8 Mpc distance to the region.

As a general rule, we found that the observed $I(\lambda 5007)/I(\text{H}\beta)$ intensity can either decrease or increase by up to $\sim 10\%$ when the slit bias is taken into account, with respect to the case of the full sphere model. The absence of any definite trend results from the similar emissivity structure of $\text{H}\beta$ and $\lambda 5007$, so that the direction and amount of the variation depend on the details of the model and the slit considered.

The situation is quite different for $I(\lambda 3727)/I(\text{H}\beta)$, which always decreases, relative to the whole model, when the slit is taken into account. This is easily understood if one considers that the $\text{H}\beta$ emission is stronger in the inner part, while $I(\lambda 3727)/I(\text{H}\beta)$ is stronger in the outer part (see Figure G.1). The ratio of the inner to the outer portion increases if one considers a section instead of the whole sphere (volumes are proportional to $\sim r^3$ in the case of the sphere, and $\sim r^2$ in the case of the section). Thus, when the slit is taken into account, the inner region is proportionally more important, and $I(\lambda 3727)/I(\text{H}\beta)$ decreases. The shorter the slit, the lower the ratio, since the fraction of the external zone taken into account grows smaller and smaller. A typical decrease is $\sim 30 - 50\%$ with respect to the the intensity ratio of the full sphere model. $I(\lambda 6300)/I(\text{H}\beta)$ is also smaller for the volume included in the slit than for the full sphere. The decrease with slit length is even more pronounced than in the case of $\lambda 3727$, since the O I zone lies farther from the center of the nebula. The $I(\lambda 6720)/I(\text{H}\beta)$ behavior closely resembles that of $I(\lambda 3727)/I(\text{H}\beta)$, since the two ions have a similar emission structure. Finally, since the $I(\lambda 4686)/I(\text{H}\beta)$ emission zone is strongly peaked towards the center, with a distance scale of a few tens of parsecs, it is included in the slit for all the considered slit cases, so that the intensity ratio is higher when the slit bias is taken into account: the shorter the slit, the larger the relative weight of the central zone, and therefore the higher $I(\lambda 4686)/I(\text{H}\beta)$.

The same slit-bias calculation can be, in principle, performed on the $EW(\text{H}\beta)$ value. Nevertheless, an inspection of the data reported by González-Delgado et al. (1994) shows that $EW(\text{H}\beta)$ tends to decrease outwards, with large fluctuations around the average trend, whereas, in the idealized case in which all the stars are concentrated in the center, the

expected trend would be the opposite, since there would be no stellar continua in the outer part of the nebula. A possible implication is that the region is rich in sparse stars that do not contribute to the ionizing flux, yet have an important continuum emission in the optical, such as B-type stars. Another possibility is that there are patches of dust, scattering the continuum inhomogeneously across the region. Since the geometry of the stellar continuum emission in the optical is much more complex than our model assumes, whereas the ionizing flux has a well-definite spatial distribution, we will consider the $EW(H\beta)$ value of the full sphere as the best estimate for the (uncertain) average $EW(H\beta)$ value of the region.

G.5 The source of the He II $\lambda 4686$ line

The $\lambda 4686$ feature detected in the spectrum of NGC 2363 indicates the complexity of the central source. In the following discussion, we will always refer to the narrow component of knot A, unless otherwise specified. The implications of the narrow $\lambda 4686$ feature in knot B, and of the broad component detected in either knot, will be discussed later.

We will assume that the observed feature is nebular rather than stellar, since its FWHM measured on high resolution spectra is $1.0 \pm 0.3 \text{ \AA}$ (Luridiana, Peimbert & Torres-Peimbert 1999), corresponding to a velocity range of 45 to 85 km s^{-1} , much smaller than the average velocity of massive stars winds. Additionally, as it can be seen in Figures 4 and 5 of González-Delgado et al. (1994), the $\lambda 4686$ emission is extended in the spectra A187 and B130. The nebular emission implies the presence of a source of radiation emitting in the He II continuum. O stars are not expected to produce He^{++} in the surrounding gas. Although several other sources have been proposed for the ionizing flux in the He II continuum (such as shock excitation and photoionization by massive X-ray binaries: see Garnett et al. 1991), we consider that, in the case of NGC 2363, the most likely source are W-R stars. The presence of a few W-R stars in knot B seems well established (Drissen et al. 1999). We additionally think that there must be W-R stars in knot A also. Narrow $\lambda 4686$ features have been detected by all observers in both knots. González-Delgado et al. (1994) report detection of a broad component in knot B (but not in knot A), having approximately the same $EW(H\beta)$ as the narrow component; Izotov et al. (1997) report detection of a broad component in knot A (but not in knot B), suggesting the presence of W-R stars; while Peimbert et al. (1986), and Luridiana et al. (1999), both using an east-west oriented slit, find no compelling evidence for a broad $\lambda 4686$ component. These differences are probably due to the different positions, sizes and orientations of the slits used, so that one author might have missed the W-R stars detected by others.

Due to the large optical thickness for the absorption of He II ionizing photons, the $\lambda 4686$ line originates close to the ionizing stars, so that the narrow $\lambda 4686$ emission observed in knot

A cannot be produced by stars located in knot B. Thus, the two groups of W-R stars can be treated independently. The ratio of the absolute fluxes in the He II continuum, corresponding to the ratio of the nebular lines, is $I(\lambda 4686)^{knot\ A}/I(\lambda 4686)^{knot\ B} \simeq 0.6$ according to the data by González-Delgado et al. (1994), and $I(\lambda 4686)^{knot\ A}/I(\lambda 4686)^{knot\ B} \simeq 8$ according to the data by Izotov et al. (1997). The difference between these figures is consistent with the hypothesis that Izotov et al. (1997) missed some of the W-R stars in knot B, while González-Delgado et al. (1994) missed those in knot A. This estimate indicates that the nebular $\lambda 4686$ emission in knot A is at least comparable, if not greater, than the emission in knot B. This is not obvious at first sight since the continuum is much brighter in knot A, and, in addition, the broad stellar component is probably weaker than in knot B due to the younger age.

G.6 Dependence of the computed spectrum on physical assumptions

In this section we briefly describe how the calculated emission spectrum depends on various physical assumptions. As pointed out by Vílchez & Pagel (1988), the emission spectrum of a model H II region depends mainly on 3 factors: the ionizing source, the chemical composition, and the effective ionization parameter. All the parameters of our grid affect the output spectrum by altering one or more of these factors.

G.6.1 M_{up} and $(1+x)$

M_{up} and $(1+x)$ affect the hardness of the ionizing spectrum through the number of massive main sequence (MS) and of W-R stars produced. The number of W-R stars observed in a given stellar population depends also on other factors, the most important being the metallicity and the age of the cluster. For a given metallicity, there is a minimum threshold MS mass for the formation of W-R stars, which has been estimated to be $\sim 25 M_{\odot}$ at $Z = Z_{\odot}$, and above $\sim 60 M_{\odot}$ at $Z = 0.10 Z_{\odot}$ (Maeder 1990). Moreover, for a given metallicity the lifetime in the W-R phase increases with increasing MS mass, so that the shape and upper limit of the IMF play a fundamental role in the formation of the $\lambda 4686$ line (Maeder & Conti 1994, Maeder 1990).

We explored the implications of the assumed IMF by adopting the following six combinations for $(1+x)$ and $M_{up}/M_{\odot}$: (1.50, 100), (2.00, 100), (2.00, 120), (2.35, 100), (2.35, 120), (3.35, 100). Although the spectral indexes 1.50 and 3.35 are obviously too extreme, they may be useful to bracket the effect of this parameter on the emission spectrum. On the other hand, the two adopted values for M_{up} are both currently considered plausible.

Models with (2.35, 120) are essentially equivalent to models with (2.00, 100), keeping all the other parameters constant. In neither case are the [O II], [O III] and He II lines strong enough to reproduce the observational constraints. The observed intensities of both the [O III] and He II lines imply a rather hard spectrum, which is not compatible with high values of the IMF slope. The best agreement is obtained for $2.00 \lesssim (1+x) \lesssim 2.35$; with higher values of $(1+x)$ the number of massive stars is too low, while both lower ($1+x = 1.50$) and higher ($1+x = 3.35$) values would contradict the present determinations of the IMF, since no compelling evidence for large systematic IMF variations across galaxies has been found for $M \gtrsim 1 M_{\odot}$ (Kennicutt 1998). Furthermore, with extremely flat slopes ($1+x = 1.50$) the $\lambda 3727$ emission abates too much, due to the high degree of ionization. Similarly, we found that values of M_{up} lower than about $120 M_{\odot}$ do not yield agreement with the observational data, for the relevant age range (see section G.6.7). The basic reason for this trend is the need of a hard radiation field, which can only be provided by W-R stars in the models. Since the formation of W-R stars is heavily biased towards the most massive stars, a flat IMF and/or large M_{up} lead to better agreement with the observation.

G.6.2 SF law

The shape of the SF law in clusters is still a matter of debate. In the present work we evaluate how the emission spectra of our models depend on the SF law, by comparing the results obtained with different assumptions.

The main difference between a burst and continuous SF is that the former produces comparatively weaker [O III] and stronger [O II] lines. In neither case are the He II lines strong enough to be observable. Since the relative strength of [O III] vs. [O II] lines can also be altered by modifying other parameters, our observational constraints alone do not permit to discriminate between the two types of SF laws, so that the intensities of these lines alone cannot be used to constrain the SF law.

In the literature one can find a number of arguments supporting the hypothesis of a burst SF. Esteban & Peimbert (1995) report statistical data implying that an instantaneous burst would be the most probable SF process in W-R galaxies. Since NGC 2366 is morphologically very similar to typical W-R galaxies, it seems plausible to assume that the SF process in NGC 2363 is taking place in a burst. On the other hand, it is perhaps not very realistic to expect that in a SF region all the stars form *exactly* at the same moment, as postulated by the burst models. Thus, the instantaneous burst scenario is more likely to be an extreme case, intended to illustrate an asymptotic trend, or useful in those cases in which, due to the time scales involved, the details of the SF episode are not relevant. When the time scales are shorter than a few Myr, the time interval during which the SF takes

place is likely to be not negligible, and more physical approximations to the real mechanism of SF need to be explored. Bresolin, Kennicutt, & Garnett (1999) mention observational evidence supporting the idea of an age spread in starbursts, and suggest that SF extending over time is a scenario deserving further investigation. Schaerer, Contini & Kunth (1999) argue that in low-metallicity ($Z \sim 0.20 Z_{\odot}$) W-R galaxies the duration of bursts of SF is probably short but non-zero ($\Delta t \lesssim 2 - 4$ Myr). Efremov & Elmegreen (1998), based on a study on star clusters in the Large Magellanic Cloud, conclude that star formation is hierarchical in space and time, in such a way that star clusters with diameters in the $1 - 10$ pc range form in a time interval of 1 to 3 Myr.

We will hereafter refer to the burst scenario as a zero-order solution, and will explore the effect of spreading the SF episode over a finite time interval. This will be done by a linear combination of instantaneous burst models, weighted to contribute uniformly to the total mass formed during the episode, and with ages differing by 0.1 Myr to provide a smooth interpolation between the initial and final age of the episode.

G.6.3 Gas density and filling factor

The observed value of the gas density obtained from collisionally excited lines is always smaller than $\sim 200 \text{ cm}^{-3}$, while the rms density is $\sim 10 \text{ cm}^{-3}$, giving a filling factor ϵ greater than about 0.003. This value is just a lower limit; the exact average filling factor value is highly uncertain due to the large relative errors in the determination of $N_e(FL)$ in the low density case. Given the observational constraints on $I(\text{H}\beta)$ and the radius, different combinations of N_e^{in} and N_e^{out} can fit the data for a given filling factor, and a further degree of freedom is given by the possibility to vary the filling factor around the estimated value. All these changes affect the ionization parameter of the nebula (see section G.6.8).

Since the recombination rate is proportional to the local density squared $N_e^2(FL)$, we expect the low (e.g., $\lambda 6720$ and $\lambda 3727$) and high ionization lines to grow stronger and weaker, respectively, for a density increase. The trend found is just as expected, since for increasing densities (and decreasing ϵ), we found that $I(\lambda 5007)/I(\text{H}\beta)$ decreases, while $I(\lambda 3727)/I(\text{H}\beta)$ increases (see Table G.3 and Figure G.2). The intensity of $\lambda 4686$ is not affected by changes in density. Note that the R_{23} parameter, defined by the expression:

$$R_{23} = ([O \text{ II}]\lambda 3727 + [O \text{ III}]\lambda\lambda 4959, 5007)/\text{H}\beta, \quad (\text{G.4})$$

also increases, since -given our constraints- a smaller density implies a larger average ionization parameter $\bar{U}$ (see section G.6.8). As will be discussed in section G.6.8, the R_{23} parameter of our low metallicity models is significantly smaller than what is obtained by the observational data. Thus, the best - but still not fully satisfactory - agreement is obtained for those models that maximize R_{23} , i.e. low $N_e(FL)$ / high ϵ models.

A different family of models can be obtained leaving ϵ fixed, and varying N_e^{in}/N_e^{out} . We found that a change from $N_e^{in}/N_e^{out} = 8$ ($N_e^{in} = 80$, $N_e^{out} = 10$), to $N_e^{in}/N_e^{out} = 1.3$ ($N_e^{in} = 48$, $N_e^{out} = 38$) does not lead to major differences in the emission spectrum.

G.6.4 Covering factor

From a theoretical point of view, the assumption of a covering factor smaller than 1 is supported by the finding that in our Galaxy approximately 20% of the ionizing photons are lost by H II regions into the interstellar medium, while for irregular galaxies the fraction could be larger (Martin 1997; Reynolds 1984, 1990). We assumed 25 to 50% as fair average estimates of the percentage of photons escaping from NGC 2363, and explored the effects of variations in the covering factor assumed for the nebula. From a purely numerical point of view, a covering factor smaller than 1 also accounts for the possibility of selective destruction of UV photons by dust.

Since a change in the covering factor must be associated with a change in the number of ionizing photons emitted by the central region, in order to fulfill the constraint on $I(\text{H}\beta)$, we compensate the decrease in the covering factor by proportionally increasing $Q(\text{H}^0)$, and therefore the line intensities change. At the same time, either the density or the filling factor must be varied in order to fulfill the constraint on the radius, so that the net effect is a change in the ionization parameter of the nebula.

If the filling factor is kept fixed and the densities are varied, an increase in the covering factor causes $I(\lambda 5007)/I(\text{H}\beta)$ to decrease (up to 15% when the covering factor increases from 0.35 to 1.0 in our reference model: Table G.4 and Figure G.3). Correspondingly, $I(\lambda 3727)/I(\text{H}\beta)$, $I(\lambda 6720)/I(\text{H}\beta)$ and $I(\lambda 6300)/I(\text{H}\beta)$ increase by substantial amounts. The increase in the covering factor leads to a decrease in temperature, reflected by lower $I(\lambda 4363)/I(\text{H}\beta)$ ratios.

Given the constraint on $F(\text{H}\beta)$, the equivalent width of $\text{H}\beta$ decreases as the covering factor decreases, as a result of the increase in the incident continuum.

G.6.5 Ionizing source

For comparison, we computed a set of models using Mihalas' (1972) atmospheres as the ionizing source. The use of Mihalas' (1972) spectrum for $T_{eff} = 50,000\text{K}$ consistently provides higher $\lambda 5007$ and $\lambda 6300$ values, with respect to models computed with the population synthesis spectra and the same geometric and abundance features, $\lambda 3727$ being either slightly weaker or stronger depending on the particular case. This result is due to the different shape of the ionizing continuum, which is much harder in the case of Mihalas'

spectrum. As a rule, we find that the value of R_{23} is at least 15-20% higher in the Mihalas' than in the population synthesis case, the difference being even higher for the least favorable combination of the population's parameters. In terms of abundances, this means that if a given value of R_{23} is obtained with a model using Mihalas' (1972) $T_{eff} = 50,000$ K atmosphere, another model with the same geometrical characteristics and a population synthesis ionizing source, like the one used here, would reproduce the same value of R_{23} only for Z values greater by 0.3 dex or more.

It is interesting to note that a synthesis spectrum with the assumed IMF shape, $Z_* = 0.10 Z_{\odot}$, and $t = 1$ Myr, reproduces the same emission spectrum obtained with Mihalas' $T_{eff} = 50,000$ K atmosphere. This spectrum is very similar in shape to the one of Mihalas, while no other combinations of Z and t reproduce this result, as illustrated by Figures G.4a and G.4b (for $0 < t < 1$ Myr, the spectrum is essentially the same as the one at $t = 1$ Myr, due to the evolutionary time of stars in the MS). This seems to suggest a possible solution for NGC 2363 at low metallicity and age. Nevertheless, there are evidences suggesting that the region is substantially older than 1 Myr. For $t = 1$ Myr the predicted equivalent width of $H\beta$ lies in the range 550–650 Å, depending on the geometrical assumptions of the model, which is about twice the observed value. A detailed discussion of the age determination will be done in section G.6.7.

G.6.6 Geometry

Next we discuss the implications of changes in the geometry of NGC 2363, considering a series of models with different inner radii. Models of NGC 2363 with other geometrical considerations are presented elsewhere (Luridiana 1998).

Roy et al. (1991) find data consistent with a central bubble, 200 pc in diameter and expanding with a velocity of 45 km s⁻¹. Since an expanding bubble would create a central hole in the nebula, it is worth to explore how the predicted values of our observational constraints are affected by such a hole, i.e. by an increase in the value of R_0 . The effect of increasing the value of R_0 is an increase of the low ionization zone at the expense of the high ionization one.

We found that an increase of R_0 by factors of 40 (0.41 to 16.4 pc) and 80 (32.8 pc) leaves all the intensity ratios practically unaltered in the full sphere. This is quite natural since the difference in volume with respect to the reference model is less than 1% of the densest part. Even when we take into account the slit bias, the change of $I(\lambda 5007)/I(H\beta)$, $I(\lambda 3727)/I(H\beta)$ and $I(\lambda 6720)/I(H\beta)$ with R_0 is still much less than 5%. The behavior of $I(\lambda 4686)/I(H\beta)$ is quite different. Since $\lambda 4686$ forms in a very narrow region in the innermost zone of the nebula, the intensity observed through a slit centered on the region

depends strongly on the size of the central hole. Thus, when we take into account the size of the slit, the observed intensity of $\lambda 4686$ strongly decreases as the inner radius increases. Summarizing, a very radical change in structure would be required to modify substantially the line intensities, and we expect that in such case the central hole would be easily observable in the direct images of the region. If anything, the opposite is true, since the $H\alpha$ intensity increases towards the center (see Figure 2 in González-Delgado et al. 1994). The increase in brightness towards the center is also apparent in the HST images of the region (Drissen et al. 1999).

Since the emission spectrum depends on the ionization parameter of the model, different geometric models -with higher ionization parameters- can yield improvements in the predicted line intensities. The interest in exploring more compact geometries comes also from considering that, while the ground-based $H\alpha$ observations by González-Delgado et al. (1994) reveal an expanded structure, the newer HST images seem to imply that the emission zone is not as extended. We calculated a few models with more compact geometries (an ultra-compact one-zone model with inner radius $R_0 = 0.41$ pc, and outer radius $R_S = 30$ pc, with constant density and filling factor, and a model with an exponentially decreasing density law, with $R_0 = 0.41$ pc, and $R_S = 150$ pc). The differences obtained in the emission spectra seem to favor these geometries, since the more concentrated the gas, the higher the ionization parameter and the R_{23} value obtained for a given metallicity. Nevertheless, we did not further explore these models, because of the following arguments:

a) The changes in the line intensity ratios obtained by means of radical changes in the geometry are much smaller than what is needed to remove the discrepancy between the observations and the models. b) While the emission spectrum predicted by the exponential model is similar to the one of the two-zone model, the ultra-compact geometry results in low ionization lines ($\lambda 3727$, $\lambda 6720$ and $\lambda 6300$) weaker than observed by about a factor of 2. c) The degree in which the actual nebula is reproduced by various geometries can be tested by computing the $H\beta$ fluxes predicted in each case for the three slits (taking into account that all the models are normalized to predict the same total $I(H\beta)$ value). We found that the more extended, two-zone models predict on average less $H\beta$ flux than observed through the slits, with an average difference of -0.14 dex; the exponential density law model also predicts too little flux through the slits, with a somewhat smaller difference of -0.11 dex; and the ultra-compact model predicts too much $H\beta$ flux through the slits, with an average excess of as much as $+0.48$ dex. Stated otherwise, the former two geometries (two-zone and exponential density law) are too extended, while in the ultra-compact models the emission is too concentrated towards the center, with the ideal model staying somewhere in between the two extreme cases. Had we taken this effect into account by assuming a geometry that minimizes the differences in the $H\beta$ fluxes, and leaving the remaining parameters unchan-

ged, we would have obtained R_{23} values higher by about 0.02 *dex*, implying the need for a metallicity value smaller by about 0.03 *dex* to reproduce the observed line intensities.

G.6.7 Age

The age of the ionizing cluster is one of the most relevant parameters in a photoionized region, because it determines the characteristics of the ionizing spectrum. Several observed features of knot A in NGC 2363 can be used to determine the age of the region:

- i)* The high $EW(H\beta)$ reported by all authors indicates that the region is young; the value by Peimbert et al. (1986) is lower than the other two, probably due to the orientation of the slit, which allows contamination by the continuum of knot B. (Table G.1).
- ii)* As mentioned before, a significant emission in $\lambda 4686$ is probably related to the UV flux of W-R stars. Since W-R stars appear at the end of the MS phase of massive stars, and their lifetime is so short, there is a critical age interval for their existence if the stars form in a burst. The optical depth is very high for the photons of the He II continuum, so that they are all absorbed very close to the ionizing stars (see Figure G.1). This implies that the $I(\lambda 4686)$ emission observed on knot A comes from photons originated in knot A, and cannot have any contribution from knot B, since they are separated in the plane of the sky by about 120 pc (see also section G.5).
- iii)* The broad (stellar) $\lambda 4686$ feature is relatively weak in knot A, compared to the nebular component, in contrast to what is observed in knot B where the broad component is very conspicuous. Theoretical models show that the broad $\lambda 4686$ component becomes progressively more important when the star ages, so that the $\lambda 4686$ feature becomes dominated by the broad component in W-R stages later than the one observed in knot A (Schaerer & Vacca 1998; see also section G.7). Hence, the W-R stars in knot A are younger than those in knot B.

These considerations show that the age of the region lies in the interval $2.5 \lesssim t(\text{Myr}) \lesssim 3.5$, whereas, as already noticed by Drissen et al. (1999), the age of knot B lies most probably between 4 and 5 Myr. This is shown by consideration of the $H\beta$ equivalent width ($\log EW(H\beta)^{\text{knot B}} = 2.15 \pm 0.15$, González-Delgado et al. 1994; Izotov et al. 1997); the P Cyg profiles in the UV spectrum by Drissen et al. (1999); the high ratio between the broad and the narrow component of $\lambda 4686$ (Figure 14a in González-Delgado et al. 1994, and Figure 16 in Schaerer & Vacca 1998).

A consistency check on the estimated age of knot A is provided by the following argument: the ionizing luminosity of a starburst is expected to decrease almost monotonically with time (Stasińska & Leitherer 1996). Since NGC 2363 is a very bright H II region, we expect on a statistical basis that we are observing it near its peak luminosity. Allowing

for a maximum decrease of $Q(H_o)$ by a factor of two since the beginning of the burst, one obtains an upper limit of about 4 Myr. Our best-fit models, with ages of ~ 1.6 to 3 Myr, are in excellent agreement with this argument (section G.7).

Exploring the models' behavior around the estimated age interval, we found that, as the age increases, the observed intensity of $I(\lambda 5007)$ decreases, as a result of the softening of the spectrum. This is true, however, only as far as the cluster contains no, or few, W-R stars, since these stars are a source of very hard radiation. Table G.5 and Figure G.5 show the behavior of more metal rich clusters: starting at about 2.0 Myr, the [O III] lines grow stronger, and after 2.6 Myr $\lambda 4686$ appears in the spectrum. After W-R stars disappear, both $I(\lambda 5007)/I(H\beta)$ and $I(\lambda 4686)/I(H\beta)$ begin to decline and become smaller than observed. As in the low metallicity case, the rise of $I(\lambda 4686)/I(H\beta)$ begins at low values of $EW(H\beta)$. This poses a puzzle since knot A has both a high $EW(H\beta)$ and a bright $\lambda 4686$ feature. Since a high value of $EW(H\beta)$ implies a young age ($t \sim 2.0$ Myr), while the $\lambda 4686$ line implies the presence of W-R, i.e. stars formed about 3 Myr ago, it seems quite natural to conclude that *SF in knot A has taken place in an extended burst lasting $t \gtrsim 1$ Myr*. The implications of this hypothesis in terms of the metallicity of the cluster will be discussed in next section.

G.6.8 Metallicity

We will discuss here the problem of finding a self-consistent way of estimating the metallicity of NGC 2363. The problem arises from the fact that different observational constraints seem to imply different metallicities.

The main disagreements between the low metallicity models and the observational constraints are the intensities of the oxygen lines, and the simultaneous agreement of $\lambda 4686$ and $EW(H\beta)$.

The oxygen lines

As discussed throughout section G.6, the relative intensity of the [OIII] vs. [OII] lines depends on the assumptions made for the model. As a general rule, for a given metallicity, variations in the geometry or the clumping of the nebula alter the ionization degree of the region, thus altering the relative strength of lines. We found that low metallicity models cannot fulfill at the same time the observational restrictions on high and low ionization lines. An exception was found with the $Z_* = 0.10 Z_\odot$, $t \leq 1$ Myr models; but we saw that, given our age determination, such models do not describe the region.

This finding is theoretically supported by the predicted behavior of the R_{23} parameter. McGaugh (1991) shows a calibration of R_{23} as a function of metallicity, for different values

of the average ionization parameter of the model $\bar{U}$ (his Figure 12). The average ionization parameter is given by:

$$\bar{U} = \frac{\int_0^{R_s} U(R) dV}{\int_0^{R_s} dV} \quad (\text{G.5})$$

$$U(R) = \frac{Q(H^0)}{4\pi c N_e(R) R^2} \quad (\text{G.6})$$

is the ionization parameter, which is a function of the position in the nebula (N_e refers in this equation to $N_e(FL)$). For our models of NGC 2363, taking into account the restrictions on both the radius and $Q(H^0)$, $\bar{U}$ is given by:

$$\bar{U} = \frac{3Q(H^0) \left(\frac{R_1 - R_0}{N_e^{\text{in}}} + \frac{R_2 - R_1}{N_e^{\text{out}}} \right)}{4\pi c (R_2^3 - R_0^3)}. \quad (\text{G.7})$$

Substituting for the numerical values, and taking into account that the $Q(H^0)$ required to fulfill the constraint on $I(H\beta)$ scales as the inverse of the covering factor, we find that $\bar{U}$ roughly varies in the interval $0.002/cf \lesssim \bar{U} \lesssim 0.008/cf$, that is roughly in the interval 0.002 to 0.015. This gives a maximum R_{23} value of about $\lesssim 8.00$ if $Z_{gas} = 0.08 Z_\odot$, adopting the calibration by McGaugh (1991) in the extreme case of very low density, whereas the observed value is $R_{23}^{\text{obs}} = ([O II]\lambda 3727 + [O III]\lambda\lambda 4959, 5007)/H\beta)^{\text{obs}} \sim 10.0$. This is reflected by the failure to fit the high and the low ionization lines at the same time, as shown in sections G.6.6 and G.6.3. A metallicity value of $Z_{gas} = 0.20 Z_\odot$ allows one to obtain values of R_{23} greater by about 40% for the same values of $\bar{U}$.

He II $\lambda 4686$

We think that the observed $\lambda 4686$ broad and narrow features imply the presence of a W-R population in NGC 2363 (section G.5). We saw in the previous sections that it is possible to reproduce the observed $\lambda 4686$ intensity with a low metallicity population, by optimizing the W-R flux with a strategic choice of the parameters: a flat IMF with a high mass tail ($1+x = 2.00$, $M_{up} = 120 M_\odot$), a small R_0 value, and an age of 3 Myr. However, we already noticed in section G.6.7 that the high observed $EW(H\beta)$, together with the observed $\lambda 4686$ feature, suggest a spread in the SF process. Yet, since the $I(\lambda 4686)/I(H\beta)$ ratio is only marginally reproduced even by the best low metallicity models, if we add to the 3 Myr population a younger population to account for the high observed $EW(H\beta)$ values, the inevitable result is that the total intensity of $\lambda 4686$ would fall far below the observed value. To find a self consistent solution to this problem, it seems necessary to find a way of obtaining a higher He^{++} flux from the stellar population.

There are several possible ways of solving this puzzle (in addition to considering alternative sources for $\lambda 4686$): a) the production of W-R stars is underestimated by standard stellar evolution models; b) the stars are more metal rich than the gas in which they are embedded; c) both the gas and the stars are more metal rich than what can be estimated by the line intensities together with the temperature obtained by the collisional line ratio. These three possibilities will be addressed in the following section.

The WR population One way to explain the $\lambda 4686$ flux in NGC 2363 is to assume that our stellar population models underestimate the W-R population.

One possibility could be an IMF favoring high mass stars. We explored this case by means of calculating models of NGC 2363 with an extremely shallow IMF slope. These models show very poor agreement with the remaining observational constraints, as pointed out in section G.6.8. Furthermore, the assumption of such a flat IMF contradicts the present determination of the IMF slope (section G.6.1).

A further mechanism could be the binary channel. This possibility is ruled out on the basis of the evolutionary time scale of binary W-Rs. Binary W-R stars are expected to appear more than 5 Myr after the beginning of the burst ([Legrand et al. 1997, Schaerer & Vacca 1998], and this phase can be distinguished by means of observable signatures related to the age of the cluster, such as the equivalent widths of $\lambda 4686$ and $H\beta$. Peimbert et al. (1986) report a value of 2.6 Å for the equivalent width of $\lambda 4686$, while $EW(H\beta)$ is ~ 350 Å in knot A and ~ 160 Å in knot B (Izotov et al. 1997, González-Delgado et al. 1994, Peimbert et al. 1986), placing NGC 2363 well in the single W-R phase, and ruling out the possibility that neglect of binary systems could alter our conclusions (Table G.1).

Metal-enhanced star formation. The $I(\lambda 4686)/I(H\beta)$ feature in the spectrum of NGC 2363 could easily be explained if the metallicity of the ionizing stars were significantly higher than that of the gas. This scenario is known as Metal Enhanced Star Formation (MESF; Talbot & Arnett 1973), and it was first proposed to solve the G-dwarfs problem in the context of chemical evolution of galaxies. However, Esteban et al. (1998) report evidence that at least in the case of the Orion Nebula this mechanism is not operating. Nevertheless, we explored this possibility by means of calculating a series of inhomogeneous models, with $Z_* = 0.25 Z_\odot$ and $Z_{gas} = 0.08 Z_\odot$ (Tables G.6 and G.7). The $\lambda 4686$ intensity increases in this series of models, but the discrepancies in the oxygen lines remain. The best model of this series will be further discussed in section G.7.

Temperature fluctuations. The observed $\lambda 4686$ feature can also be explained assuming that the metallicity of both the gas and the star cluster is significantly higher than

0.10 $Z_{\odot}$. The current estimates of the metallicity of NGC 2363 rely on $T_e(\text{O III})$, the electron temperature determined from the $I(\lambda 5007)/I(\lambda 4363)$ value. An alternative assessment of the electron temperature, the average temperature, is given by the expression

$$T_0 = \frac{\int_V T_e(\mathbf{r}) N_e(\mathbf{r}) N_i(\mathbf{r}) dV}{\int_V N_e(\mathbf{r}) N_i(\mathbf{r}) dV}. \quad (\text{G.8})$$

It can be shown that $T_0 = T_e(\text{O III})$ if - and only if - the temperature is constant in the region, while in the case of temperature fluctuations $T_e(\text{O III}) > T_0$. The importance of temperature fluctuations in a nebula is measured by the parameter t^2 , defined as follows:

$$t^2 = \frac{\int_V (T_e(\mathbf{r}) - T_0)^2 N_e(\mathbf{r}) N_i(\mathbf{r}) dV}{T_0^2 \int_V N_e(\mathbf{r}) N_i(\mathbf{r}) dV} \quad (\text{G.9})$$

(Peimbert 1967). Typical values for photoionization models of chemically and spatially homogeneous model nebulae are in the range $0.00 \leq t^2 \leq 0.02$, while observations of Galactic H II regions and planetary nebulae show higher values, with typical values around 0.04 (e.g., Peimbert, Torres-Peimbert & Luridiana 1995; Peimbert 1995, and references therein).

In the case of temperature fluctuations, any estimate of the metal abundance relying on $T_e(\text{O III})$ underestimates the real metallicity. We assume that this is the case for NGC 2363, i.e. we justify the assumption of a high metallicity for NGC 2363 with the hypothesis of temperature fluctuations. We will later show that this choice is physically based.

With a higher metallicity population, the maximum predicted $I(\lambda 4686)/I(\text{H}\beta)$ reaches values much higher than the observed one. We suggest therefore that the high $EW(\text{H}\beta)$ values can be brought in agreement with the $\lambda 4686$ observed intensity if the SF process has taken place in a finite interval, such that the ionizing flux from the youngest stars provides a high $EW(\text{H}\beta)$, and the oldest stars provide enough flux in the He II continuum to reproduce the observed $I(\lambda 4686)/I(\text{H}\beta)$ ratio. We will present models based on this assumption in section G.7, and analyze its implications in section G.8.

G.7 Results for the photoionized models

Table G.8 shows the adopted parameters of our best models with three different choices of the metallicities: Model 1 ($Z_* = 0.10 Z_{\odot}$, $Z_{gas} = 0.08 Z_{\odot}$), which is our best fit among the low metallicity models; Model 2 ($Z_* = 0.25 Z_{\odot}$, $Z_{gas} = 0.10 Z_{\odot}$), which is our best fit among the models based on the MESF hypothesis; Model 3 ($Z_* = 0.25 Z_{\odot}$, $Z_{gas} = 0.20 Z_{\odot}$), which is our best fit among the models based on the hypothesis of temperature fluctuations. In Models 1 and 3 we adopted different values for the metallicity of the

stars and the gas to account for the dust depletion of heavy elements, which is about 20% (Esteban et al. 1998). Model 3 correspond to the case of an intermediate case SF law, with a star formation episode during 1.6 Myr, starting 3.0 Myr ago, and ending 1.4 Myr ago. The choice of an intermediate SF law made in the case of the enhanced metallicity allows to bring into agreement the predicted $EW(H\beta)$ and $\lambda 4686$ values. In the low metallicity case, we presented as the best fit a simple instantaneous burst model, since it is the only one fulfilling the observational constraint on $\lambda 4686$. Had we chosen an intermediate SF model, we could have fitted the $EW(H\beta)$ value at the expense of $\lambda 4686$.

In Table G.9 the predictions of each model are compared with the observed data. It is interesting to note that, for all the studied cases, the worst fit of all is systematically obtained with slit A. Since the observational data obtained by Izotov et al. (1997) correspond to the highest low- to high-ionization line intensity ratios, while the models' predictions give just the opposite trend, it seems probable that their slit was not accurately centered on the brightest part of region. Since their slit was the smallest of the three, the exact position with respect to the center of the region is particularly crucial.

Model 1 fails to fit the observations in many aspects: *i)* $I(\lambda 3727)$ and $I(\lambda 6720)$ are too weak by up to $\sim 40\%$ (or even more in the case of slit A), these lines can only be enhanced at the expense of decreasing $I(\lambda 5007)$ below the observed value, as long as Z_{gas} is kept low. *ii)* $I(\lambda 6300)$ is too weak by up to a factor of 10. *iii)* Both $I(\lambda 5007)$ and $I(\lambda 4363)$ are too weak. *iv)* The predicted $EW(H\beta)$ is too low.

In Model 2 the $I(\lambda 5007)/I(H\beta)$ ratio improves, but remains still too low. This model has similar problems as Model 1 with respect to the low ionization lines and the $EW(H\beta)$. The overall fit is still highly unsatisfactory.

The fit greatly improves with Model 3. In Model 3 $\lambda 5007$ significantly improves, $\lambda 3727$, $\lambda 6720$ and $\lambda 4686$ fit the observational constraints, $I(\lambda 4686)$ is very well reproduced, indicating that the stellar population chosen to simulate the ionizing cluster in NGC 2363 has an adequate number of W-R stars. The $EW(H\beta)$ is also reproduced, as an effect of the young population contributing to the flux. On the other hand, $I(\lambda 6300)$ improves and $I(\lambda 4363)$ worsens, and neither fits the observational constraints.

We consider Model 3 to be the best model of NGC 2363 among all the calculated ones, and will justify this claim in the next section. Our preferred model attributes the entire observed narrow 4686 flux to nebular emission, in good agreement with the W-R models of Schaerer & Vacca (1998), which predict little additional flux from the broad stellar component of $\lambda 4686$ at an age of about 3 Myr (their Fig. 16), in particular at metallicities above $\gtrsim 1/5 Z_{\odot}$. On the other hand, at later phases cooler W-R stars become important, and the 4686 feature becomes dominated by the broad component.

We estimate the number of W-R stars in NGC 2363 to be 2, with a WR/O ratio of

2.5×10^{-3} . These values were derived as follows: the Model 3 solution corresponds to a (purely mathematical) population of 1.3 W-R stars, with a resulting $\lambda 4686$ intensity too low by a factor of about 1/3. Correcting for this factor, the value 2 is obtained (a model for NGC 2363 with exactly 2 W-R stars, hence exactly reproducing the intensity of $\lambda 4686$, could be obtained by pushing the higher end of the burst range to a value slightly higher than 3 Myr).

G.8 Discussion

G.8.1 The high metallicity scenario

There are many pieces of evidence pointing at temperature fluctuations in NGC 2363, associated with the injection of mechanical energy by massive stars into the medium.

González-Delgado et al. (1994) determined the electron temperature using the ratio of the Paschen discontinuity to $I(H\beta)$, obtaining values of $13,000^{+2600}_{-2200}$ and $10,200^{+1500}_{-1100}$ K in knots A and B, respectively. These values are significantly lower than the values obtained from the collisionally excited line ratios, as it is known to happen when there are temperature fluctuations in the nebula. Pérez (1997) showed that a dramatic increase in t^2 is expected even in purely photoionized models by the age W-R stars are born (see also our Figure G.5). In addition, macroscopic turbulent motion in the nebula, caused by mechanical energy injection by W-R winds and SN explosions, can further increase the value of t^2 . Schaefer et al. (1999), studying a sample of W-R galaxies, found perturbations in the velocity curves of the ionized gas centered around W-R regions. In NGC 2363, several observed features of NGC 2363 imply macroscopic turbulence associated with the W-R stars of the region:

i) High resolution data of NGC 2363 show that the narrow $\lambda 4686$ line is systematically broader than the other observed nebular lines, such as H, [O II] and [O III] lines (Luridiana et al. 1999). Typical FWHM are $\simeq 30 \text{ km s}^{-1}$ for H, [O II] and [O III] lines, and $\simeq 65 \text{ km s}^{-1}$ for $\lambda 4686$. This value is too low to imply that the line is a broad, stellar line, but at the same time it implies that the gas has a higher-than-average velocity in the region where the line forms, i.e. around massive, evolved stars.

ii) Large velocities have been detected in the central part of NGC 2363 by means of Fabry-Pérot observations (Roy et al. 1991). These authors mapped the velocity field in NGC 2363, and found a splitting of the [O III] lines in the core of the nebula, implying a velocity of expansion of 45 km s^{-1} . They calculate that the region where the splitting occurs is a bubble with a 200 pc diameter, and estimate that the total kinetic energy involved is about 2×10^{52} ergs.

iii) In $H\alpha$, $H\beta$ and the [O III] lines of NGC 2363, Roy et al. (1992) found low-intensity

broad spectral components which they attribute to high-velocity gas. The FWHM of these components is about 40 Å, corresponding to velocities of several thousands of km s⁻¹, and an estimated kinetic energy of $\sim 10^{53}$ ergs. González-Delgado et al. (1994) confirmed the presence of these broad components, with widths of order 30 Å, and estimate for the high velocity gas a kinetic energy of about 3×10^{52} ergs.

Auroral lines are enhanced by temperature fluctuations, while nebular lines are almost unaffected (Peimbert et al. 1991). This can possibly account for the difference between the observed and calculated values of $\lambda 4363$, giving at the same time a self-consistent explanation for the adopted metallicity. With these values for the electron temperature, and those obtained from the [O III] line ratios, González-Delgado et al. (1994) find that $t^2 = 0.064$ in knot A and $t^2 = 0.098$ in knot B. Taking into account these values of t^2 , the calculated metallicity increases by a factor 1.6 (0.2 dex) and 2.7 (0.43 dex) in knots A and B, respectively. The average factor is in excellent agreement with the adopted metallicity of our best model.

We propose that the hypothesis of mechanical energy injection to the gas by massive stars could also explain the measured [O I] $\lambda 6300$ flux. As noted in section G.7, in all of our models $I(\lambda 6300)/I(H\beta)$ is much lower than the observational value of ~ 0.010 . Once the correction for the size of the slit is taken into account, the observed and the predicted $I(\lambda 6300)/I(H\beta)$ values differ by a factor of ~ 4 ($Z_* = 0.10 Z_\odot$) to ~ 3 ($Z_* = 0.25 Z_\odot$) in the most favorable cases. Mechanical energy deposition in the gas could also explain this discrepancy, since it significantly enhances the [O I] $\lambda 6300$ intensity. The lack of agreement between the observed $I(\lambda 6300)/I(H\beta)$ and the predictions of photoionization models, and its possible relation to the mechanical energy released by massive stars, has already been discussed by Stasińska & Leitherer (1996), and Martin (1997).

We consider that photoionization models are a good approximation to most of the emission lines, even in the presence of a small shock contribution. $\lambda 3727$ and $\lambda 5007$ are almost unaffected by a small shock contribution, while $\lambda 4363$ and $\lambda 6300$ are strongly affected (e.g., Peimbert et al. 1991), which leads us to conclude that $\lambda 3727$ and $\lambda 5007$ are good indicators of the photoionization balance of a nebula, while lines such as $\lambda 4363$ and $\lambda 6300$ should not be used as observational constraints, due to the possible kinetical contribution to their strength. Peimbert et al. (1991) have shown that the R_{23} parameter is not affected by small injections of energy due to shock excitation. Stasińska & Schaerer (1999) found that photoionization models of I Zw 18 yield too low a [O III] $\lambda 4363/5007$ ratio by about 30%, and suggest shocks as one of the candidates for the missing energy source.

A further evidence in favor of a higher metallicity for NGC 2363 comes from considering that, since irregular galaxies are well mixed, NGC 2363 is expected to have a composition similar to that of the other H II regions in NGC 2366. Roy et al. (1996) determine

[O/H] in 61 H II regions in NGC 2366 with the R_{23} method, finding an average value of $[O/H] \sim 8.19 \pm 0.14$. This value is in excellent agreement with our high metallicity models. The difference between the abundance determined relying on $T_e(\text{O III})$ and that obtained with the R_{23} method was already noticed by Roy et al. (1996) for NGC 2366 and NGC 4395, and by Campbell (1988) and McGaugh (1991) for other objects. Roy et al. (1996) consider that the presence of shocks is very likely in NGC 2363, and that shock heating may explain why the points associated with this region deviate from the main trend in their Figure 6a.

We can see then that the high metallicity hypothesis supports a self-consistent scenario, which explains the discrepancies between the numerical models and the observational data. Assuming that the inner zone of NGC 2363 (120 pc in radius) is expanding at a velocity of 45 km s^{-1} , as suggested by Roy et al. (1991), we derive for our best-fit model a total kinetic energy of about 2×10^{52} ergs, in agreement with the value derived by Roy et al. (1991), and one third of the value reported in Roy et al. (1992). The total gaseous mass of our best model is $3.4 \times 10^6 M_{\odot}$.

G.8.2 Knot B

As mentioned earlier, the aim of the present work is to model knot A, neglecting the presence and characteristics of knot B. This was made possible by the fact that the number of ionizing photons emitted in knot B amounts to less than 10% of the total for the whole region (see the Introduction). Nevertheless, in this section we will recapitulate the observed and inferred characteristics of knot B, showing that they fully support the conclusions we obtained on knot A.

Knot B is a star forming region whose age is in the 3.5 to 5 Myr range. This is implied by its $H\beta$ equivalent width, which lies in the range $100 - 200 \text{ \AA}$ (González-Delgado et al. 1994, Izotov et al. 1997, Schaerer & Vacca 1998). Knot B also has a very conspicuous narrow $\lambda 4686$ feature, which is probably intrinsically brighter than that in knot A, and a broad $\lambda 4686$ feature whose equivalent width is greater than that of the narrow component (González-Delgado et al. 1994). The $\lambda 4686$ features imply the presence of a few W-R stars in the cluster, while the age precludes them to be formed in binary systems, since binary W-R stars appear well after 5 Myr since the beginning of the SF episode (Schaerer & Vacca 1998). This leads one to conclude that the metallicity of knot B must be greater than $0.10 Z_{\odot}$, otherwise no W-R stars could have formed as individual stars.

A second, important piece of evidence comes from consideration of the broad C IV $\lambda 5808$ feature detected by González-Delgado et al. (1994) in knot B. The intensity ratio of this line to $H\beta$ is about 0.03; Figure 14 in Schaerer & Vacca (1998) shows that this value, at

an equivalent width of 100 to 200 Å, implies a metallicity of at least $0.20 Z_{\odot}$, in complete agreement with our findings for knot A.

G.9 Conclusions

Based on the analysis of an extensive grid of photoionization models, we suggest that the metal content of NGC 2363 has previously been underestimated. This conclusion is supported by the following facts:

- (a) We were not able to reproduce the observed emission line spectrum with models with $Z_{*} = 0.10 Z_{\odot}$.
- (b) A more compact geometry, as suggested by HST in contrast with González-Delgado et al. (1994) image, would improve the fit, especially if dust affects the Balmer equivalent widths (which seems not to be the case). However, our estimates suggest that even the most compact models would not fit the observations.
- (c) With enhanced metallicity models ($Z_{*} = 0.25 Z_{\odot}$) we could reproduce the characteristics of the observed spectrum, with the exception of $I(\lambda 4363)/I(\text{H}\beta)$ and $I(\lambda 6300)/I(\text{H}\beta)$.
- (d) There are several indications suggesting the presence of W-R stars in knot A, in addition to those previously found in knot B. If confirmed, this fact (together with the high $EW(\text{H}\beta)$ values) would support the $Z_{*} = 0.25 Z_{\odot}$ models in contrast with what is expected for models with $Z_{*} = 0.10 Z_{\odot}$.
- (e) The higher FWHM values for $\lambda 4686$ relative to those of the main components of the other emission lines might imply that W-R stars are injecting kinetic energy to the H II region; Fabry-Pérot observations also indicate that about 2×10^{52} ergs of kinetic energy have been injected to the region. These observations support the idea that W-R winds and SN explosions are generating spatial temperature fluctuations in the nebula.
- (f) Considering the presence of temperature fluctuations, a higher metallicity value is obtained, giving a straightforward explanation for the presence of W-R stars in the cluster.
- (g) The R_{23} method applied to many H II regions in NGC 2366 provide an average value in very good agreement with the value derived from our enhanced metallicity models.

- (h) The temperature derived from the ratio of the Paschen discontinuity to $H\alpha$ combined with the temperature derived from the $I(\lambda 4363)/I(\lambda 5007)$ ratio implies t^2 values in the 0.06 – 0.10 range, and $12 + \log(O/H)$ abundances in the 8.15 – 8.30 range, also in good agreement with the values derived with our enhanced metallicity models.

From our best model we also derived the following results:

- (i) The SF episode has begun about 3.0 ± 0.2 Myr ago, this results being based mainly on the $EW(H\beta)$ and on the $\lambda 4686$ flux, and it has lasted about 1.6 Myr.
- (l) The best fit value for the IMF slope is 2.00, and the upper mass limit is about $120 M_{\odot}$; these values allow us to account for the observed $\lambda 4686$ flux.
- (m) The number of W-R stars in NGC 2363, estimated on the basis of the nebular $\lambda 4686$ intensity, was found to be 2, and the W-R/O ratio to be 2.5×10^{-3} .
- (n) The ionized mass of NGC 2363 amounts to $3.4 \times 10^6 M_{\odot}$.

We acknowledge that both stellar evolutionary theory and stellar atmosphere models are not definitive yet, and that our present scenario could eventually change. Evolutionary models for W-R stars are strongly dependent on the adopted mass-loss rates, which are quite uncertain; higher mass loss favors the formation of W-R stars in larger numbers and at earlier epochs. Also, we have not considered the presence of “WR-like” stars, like those found in 30 Doradus (Heap 1999; de Koter et al. 1997). If present, these stars would affect our models but probably not our main conclusions. Since the evolutionary behavior of their atmospheres is not available yet, it was not possible to include them as part of the ionization field. Our main results, namely the age and the metallicity determination of knot A in NGC 2363, rely on several additional pieces of evidence, such as the $H\beta$ equivalent width together with the strength of the oxygen emission lines, and the parallel discussion on knot B. “W-R like” stars cannot explain the broad W-R features found in the two knots (Schaerer, Contini, & Kunth 1999), leaving unchanged the need for the presence of W-R stars in the region, and its implications in terms of metallicity. Improvement of the W-R scenario, and implementation in stellar atmosphere and evolution models of objects like the “W-R-like” stars found in 30 Doradus, will be a challenge for the future.

It is a pleasure to thank Gary Ferland for providing us with his photoionization code Cloudy, and for promptly helping us any time we had problems using it. We acknowledge several fruitful discussions with Luc Binette. We are also very grateful to Don Garnett and Robert Kennicutt for a thorough reading of a previous version of this paper and many

TABLE G.1: Observational data.

Constraint	ITL ^a	GD ^b	PPTP ^c
$I(\lambda 5007)/I(H\beta)$	6.59	7.46	7.08
$I(\lambda 3727)/I(H\beta)$	0.612	0.432	0.575
$I(\lambda 6300)/I(H\beta)$	0.012	—	0.010
$I(\lambda 6720)/I(H\beta)$	0.086	0.067	0.076
$I(\lambda 4686)/I(H\beta)$	0.009	0.004	0.010
$I(\lambda 4363)/I(H\beta)$	0.143	0.165	0.135
$EW(H\beta)$	357	379	300

^aIzotov, Yu. I., Thuan, T.X., & Lipovetski, V.A. 1997, ApJS, 108, 1 (knot A).^bGonzález-Delgado, R.M., et al. 1994, ApJ, 437, 239 (knot A).^cPeimbert, M., Peña, M., & Torres-Peimbert, S. 1986, A&A, 158, 266.

excellent suggestions, and to Grazyna Stasińska and Daniel Schaerer for sending us their paper before publication. This project has been supported by DGAPA grant IN109696.

TABLE G.2: Observed^a and adopted gas abundances.

<i>Element</i>	ITL ^b	GD ^c	PPTP ^d	$Z_{gas} = 0.08 Z_{\odot}$	$Z_{gas} = 0.20 Z_{\odot}$
He/H	0.229 ± 0.005	0.244	0.235 ± 0.013	0.238	0.238
12 + log(C/H)	—	—	7.39 ± 0.07	6.899	7.301
12 + log(N/H)	6.36 ± 0.01	6.35 ± 0.03	6.44 ± 0.05	6.194	6.596
12 + log(O/H)	7.89 ± 0.01	7.86 ± 0.02	7.92 ± 0.04	7.829	8.231
12 + log(Ne/H)	7.12 ± 0.01	7.02 ± 0.04	7.18 ± 0.04	7.130	7.532
12 + log(S/H)	6.42 ± 0.01	6.14 ± 0.02	6.32 ± 0.05	6.227	6.629
12 + log(Cl/H)	4.48 ± 0.02	—	4.81 ± 0.15	4.497	4.799
12 + log(Ar/H)	5.67 ± 0.01	—	5.91 ± 0.06	5.674	6.076
12 + log(Fe/H)	5.98 ± 0.01	—	—	4.824	5.226

^aUnder the assumption $t^2 = 0$.^bIzotov, Yu. I., Thuan, T.X., & Lipovetski, V.A. 1997, ApJS, 108, 1 (knot A).^cGonzález-Delgado, R.M., et al. 1994, ApJ, 437, 239 (knot A).^dPeimbert, M., Peña, M., & Torres-Peimbert, S. 1986, A&A, 158, 266.

TABLE G.3: Models with varying densities and filling factor.

Parameter	den-1	den-2	den-3
$N_e^{in} (cm^{-3})$	110	80	55
$N_e^{out} (cm^{-3})$	38	10	11
ϵ	0.02	0.05	0.10

^aFor all the models: SFR = burst; $1 + x = 2.00$; $M_{up} = 120 M_{\odot}$; age = 3.0 Myr; $cf = 0.50$; $Z_{*} = 0.10 Z_{\odot}$; $Z_{gas} = 0.08 Z_{\odot}$; $R_0 = 0.41$ pc.

TABLE G.4: Models with different covering factors.

Parameter	cf-1	cf-2	cf-3	cf-4
$N_e^{in} (cm^{-3})$	95	80	65	56
$N_e^{out} (cm^{-3})$	14	10	10	8
cf	0.35	0.50	0.75	1.00

^aFor all the models: SFR=burst; $1+x=2.00$; $M_{up}=120 M_{\odot}$; age = 3.0 Myr; $\epsilon=0.05$; $Z_{*}=0.10 Z_{\odot}$; $Z_{gas}=0.08 Z_{\odot}$; $R_0=0.41$ pc.

TABLE G.5: Models with different ages, high metallicity.

Parameter	age-1	age-2	age-3	age-4	age-5
Age (Myr)	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5
$N_e^{in} (cm^{-3})$	50	50	50	50	50
$N_e^{out} (cm^{-3})$	9	7	8	11	9

^aFor all the models: SFR=burst; $1+x=2.00$; $M_{up}=120 M_{\odot}$; $N_e^{in}=50 cm^{-3}$; $\epsilon=0.05$; $cf=0.50$; $Z_{*}=0.25 Z_{\odot}$; $Z_{gas}=0.20 Z_{\odot}$; $R_0=0.41$ pc. The outer density has not been maintained strictly constant, in order to fulfill the constraint on the outer radius.

TABLE G.6: Models with different ages, MESF hypothesis.

Parameter	mesf-1	mesf-2	mesf-3	mesf-4	mesf-5	mesf-6	mesf-7
Age (Myr)	1.5	1.9	2.1	2.3	2.5	2.8	3.0
$N_e^{in} (cm^{-3})$	77	77	77	77	77	77	77
$N_e^{out} (cm^{-3})$	14	12	12	12	12	13	13

^aFor all the models: SFR=burst; $1+x=2.00$; $M_{up}=120 M_{\odot}$; $N_e^{in}=77 cm^{-3}$; $N_e^{out}=13 cm^{-3}$; $\epsilon=0.05$; $cf=0.50$; $Z_{*}=0.25 Z_{\odot}$; $Z_{gas}=0.10 Z_{\odot}$; $R_0=0.41$ pc. The outer density has not been maintained strictly constant, in order to fulfill the constraint on the outer radius.

TABLE G.7: Model predictions for the MESF scenario.

Constraint		mesf-1	mesf-2	mesf-3	mesf-4	mesf-5	mesf-6	mesf-7
$I(\lambda 5007)/I(H\beta)$	Complete	6.109	5.592	5.530	5.663	5.800	6.086	6.479
	Slit A	6.625	6.094	6.000	6.076	6.166	6.239	6.225
	Slit B	6.390	5.865	5.790	5.900	6.020	6.236	6.310
	Slit C	6.436	5.920	5.846	5.954	6.074	6.323	6.421
$I(\lambda 3727)/I(H\beta)$	Complete	0.824	0.944	0.932	0.851	0.786	0.692	0.615
	Slit A	0.334	0.392	0.386	0.345	0.311	0.263	0.231
	Slit B	0.499	0.595	0.586	0.524	0.475	0.400	0.333
	Slit C	0.442	0.526	0.519	0.463	0.419	0.353	0.297
$I(\lambda 6300)/I(H\beta)$	Complete	0.006	0.005	0.005	0.005	0.006	0.007	0.009
	Slit A	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.002
	Slit B	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.002	0.002
	Slit C	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.002
$I(\lambda 6720)/I(H\beta)$	Complete	0.101	0.100	0.100	0.102	0.105	0.110	0.116
	Slit A	0.036	0.037	0.038	0.038	0.038	0.038	0.040
	Slit B	0.054	0.057	0.057	0.057	0.058	0.058	0.058
	Slit C	0.048	0.050	0.051	0.051	0.051	0.051	0.052
$I(\lambda 4686)/I(H\beta)$	Complete	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.001	0.032
	Slit A	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.027	0.169
	Slit B	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.009	0.079
	Slit C	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.005	0.084
$I(\lambda 4363)/I(H\beta)$	Complete	0.102	0.088	0.086	0.089	0.093	0.101	0.121
	Slit A	0.116	0.101	0.098	0.100	0.103	0.111	0.113
	Slit B	0.108	0.093	0.091	0.094	0.097	0.105	0.124
	Slit C	0.108	0.093	0.091	0.094	0.097	0.105	0.128
EW($H\beta$)		399	358	314	257	210	153	128
$t^2 \times 10^3$		1.27	1.16	1.15	1.21	1.22	1.87	24.5

TABLE G.8: Best-fit models.

Parameter	Model 1	Model 2	Model 3
SFR	burst	Intermediate, $\Delta t = 1.4$	Intermediate, $\Delta t = 1.4$
$1 + x$	2.00	2.00	2.00
$M_{up}/M_{\odot}$	120	120	120
Age (Myr)	3.0	3.0 ^a	3.0 ^a
$N_e^{in} (cm^{-3})$	80	77	40
$N_e^{out} (cm^{-3})$	10	13	8
ϵ	0.05	0.05	0.10
cf	0.50	0.50	0.75
$Z_{\star} (Z_{\odot})$	0.10	0.25	0.25
$Z_{gas} (Z_{\odot})$	0.08	0.10	0.20
$R_0 (pc)$	0.41	0.41	0.41

^a Age is counted since the beginning of the SF episode.

TABLE G.9: Predicted quantities for best fit models.

Constraint	Model prediction	Mod. 1	Mod. 2	Mod. 3	ITL ^a	GD ^b	PPTP ^c
$I(\lambda 5007)/I(H\beta)$	Complete	5.440	5.867	6.706	—	—	—
	Slit A	5.781	6.155	6.435	6.59	—	—
	Slit B	5.698	6.083	6.491	—	7.46	—
	Slit C	5.828	6.146	6.439	—	—	7.08
$I(\lambda 3727)/I(H\beta)$	Complete	0.661	0.825	0.908	—	—	—
	Slit A	0.264	0.342	0.320	0.612	—	—
	Slit B	0.408	0.502	0.481	—	0.432	—
	Slit C	0.360	0.444	0.422	—	—	0.575
$I(\lambda 6300)/I(H\beta)$	Complete	0.006	0.006	0.009	—	—	—
	Slit A	0.001	0.001	0.001	0.012	—	—
	Slit B	0.002	0.001	0.002	—	—	—
	Slit C	0.002	0.001	0.002	—	—	0.010
$I(\lambda 6720)/I(H\beta)$	Complete	0.098	0.104	0.140	—	—	—
	Slit A	0.036	0.039	0.044	0.086	—	—
	Slit B	0.057	0.057	0.067	—	0.067	—
	Slit C	0.050	0.051	0.059	—	—	0.076
$I(\lambda 4686)/I(H\beta)$	Complete	0.001	0.002	0.002	—	—	—
	Slit A	0.020	0.016	0.015	0.009	—	—
	Slit B	0.007	0.006	0.006	—	0.004	—
	Slit C	0.004	0.006	0.006	—	—	0.010
$I(\lambda 4363)/I(H\beta)$	Complete	0.102	0.096	0.067	—	—	—
	Slit A	0.119	0.106	0.061	0.143	—	—
	Slit B	0.110	0.100	0.060	—	0.165	—
	Slit C	0.112	0.101	0.059	—	—	0.135
$EW(H\beta)$		125	244	344	357	379	300
$t^2 \times 10^3$		1.80	2.79	9.06			

^aIzotov, Yu. I., Thuan, T.X., & Lipovetski, V.A. 1997, ApJS, 108, 1 (knot A).^bGonzález-Delgado, R.M., et al. 1994, ApJ, 437, 239 (knot A).^cPeimbert, M., Peña, M., & Torres-Peimbert, S. 1986, A&A, 158, 266.

Bibliography

- [Bresolin et al. 1999] Bresolin, F., Kennicutt, R.C. Jr., & Garnett, D. R. 1999, *ApJ*, 510, 104.
- [Campbell 1988] Campbell, A. 1988, *ApJ*, 335, 644
- [de Koter et al. 1997] de Koter, A., Heap, S.R. & Hubeny, I. 1997, *ApJ*, 477, 792
- [Drissen et al. 1999] Drissen, L., Roy, J.-R., Robert, C., & Devost, D. 1999, in *Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies*, IAU Symp. No. 193. ed. K.A. van der Hucht, G. Koenigsberger, & P.R.J. Eenens, (San Francisco: ASP) (in press)
- [Efremov & Elmegreen 1998] Efremov, Yu.N., & Elmegreen, B. G. 1998, *MNRAS*, 299, 588
- [Esteban & Peimbert 1995] Esteban, C., & Peimbert, M. 1995, *A&A*, 300, 78
- [Esteban et al. 1998] Esteban, C., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., & Escalante, V. 1998, *MNRAS*, 295, 401
- [Ferland 1996] Ferland, G.J. 1996. HAZY, University of Kentucky internal report
- [Garnett et al. 1991] Garnett, D.R., Kennicutt, R.C. Jr., Chu, Y.-H., & Skillman, E.D. 1991, *ApJ*, 373, 458
- [González-Delgado et al. 1994] González-Delgado, R.M., et al. 1994, *ApJ*, 437, 239
- [Heap 1999] Heap, S.R. 1999, in: K.A. van der Hucht, G. Koenigsberger, & P.R.J. Eenens (eds.), *Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies*, IAU Symp. No. 193 (San Francisco: ASP). (in press).
- [Izotov et al. 1997] Izotov, Yu.I., Thuan, T.X., & Lipovetski, V.A. 1997, *ApJS*, 108, 1

- [Kennicutt 1998] Kennicutt, R.C. Jr. 1998, in *The Stellar Initial Mass Function*, ASP Conf. Series, Vol. 142, ed. G. Gilmore, D. Howell, 1
- [Legrand et al. 1997] Legrand, F., Kunth, D., Roy, J.-R., Mas-Hesse, J.M., & Walsh, J.R. 1997, *A&A*, 326, L17
- [Leitherer et al. 1996] Leitherer, C., et al. 1996, *PASP*, 108, 996
- [Luridiana 1998] Luridiana, V. 1998, in *Abundance profiles: diagnostic tools for Galaxy history*, ASP Conference Series, eds. D. Friedli, M. Edmunds, C. Robert, & L. Drissen (San Francisco: ASP), 147, 138
- [Luridiana et al. 1999] Luridiana, V., Peimbert, M., & Torres-Peimbert, S. 1999 (in preparation)
- [Maeder 1990] Maeder A. 1990, *A&AS*, 84, 139
- [Maeder & Conti 1994] Maeder A., & Conti, P.S. 1994, *ARAA*, 32, 227
- [Martin 1997] Martin, C.L. 1997, *ApJ*, 491, 561
- [McGaugh 1991] McGaugh, S.S. 1991, *ApJ*, 380, 140
-
- [Mihalas 1972] Mihalas, D. 1972, *Non-LTE Model Atmospheres for B&O Stars*, NCAR-TN/STR-76.
- [Peimbert 1967] Peimbert, M. 1967, *ApJ*, 150, 825
- [Peimbert 1995] Peimbert, M. 1995, in *The Analysis of Emission Lines*, ed. R.E. Williams & M. Livio (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 165
- [Peimbert et al. 1986] Peimbert, M., Peña, M., & Torres-Peimbert, S. 1986, *A&A*, 158, 266
- [Peimbert et al. 1991] Peimbert, M., Sarmiento, A., & Fierro, J. 1991, *PASP*, 103, 815
- [Peimbert et al. 1995] Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., & Luridiana, V., 1995, *RevMexAA*, 31, 131.
- [Pérez 1997] Pérez, E. 1997, *MNRAS*, 290, 465
- [Reynolds 1984] Reynolds, R.J. 1984, *ApJ*, 282, 191

- [Reynolds 1990] Reynolds, R.J. 1990, in IAU Symp. 144, *The Interstellas Disk/Halo Connection in Galaxies*, ed. H. Bloeman (Dordrecht: Kluwer), 67
- [Roy et al. 1992] Roy, J.-R., Aubé, M., McCall, M.L., & Dufour, R.J. 1992, *ApJ*, 386, 498
- [Roy et al. 1996] Roy, J.-R., Belley, J., Dutil, Y., & Martin, P. 1996, *ApJ*, 460, 284
- [Roy et al. 1991] Roy, J.-R., Boulesteix, J., Joncas, G., & Grundseth, B. 1991, *ApJ*, 367, 141
- [Sandage & Tammann 1976] Sandage, A., & Tammann, G.A. 1976, *ApJ*, 210, 7
- [Schaerer, Contini, & Kunth 1999] Schaerer, D., Contini, T., and Kunth, D. 1999, *A&A*, 341, 399
- [Schaerer & Vacca 1998] Schaerer, D. & Vacca, W.D. 1998, *ApJ*, 497, 618
- [Stasińska & Leitherer 1996] Stasińska, G., & Leitherer, C. 1996, *ApJS*, 107, 661
- [Stasińska & Schaerer 1999] Stasińska, G., & Schaerer, D. 1999, *A&A*, (in press).
- [Talbot & Arnett 1973] Talbot, R.J. Jr., & Arnett, W.D. 1973, *ApJ*, 186, 69
- [Vilchez & Pagel 1988] Vilchez, J.M. & Pagel, B.E.J., 1988, *MNRAS*, 231, 257.

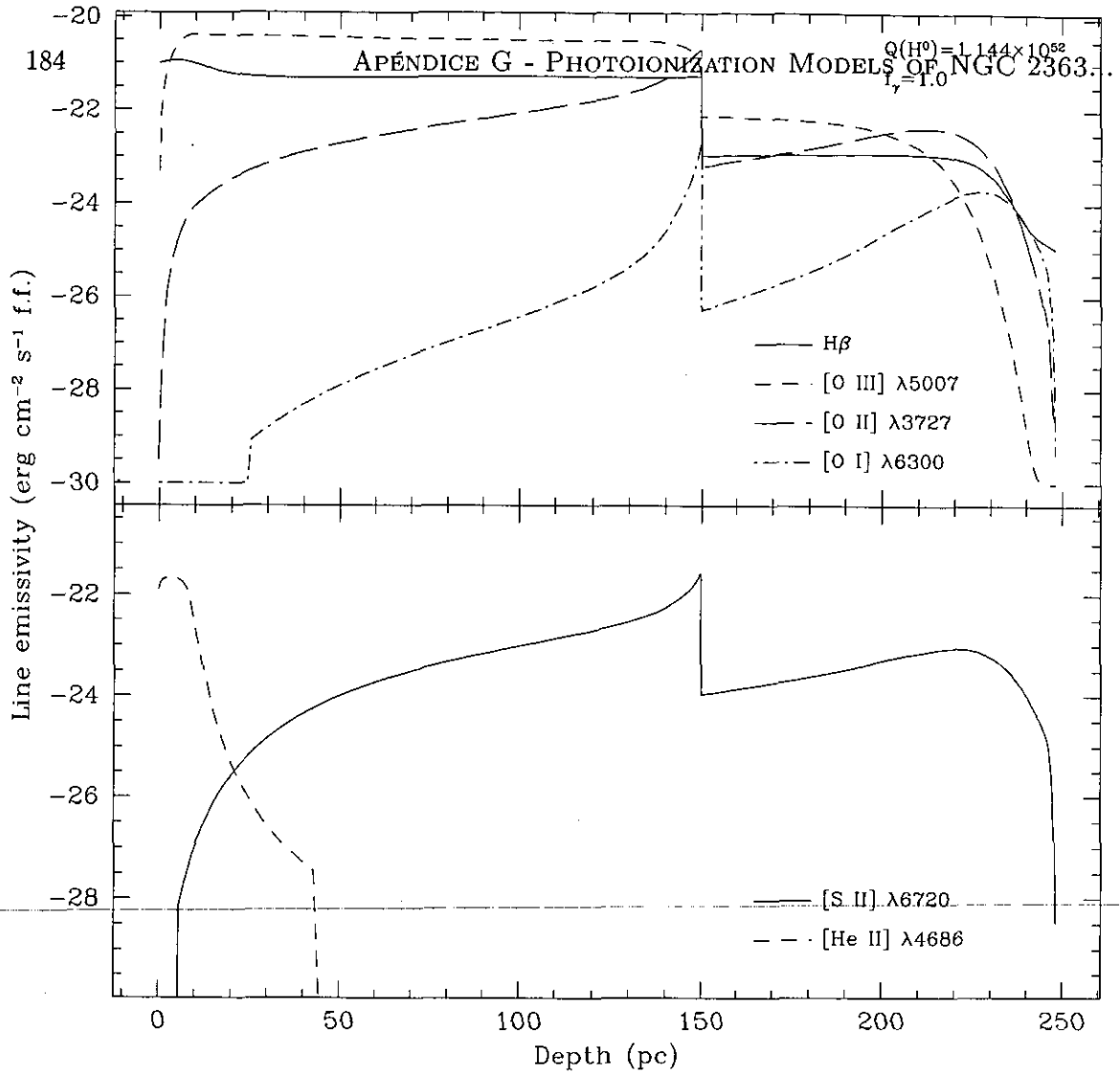


FIGURE G.1: Line emissivities as a function of radius, for a typical low-metallicity model ($Z_* = 0.10 Z_\odot$, $Z_{gas} = 0.08 Z_\odot$).

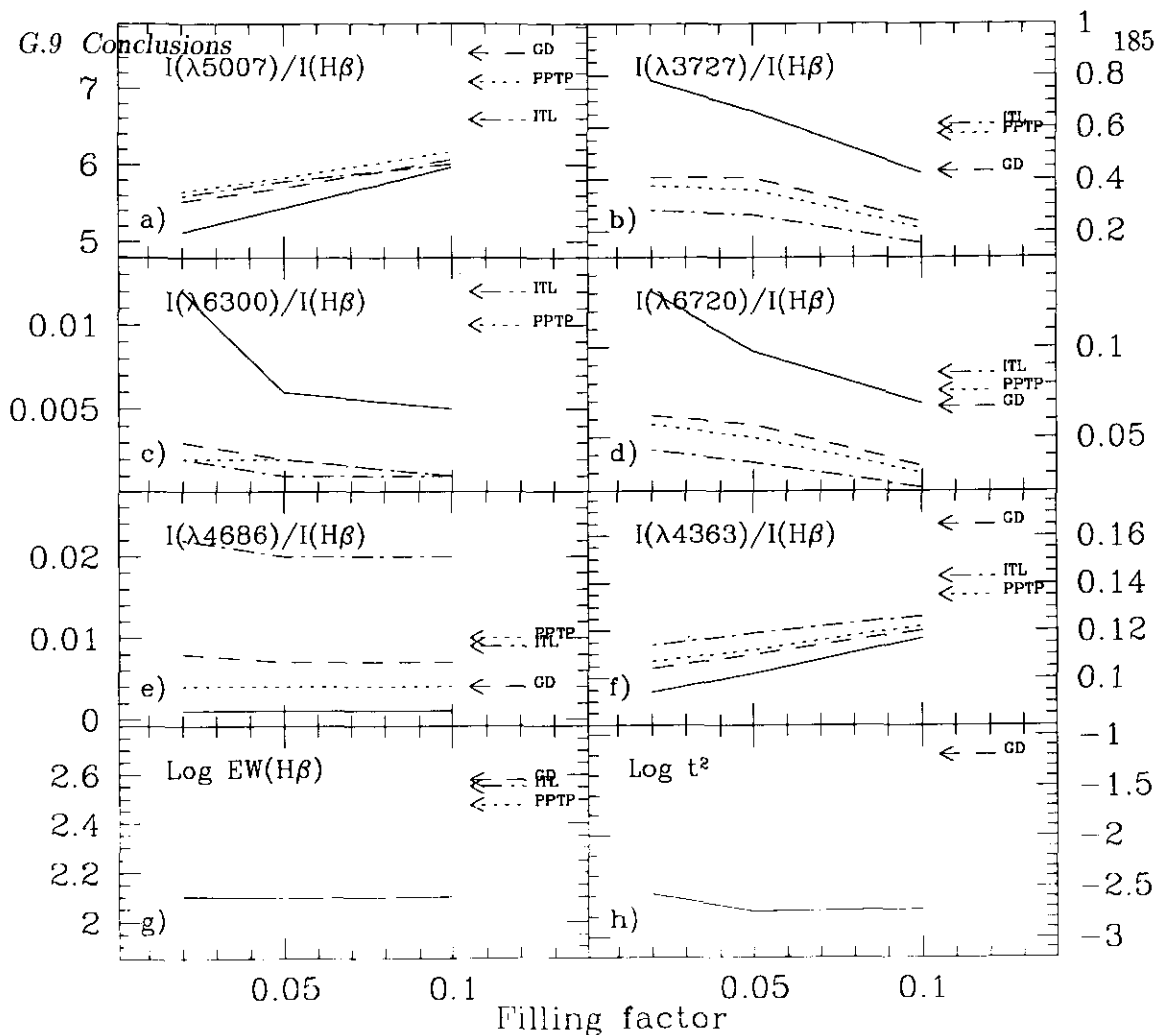


FIGURE G.2: Intensity ratios (panels a to f), equivalent width of $H\beta$ (panel g) and t^2 (panel h) as a function of filling factor, for the models described in Table G.3. Panels a-f: complete model (solid line), Slit A (long-dashed line), Slit B (short-dashed line), Slit C (dotted line). The arrows indicate the observed values for the three slits (ITL: Izotov et al. 1997, GD: González-Delgado et al. 1994, PPTP: Peimbert et al. 1986).

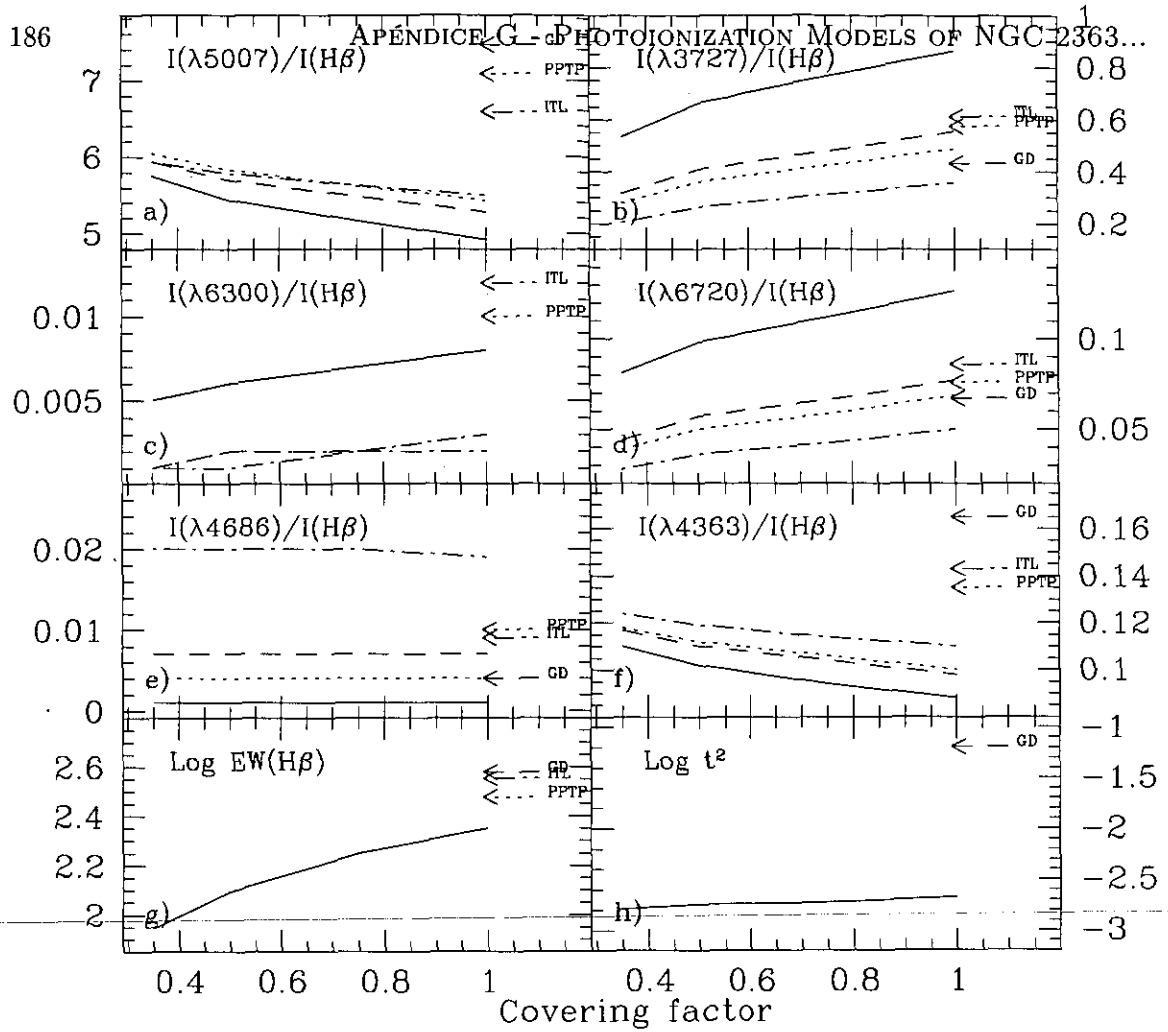


FIGURE G.3: Intensity ratios (panels a to f), equivalent width of H β (panel g) and t^2 (panel h) as a function of covering factor, for the models described in Table G.4. Panels a-f: complete model (solid line), Slit A (long-dashed line), Slit B (short-dashed line), Slit C (dotted line). The arrows indicate the observed values for the three slits (ITL: Izotov et al. 1997, GD: González-Delgado et al. 1994, PPTP: Peimbert et al. 1986).

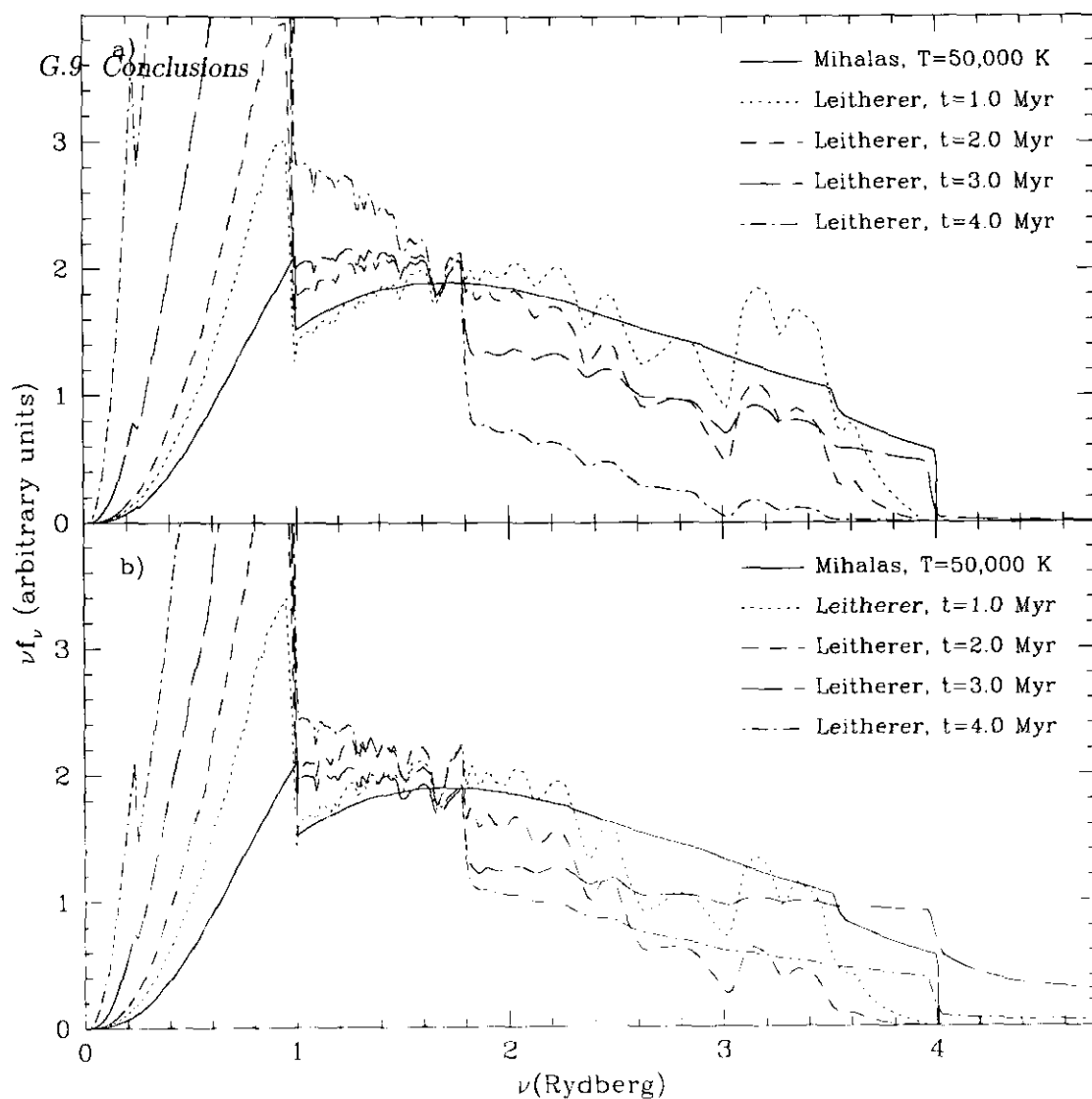


FIGURE G.4: Comparison among the spectra indicated in the figure, normalized to the same $Q(H^0)$ value. $M_{up} = 120 M_\odot$, $1+x = 2.00$, SF=instantaneous burst for all Leitherer's spectra. Panel a: $Z = 0.10 Z_\odot$; panel b: $Z = 0.25 Z_\odot$.

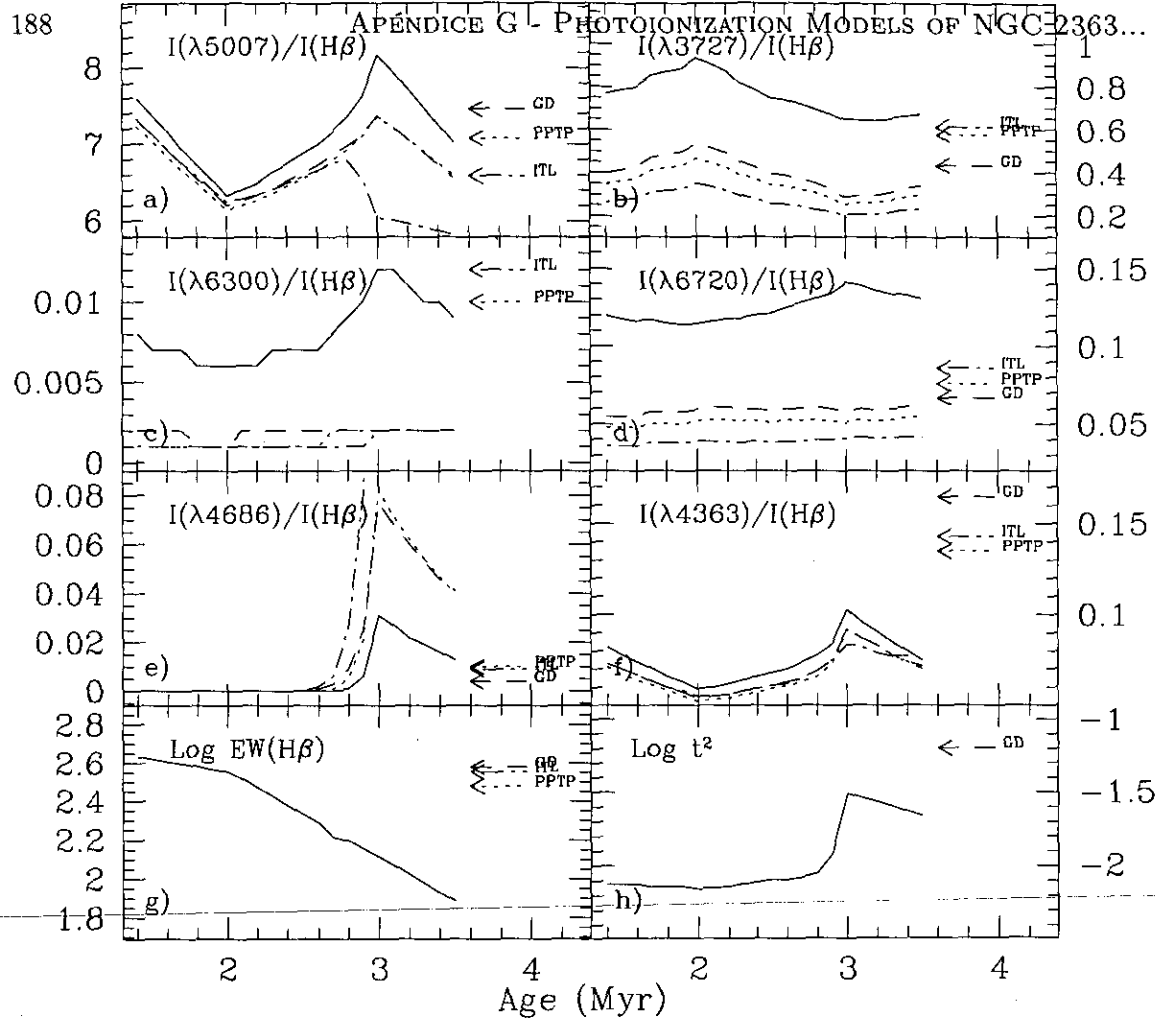


FIGURE G.5: Intensity ratios (panels a to f), equivalent width of $H\beta$ (panel g) and t^2 (panel h) as a function of the burst age, for the models described in Table G.5. in the $Z_* = 0.25 Z_\odot$, $Z_{gas} = 0.20 Z_\odot$ case. Panels a-f: complete model (solid line), Slit A (long-dashed line), Slit B (short-dashed line), Slit C (dotted line). The arrows indicate the observed values for the three slits (ITL: Izotov et al. 1997, GD: González-Delgado et al. 1994, PPTP: Peimbert et al. 1986).