



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA - CIUDAD UNIVERSITARIA

**RECALIBRACIÓN DEL MÉTODO DE LÍNEAS FUERTES
PARA DETERMINACIÓN DE ABUNDANCIAS QUÍMICAS
EN REGIONES H II**

T E S I S

PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE

DOCTORA EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

P R E S E N T A

M. en C. MARÍA DE LOS ÁNGELES PEÑA GUERRERO

DIRECTOR DE TESIS: DR. ANTONIO PEIMBERT TORRES

CIUDAD DE MÉXICO, D.F., MAYO, 2012



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.

*A mi familia, en el amplio (y corto) sentido de
la palabra.*

Agradecimientos

Muchas gracias a los sinodales Leticia Carigi, Alberto López, Héctor Castañeda, Christophe Morisset y Antonio Peimbert por haber leído y corregido tan cuidadosamente esta tesis. Este trabajo es mucho mejor gracias a sus comentarios y ciertamente yo me “zambillí” mucho más profundo en las ideas pasadas, presentes y futuras involucradas en mi tesis. Gracias por ese “empujón”.

Me siento muy agradecida con todas y cada una de las personas en el Instituto gracias a las cuales los estudiantes podemos dedicarnos a estudiar. Especialmente gracias a Maru, “Playa”, Sonia, Heike y Bertha (mil mil gracias).

Ángeles: Qué bonito (y sobre todo divertido) ha sido habernos conocido. Estaba tratando de encontrar algún momento particular para dejarlo escrito aquí, pero la verdad no sé cuál escoger... Cuando hicimos el examen de admisión, la asignación de oficinas, las materias, las tareas, los generales, Ensenada (uuuu), SPM, poder platicar un poco de todo, el doctoraaaado... Pero, definitivamente, lo mejor es aquí no se acaba esto. ¡Gracias Ángeles!

Mair: Te agradezco muchísimo la presencia, el apoyo y el haberme escuchado cansada, emocionada, triste, alegre y estresada. Gracias por tu paciencia y por tu complicidad. Recuerda que aunque lejos, la amistad y el cariño permanecen.

Bárbara: Muchas gracias por todo el apoyo que me diste durante la maestría y el doctorado.

Antonio: Gracias por el tiempo y la paciencia (sobre todo la paciencia) que dedicaste para enseñarme. Siento que crecí mucho personal y académicamente en estos 2 años de maestría y 3 de doctorado. Gracias.

Miriam: Quiero agradecerte enormemente la confianza que me enseñaste a tener en mi. Gracias por tus palabras acertadas y sabias, académica y personalmente.

Manuel: Qué privilegio haber podido aprender de usted, tanto académica como personalmente. Gracias por su apoyo y gracias por su confianza.

Papá: Gracias por apoyarme.

Steve: It makes me really happy to write your name here because you have been a professor of life to me since those College years. How can I say a “thank you” big enough for that. Gracias Steve!

Omar: Muchísimas gracias por todo tu apoyo a lo largo de estos años.

Judith: Con todo mi corazón, gracias.

Ingrid y Manuel: Muchas, muchas, muchas gracias por su solidaridad y cariño.

Paty: Gracias por tu paciencia en mis buenos ratos de “neuras” y, tía, gracias por tu fuerte apoyo en este trayecto del viaje.

Mamá: ¡Lo logramos!

María de los Ángeles Peña Guerrero

Resumen

El método de líneas fuertes para determinar abundancias químicas en regiones H II más conocido y utilizado actualmente, es el llamado “método de Pagel” que consiste en determinar la abundancia total de oxígeno de regiones H II, a partir de las intensidades de [O II] λ 3727, [O III] λ 4959 y 5007 y $H\beta$. El método de Pagel requiere ser calibrado por un conjunto de objetos “conocidos”. La mayor parte de las calibraciones a este método han sido hechas utilizando abundancias determinadas por el llamado “método directo”, que supone una temperatura homogénea para cada región H II. La existencia de inhomogeneidades térmicas en las regiones H II (y regiones fotoionizadas en general), produce que el método directo subestime las abundancias, típicamente por un factor entre 1.5 y 3 para regiones H II, en el caso de Nebulosas Planetarias este factor puede llegar a ser mucho mayor (alrededor de 100).

En esta tesis presento una nueva calibración del método de líneas fuertes de Pagel. Esta nueva calibración consiste en la consideración simultánea de la presencia de inhomogeneidades de temperatura, la estructura de ionización y la fracción de O capturada en granos de polvo. Las calibraciones que se encuentran en la literatura frecuentemente ignoran estos tres factores, aunque sí se han hecho calibraciones considerando uno o dos de los factores anteriores. La inclusión simultánea de estos tres factores, permite que las abundancias totales de O determinadas con esta nueva calibración sean más parecidas a la realidad que las determinadas con calibraciones previas, debido a que se considera un mayor número de procesos físicos.

Existen varias maneras para determinar las abundancias en presencia de inhomogeneidades térmicas. En este trabajo usé dos familias de métodos: (i) mediante la determinación de las abundancias con líneas de recombinación, LR (cuya dependencia en la estructura térmica es muy pequeña), y (ii) mediante la determinación del parámetro de las inhomogeneidades de temperatura, t^2 , y utilizando las diferencias observadas entre las temperaturas calculadas mediante líneas colisionalmente excitadas, LCE, y las determinadas usando LR. Estas correcciones se aplicaron de manera cuidadosa a objetos previamente observados, así como a objetos de la literatura.

El indicador de metalicidad ($[\text{O II}] \lambda 3727 + [\text{O III}] \lambda\lambda 4959 + 5007 / \text{H}\beta$) (definido por Pagel et al. 1979), frecuentemente llamado “método de Pagel”, nombrado R_{23} a partir de Skillman (1989) y conocido como O_{23} a partir del 2000, es el más utilizado al día de hoy probablemente a causa de que el oxígeno es uno de los principales enfriadores en una nebulosa. Por lo tanto, O_{23} es una buena estimación del enfriamiento total como mencionan Kewley & Dopita (2002). Los artículos realizados hasta el momento sobre líneas fuertes, que reconocen que las LCE son insuficientes para determinar abundancias, se restringen a la rama de alta metalicidad (rama superior) en el diagrama de O_{23} contra $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ —de aquí en adelante le llamaré diagrama $O_{23} - \text{O}/\text{H}$.

Algunos indicadores (como O_{23}) son de valor doble. En el caso de O_{23} , este comportamiento se debe a que en bajas metalicidades, el enfriador dominante en regiones H II es el hidrógeno; entonces, la intensidad total de O_{23} incrementa conforme la abundancia de oxígeno aumenta, alcanzando un máximo alrededor de 1/3 de la abundancia solar ($Z_{\odot} = 0.0189 \pm 8.5\%$, $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.93$, Cox, pág. 28). En altas metalicidades, líneas infrarrojas de estructura fina de $[\text{O III}]$ (52 y 88 μm) y de $[\text{N II}]$ (121 y 205 μm) comienzan a dominar el enfriamiento, haciendo que disminuya la intensidad de las líneas en el óptico (Van Zee et al. 1998).

El objetivo principal de esta tesis fue hacer una recalibración del diagrama $O_{23} - \text{O}/\text{H}$ que pudiera servir para determinar, con mayor precisión, la metalicidad de objetos en los que sólo pueden observarse líneas fuertes de emisión (e.g. $\lambda\lambda [\text{O II}] 3727$, $[\text{O III}] 4959$ y 5007 y $\text{H}\beta$ para O_{23} , y $[\text{S II}] 6717$ y 6731 ó $[\text{N II}] 6548$ y 6584 , $\text{H}\alpha$, etc. para otros indicadores como N_2 , S_{23} , N_2O_2 , etc.). Específicamente, en este trabajo se planeó hacer una calibración que incorporara, de manera simultánea, la estructura de la temperatura, la estructura de ionización y la fracción de O capturada en granos de polvo en regiones H II.

La interpretación de las propiedades de los espectros integrados, tanto de regiones H II como galaxias H II y otros objetos, así como las estimaciones de la tasa de formación estelar en un amplio intervalo de corrimientos al rojo, requiere el uso de indicadores de metalicidad como $[\text{O II}] \lambda 3727 / \text{H}\alpha$ (Mouhcine et al. 2005). Por otro lado, la determinación de abundancias químicas requiere: (i) suficiente señal a ruido en las líneas que se utilizan en el método de Pagel y (ii) una buena calibración del método de Pagel.

Para hacer la recalibración, utilicé la familia de curvas dependientes del grado de ionización presentadas por Pilyugin & Thuan (2005) y recopilé una muestra de 28 objetos con valores de t^2 que varían entre 0.020 y 0.120. De estos objetos, 5 son galaxias H II, 8 son regiones H II Galácticas y 15 son regiones H II extragalácticas. Hice el análisis detallado de cuatro de estos objetos (NGC 456, NGC 460, TOL 2146 – 391 y TOL 0357 – 3915) y los demás los obtuve de

la literatura.

El análisis de NGC 456 y NGC 460 se presentó en Peña-Guerrero, Peimbert, Peimbert y Ruiz (2012, *The Astrophysical Journal*, 746, 115). En este artículo, proponemos que, aunque los valores de t^2 dependen de las condiciones físicas específicas de cada objeto, para las regiones H II en las que no se tiene suficiente información a fin de obtener valores de t^2 , es importante utilizar al menos una corrección promedio (debida al efecto de t^2 y a la fracción de O capturada en granos de polvo) de 0.35 dex al determinar las abundancias totales de oxígeno, $12+\log(\text{O}/\text{H})$.

El análisis de TOL 2146 – 391 y TOL 0357 – 3915 se presenta en Peimbert, Peña-Guerrero y Peimbert (2012, enviado a *The Astrophysical Journal*). En este artículo proponemos una clasificación de regiones H II basada en líneas de He I y O; recomendamos que, para las regiones fotoionizadas donde no sea posible determinar un valor preciso de t^2 , se utilice un valor característico de acuerdo al tipo de región H II al que corresponda el objeto en nuestra clasificación.

En esta tesis se presenta una primera aproximación a la función de recalibración que considera la presencia de inhomogeneidades de temperatura, el grado de ionización y la fracción de O capturada en granos de polvo. Esta función mueve verticalmente en el eje de $12+\log(\text{O}/\text{H})$ la familia de curvas presentadas por Pilyugin & Thuan (2005); particularmente, las curvas se mueven hacia arriba en el eje de la abundancia total del oxígeno en un intervalo de 0.16 a 0.40 dex. Este incremento en la abundancia total de oxígeno, implica que hay entre 1.4 y 2.5 veces más oxígeno en el Universo y, consecuentemente, también incrementa la abundancia de otros elementos pesados en el Universo.

El conocimiento preciso de las abundancias de los elementos, es esencial para un mejor entendimiento de la evolución estelar y los sistemas estelares. Dicho conocimiento nos ha permitido contestar algunas preguntas que conciernen la evolución química del Universo local y hoy en día está tomando un papel de mayor importancia en cuanto al estudio del Universo joven (Pérez-Montero & Díaz, 2005). Por lo tanto, el incremento en la abundancia total de oxígeno encontrado en esta tesis, implica la necesaria revisión de importantes parámetros astrofísicos tales como la función inicial de masa, la tasa de formación estelar, la función de luminosidad, los modelos de evolución química de galaxias y los modelos de evolución química del Universo: vivimos en un Universo que tiene alrededor de dos veces más oxígeno y más elementos pesados, entonces, hay más posibilidad de que la vida pueda encontrar sus ingredientes básicos.

Summary

Today, the most well known and used strong-line method to determine chemical abundances in H II regions, is known as “Pagel’s method”, which consists on determining the total oxygen abundance of H II regions from the intensity of [O II] λ 3727, [O III] $\lambda\lambda$ 4959 and 5007, and H β . Pagel’s method requires to be calibrated by a set of objects whose abundances are “well known”. Most of the calibrations to this method have been done using abundances determined with the so called “direct method”, which assumes a homogeneous temperature for each H II region. The existence of thermal inhomogeneities in H II regions (and photoionized regions in general), produces that the direct method underestimates abundances by a factor that typically lies between 1.5 and 3 for H II regions, for Planetary Nebula this factor can reach up to about 100.

In this thesis I present a new calibration of Pagel’s strong-line method. This new calibration consists on the simultaneous consideration of the presence of temperature inhomogeneities, the ionization structure, and the fraction of oxygen depleted into dust grains. The calibrations found in the literature, frequently ignore those three factors, although there are calibrations which have been done considering one or two of the previous factors. The inclusion of those three factors allows for the total O abundances determined with this new calibration, to more closely resemble reality than those determined by previous calibrations, because a greater number of physical processes are being taken into account.

There are various ways to determine abundances in the presence of thermal inhomogeneities. In this work I used two families of methods: (i) through the determination of abundances with recombination lines, RLs (which depend very little on the thermal structure), and (ii) through the determination of the temperature inhomogeneities’ parameter, t^2 , and using the observed differences between the temperatures determined with collisionally excited lines, CELs, and those determined with RLs. These corrections were carefully applied to previously observed objects, as well as to objects from the literature.

The metallicity indicator $([\text{O II}] \lambda 3727 + [\text{O III}] \lambda\lambda 4959 + 5007) / \text{H}\beta$ (defined by Pagel et al. 1979), often called “Pagel’s Method”, named R_{23} by Skillman (1989), and also known as O_{23}

from 2000, is the most used today probably because oxygen is one of the main coolers of a nebula; therefore, O_{23} is a good estimation of the total cooling as mentioned by Kewley & Dopita (2002). The articles made so far which recognize that CELs are insufficient to determine abundances are restricted to the high metallicity branch (upper branch) in the diagram of O_{23} versus $12+\log(O/H)$ —from here on I will call it the O_{23} - O/H diagram.

Some indicators (such as O_{23}) are double-valued. In the case of O_{23} , this behavior is due to the fact that, at low metallicities, hydrogen is the main cooler of H II regions; hence, the total intensity of O_{23} , increases as the oxygen abundance increases, reaching a maximum at about 1/3 of the solar abundance ($Z_{\odot}=0.0189\pm 8.5\%$, $12+\log(O/H)=8.93$, Cox, p. 28). At high metallicities the infrared fine structure lines of [O III] (52 and 88 μm) and [N II] (121 and 205 μm) begin to dominate the cooling, hence diminishing the intensity of the optical lines (Van Zee et al. 1998).

The main objective of this thesis was to make a recalibration of the O_{23} - O/H diagram that could be used to determine, with grater precision, the metallicity of objects in which only strong lines can be observed (e.g. $\lambda\lambda$ [O II] 3727, [O III] 4959 and 5007, and $H\beta$ for O_{23} , and [N II] 6548 y 6584, $H\alpha$, [S II] 6717 and 6731, etc., for other indicators such as N_2 , S_{23} , N_2O_2 , etc). Specifically, it was planned to make a calibration that simultaneously incorporated the thermal structure, the ionization structure, and the fraction of oxygen depleted into dust grains in H II regions.

The interpretation of the properties of the integrated spectra of H II regions, H II galaxies, and other objects, as well as the estimations of star formation in a wide range of redshifts, require the use of metallicity indicators such as [O II] λ 3727/ $H\alpha$ (Mouhcine et al. 2005). On the other hand, the determination of chemical abundances require: (i) enough signal-to-noise in the lines used in Pagel's method and (ii) a good calibration of Pagel's method.

In order to do the recalibration, I used the family of curves dependent on the ionization degree presented by Pilyugin & Than (2005), and I gathered a sample of 28 objects with t^2 values that vary between 0.020 and 0.120. Of these objects, 5 are H II galaxies, 8 are Galactic H II regions, and 15 are extragalactic H II regions. I made the detailed analysis of four of these objects (NGC 456, NGC 460, TOL 2146 – 391 and TOL 0357 – 3915), the rest were obtained from the literature.

The analysis of NGC 456 and NGC 460 were presented in Peña-Guerrero, Peimbert, Peimbert y Ruiz (2012, The Astrophysical Journal, 746, 115). In this article, we propose that even though the t^2 values depend on the specific physical conditions of each object, for the H II regions in which there is not enough information to obtain t^2 values, it is important to use at

least an average correction (due to the effect of t^2 and the O depletion) of 0.35 dex in the total oxygen abundances.

The analysis of TOL 2146 – 391 and TOL 0357 – 3915 is presented in Peimbert, Peña-Guerrero y Peimbert (2012, submitted to The Astrophysical Journal). In this article we propose a classification of H II regions based on He I and O lines. We recommend that a characteristic value of t^2 should be used for the photoionized regions where it is not possible to determine a precise value of t^2 . This characteristic value of t^2 should be chosen according to the type of H II region that the objects corresponds to in our classification.

This thesis presents a first approximation to the recalibration function that considers the presence of temperature inhomogeneities, the ionization degree and the fraction of O depleted into dust grains. This function moves upward the family of curves presented by Pilyugin & Thuan (2005). More specifically, we found that total oxygen abundances shift up in the oxygen abundance axis, in a range of 0.16 to 0.40 dex. This increase in the total O abundance implies that there is from 1.5 to 2.5 times more oxygen in the Universe and, consequently, there are also more heavy elements in the Universe.

The precise knowledge of chemical abundances is essential for a better understanding of the stellar evolution and the stellar systems. Such knowledge has allowed us to answer some questions concerning the chemical evolution of the local Universe, and today is taking a greater role in the study of the young Universe (Pérez-Montero & Díaz, 2005). Therefore, the increase in the total oxygen abundance found in this thesis implies the necessary revision of important astrophysical parameters such as the initial mass function, the star formation rate, models of the chemical evolution of galaxies, and models of the chemical evolution of the Universe: we live in a Universe that has about two times more oxygen and more heavy elements, hence, there are more possibilities for life to find its basic ingredients.

Índice general

I	CONCEPTOS INTRODUCTORIOS	1
1.	Introducción general	3
1.1.	Indicadores de metalicidad	4
1.2.	Diagnósticos del parámetro de ionización	10
1.3.	Inhomogeneidades de temperatura	11
1.4.	Justificación	16
1.5.	Aplicaciones	17
2.	Características específicas de los distintos indicadores	19
2.1.	Indicadores de metalicidad	19
2.1.1.	Indicador O_{23}	20
2.1.2.	Indicador O_3	22
2.1.3.	Indicador N_2	23
2.1.4.	Indicador O_2	24
2.1.5.	Indicador N_2/O_2	26
2.1.6.	Indicador O_3/N_2	27
2.1.7.	Indicador S_2	29
2.1.8.	Indicador S_{23}	30
2.1.9.	Indicador S_{234}	31
2.1.10.	Indicador S_{23}/O_{23}	32
2.1.11.	Indicador N_2/S_2	33
2.1.12.	Diagrama $S_2 - N_2$	34
2.1.13.	Indicador O_2Ne_3	36
2.1.14.	Indicador Ne_3/O_2	38
2.1.15.	Indicador Ar_3/O_3	39

2.1.16. Indicador S_3/O_3	40
2.2. Parámetros de ionización	40
2.2.1. Parámetro O_3/O_2 y parámetro P	41
2.2.2. Parámetro S_3/S_2	44
3. Efectos de las inhomogeneidades de temperatura sobre la determinación de abundancias	45
3.1. Introducción	45
3.2. Formalismo de t^2	46
 II NUEVA CALIBRACIÓN	 55
4. Muestra de objetos para la recalibración	57
4.1. Objetos obtenidos de la literatura	58
4.2. Objetos observados durante el doctorado	59
4.3. Objetos observados en el VLT	64
4.4. Muestra de objetos para la recalibración	66
5. Nuevas mediciones de metalicidad	69
5.1. Reducción de los datos	70
5.2. Análisis de los datos	70
5.2.1. Previo al desenrojecimiento	70
5.2.2. Corrección por enrojecimiento y excitación colisional	71
5.2.3. Determinación de abundancias con el método tradicional	73
5.3. t^2 en las observaciones	75
5.3.1. LR del multiplete 1 del O II	77
5.3.2. Líneas de He I	80
5.3.3. Temperatura de Balmer	81
5.4. Artículo 1 — Análisis de dos regiones H II considerando inhomogeneidades de temperatura: implicaciones para las determinaciones de abundancias químicas extragalácticas	82
5.5. Artículo 2 — Clasificación de regiones H II basada en líneas de oxígeno y helio: casos de TOL 2146–391 y TOL 0357–3915	118

6. Recalibración del método de líneas fuertes de Pagel	161
6.1. Antecedentes importantes	162
6.2. Recalibración	163
7. Conclusiones, implicaciones y trabajo futuro	171
III Apéndices	177
A. Programa HELIO10	179
A.1. Descripción funcional del programa	179
A.2. Archivo de entrada	180
A.3. Resultados del programa	182
A.4. Limitaciones de HELIO10	183
Bibliografía	185

Parte I

CONCEPTOS INTRODUCTORIOS

Capítulo 1

Introducción general

Para poder entender la evolución química de las galaxias espirales, es necesario encontrar la distribución radial de la abundancia de los elementos químicos. La existencia de gradientes radiales de abundancias en la mayoría de las galaxias espirales es un hecho bien conocido al día de hoy (Searle 1971; Shields & Searle 1978; Van Zee et al. 1998; Pilyugin 2003; Moustakas & Kennicutt 2006; Magrini et al. 2007, entre otros). La temperatura electrónica es un parámetro importante que “nos habla” de la evolución química puesto que, cuanto más metálico¹ sea el ambiente, tanto mayor el número de enfriadores y, por lo tanto, la temperatura promedio del gas es menor.

El gradiente de O/H es un buen indicador de los elementos pesados en el medio, puesto que la cantidad de oxígeno es sustancialmente mayor que la de los demás elementos pesados. Para objetos muy pobres en elementos pesados, el O constituye alrededor del 60% de la masa de esos elementos, mientras que para el valor actual en el medio interestelar (MIE) de la vecindad solar es de alrededor de 43% (e.g. Peimbert et al. 2007, aunque varía ligeramente de acuerdo al autor). Además, el oxígeno emite líneas colisionalmente excitadas en el óptico y provee un buen diagnóstico de la temperatura y la densidad mediante cocientes de líneas que incluyen [O I] 6300, 6363 y 5577 Å, [O II] 3727, 7320 y 7330 Å y [O III] 5007, 4959 y 4363 Å, (Kewley & Dopita 2002). Para metalicidades intermedias, las líneas observables de [O II] y [O III] pueden ser más intensas que las líneas del hidrógeno.

El gradiente O/H va acompañado por un suavizamiento del espectro ionizante, conforme dicho gradiente aumenta hacia el centro de las galaxias (Shields & Tinsley, 1976; Vilchez et al. 1988; Morisset 2004; Dors & Copetti 2005; Papaderos et al. 2008). Esto está relacionado con que hacia el centro de las galaxias la metalicidad es mayor. Adicionalmente, el gradiente

¹En astronomía y astrofísica se llama (erróneamente) “metales” a los elementos más pesados que el helio.

N/O aumenta con O/H ya que el nitrógeno es, en su mayor parte, un producto secundario de la nucleosíntesis (aunque tiene un componente primario importante —Talbot & Arnett 1974; Dopita & Evans 1986; Edmuds & Pagel 1978; Romano & Matteucci 2003; Bresolin 2007; Lara-López et al. 2009).

1.1. Indicadores de metalicidad

La idea de utilizar líneas fuertes para la determinación de abundancias surge de Searle (1971), quien propone que el incremento sistemático en las intensidades de las líneas del [O III]/H β y decremento en [N II]/H α en M33, encontrado por Aller (1942), es debido al gradiente radial de abundancias y, por lo tanto, se pueden utilizar ese tipo de cocientes de líneas como indicadores de abundancias. Éstos pueden ser calibrados contra determinaciones de abundancias bien conocidas, como las basadas en la medición de líneas aurorales o modelos de fotoionización. Es por esta razón que a los procesos para determinar abundancias con estos indicadores que usan líneas fuertes se les conoce como métodos empíricos (Pettini & Pagel 2004). Durante los 35 años siguientes al artículo de Searle, se han propuesto muchos otros indicadores, los 16 que he encontrado en la literatura hasta el momento se muestran en la Tabla 1.1.

El cociente ([O II] 3727 Å + [O III] 4959+5007 Å)/H β (frecuentemente llamado método de Pagel), fue nombrado R₂₃ a partir de Skillman 1989 y, a partir del 2000, también es conocido como O₂₃ —le llamaré así a lo largo de este trabajo. O₂₃ es el indicador más utilizado al día de hoy a causa de su sensibilidad a la abundancia del oxígeno, puesto que éste es uno de los principales enfriadores en una nebulosa, por lo tanto, O₂₃ es una buena estimación del enfriamiento total (Kewley & Dopita 2002). Además, entre $7.6 \lesssim \log(O/H) \lesssim 8.8$, los enfriadores dominantes son las líneas nebulares del O; entonces, en ese intervalo de metalicidad, el calentamiento depende directamente de las líneas del oxígeno, de modo que “seguirle la pista” al [O II] 3727 Å y al [O III] 4959+5007 Å, representa una manera simple de trazar los mecanismos de enfriamiento (e indirectamente al calentamiento y al proceso de fotoionización).

De acuerdo a Peimbert et al. (2005), hay cuatro distintas maneras para calibrar el diagrama log O₂₃ versus 12+log(O/H):

1. Mediante modelos de fotoionización en donde el valor de O/H es un parámetro de entrada o *input* y se ajustan las razones modeladas de [O II] 3727Å/H β y [O III] 4959+5007Å/H β . Aún los mejores modelos que ajustan regiones muy poco metálicas, como NGC 346, predicen valores de $T_{e(4363/5007)}$ menores que los observados. En el caso de IZw18, esta

TABLA 1.1: Indicadores de metalicidad

Indicador	Autor
$([\text{O II}] 3727 + [\text{O III}] 4959+5007)/\text{H}\beta$	Pagel et al. (1979), McGaugh (1991), Pilyugin (2001) Pilyugin & Thuan (2005), Peimbert et al. (2007)
$[\text{O II}] 3727/\text{H}\alpha$	Thompson & Djorgovski (1991), Mouhcine et al. (2005)
$[\text{O III}] 5007/\text{H}\beta$	Searle (1971), Esteban et al. (2005)
$[\text{N II}] 6548+6584 /\text{H}\alpha$	Storchi-Bergmann et al. (1994), Pettini & Pagel (2004)
$[\text{N II}] 6584/[\text{O II}] 3727$	Jensen et al. (1997), Kewley & Dopita (2002)
$[\text{O III}] 4959+5007/[\text{N II}] 6548+6584$	Alloin et al. (1979), Kewley & Dopita (2002)
$[\text{S II}] 6717+6735/\text{H}\alpha$	Denicoló et al. (2002)
$[\text{S II}] 6717+6731 +[\text{S III}] 9069+9532)/\text{H}\beta$	Vílchez & Esteban (1996), Pérez-Montero & Díaz (2005)
$([\text{S II}] 6724 + [\text{S III}] 9069+9532 +[\text{S 4}]_{10.5\mu\text{m}})/\text{H}\beta$	Oey & Shields (2000), Pérez-Montero & Díaz (2005)
$([\text{S II}] 6717+6731 + [\text{S III}] 9069+9532)/([\text{O II}] 3727 + [\text{O III}] 4959+5007)$	Pérez-Montero & Díaz (2005)
$[\text{S III}] 9069/[\text{O III}] 5007$	Stasińska (2006)
$[\text{N II}] 6584/[\text{S II}] 6717$	Jensen et al. (1997), Kewley & Dopita (2002)
Diagram $\log(\text{H}\alpha/[\text{S II}] 6717,6735)$ versus $\log(\text{H}\alpha/[\text{N 2}] 6583)$	Sabbadin et al. (1977), Delgado et al. (2005)
$[\text{Ne III}] 3869/[\text{O II}] 3727$	Nagao et al. (2006), Shi et al. (2007)
$([\text{O II}] 3727+15.37([\text{Ne III}] 3869))/\text{H}\gamma$	Pérez-Montero et al. (2007)
$[\text{Ar III}] 7135/[\text{O III}] 5007$	Stasińska (2006)

diferencia entre las predicciones de modelos y las observaciones es de varios miles de grados, lo cual indica que se requieren fuentes energéticas adicionales.

- Mediante modelos de fotoionización que ajustan el valor observado de O_{23} con las abundancias derivadas de $T_{e(4363/5007)}$. Estos modelos suponen homogeneidad térmica. Cuando no se considera la presencia de inhomogeneidades de temperatura al usar líneas colisionalmente excitadas (LCE) para determinar abundancias, las abundancias resultantes son subestimadas con respecto a las abundancias obtenidas de líneas de recombinación (LR).
- De la abundancia de oxígeno obtenida de estrellas supergigantes — Se requiere observar las líneas fuertes del gas ionizado, así como los espectros ionizantes de las estrellas supergigantes de la región H II.
- Mediante LR de oxígeno. Este método tiene ventajas sobre los anteriores puesto que los mejores modelos de fotoionización no son capaces de reproducir todas las líneas de emisión, además de que las LR son independientes de las inhomogeneidades de temperatura. Sin embargo, las LR (distintas de las de hidrógeno y helio) son de iones de elementos poco abundantes (elementos pesados), por lo que son muy tenues y difíciles de observar en espectros nebulares. Hasta ahora la calibración del diagrama $\text{O}_{23} - \text{O}/\text{H}$ mediante LR,

particularmente usando el multiplete 1 del O II, ha sido establecida sólo para abundancias en la rama de alta metalicidad, es decir $12+\log(\text{O}/\text{H}) > 8.3$ (e.g. Peimbert et al. 2007).

Stasińska (2006) considera que un indicador ideal de metalicidad debe tener un solo valor con respecto a la metalicidad, un comportamiento dominado por una física bien entendida, no ser afectado por la presencia de gas difuso ionizado y ser independiente de la evolución química. Ningún indicador cumple con todas las características antes mencionadas, sin embargo, los indicadores presentados en la Tabla 1.1 son de gran utilidad para estudios que involucran regiones con abundancias comparables o mayores a la solar (Skillman, 1989), así como para regiones H II y galaxias H II en donde las líneas sensibles a la temperatura (como [O III] 4363 Å) son demasiado débiles como para ser detectadas (Pilyugin, 2000).

En el caso de O₂₃, en bajo grado de ionización (es decir, en altas temperaturas), el enfriador dominante es el hidrógeno, por lo que el indicador incrementa suavemente hasta alrededor de 1/3 de la metalicidad solar. Conforme aumenta la metalicidad, existe el problema de la creciente proporción de enfriadores del gas, que emite mayormente en estructura fina ([O III] 52 y 88 μm). Como consecuencia de la reducción de temperatura del gas, las razones de las intensidades de las líneas aurales a las nebulares ([O III] 4363/(4959+5007)Å) usadas para determinar $T_e([\text{O III}])$, se hacen progresivamente menores mientras aumenta la metalicidad, debido a la dependencia exponencial de la emisividad de las líneas colisionalmente excitadas (Bresolin 2007). Generalmente, los indicadores son calibrados con el oxígeno, por lo que se requiere un esfuerzo importante para determinar los límites superiores de estos indicadores.

Afortunadamente, hoy en día tenemos la ventaja de poder utilizar telescopios grandes, de 8-10m de apertura, que permiten observar las líneas fuertes en galaxias con altos corrimientos al rojo, aún cuando las distancias mayores de dichos objetos hacen que los flujos observados decrezcan dramáticamente (Peimbert et al. 2007). Sin embargo, la competencia por el tiempo de observación en los grandes telescopios hace que sea difícil observar un objeto que ha sido observado antes con otros telescopios, aunque no con la calidad necesaria para ver las líneas débiles como [O III] 4363 Å ó las líneas del He I.

Actualmente, el método más utilizado para determinar abundancias es en regiones fotoionizadas es el llamado método directo. Éste consiste en determinar una temperatura para todo el objeto (generalmente determinada a partir del cociente de líneas de [O III] 4363/(4959+5007)Å) y, posteriormente, utilizar dicha temperatura para determinar las abundancias de todos los elementos observables. Una variante de este método, que también se conoce como método directo, es suponer dos zonas con una temperatura homogénea en cada una. Un problema

importante de la determinación de abundancias mediante el método directo es que, en objetos lejanos ($z > 1$), las líneas se corren hacia el IR cercano, justamente donde el cielo es varias magnitudes más brillante que en el óptico, y no todas las líneas caen en ventanas atmosféricas, impidiendo su medición desde el suelo. Por ejemplo, en algún objeto ($z \gg 1$), la línea de [O II] podría caer en la banda H; [O III] y $H\beta$ en la banda J y [N II] y $H\alpha$ caerían entonces en la banda K. En este caso no sería fácil observar todas esas líneas en la misma observación, lo que a su vez introduce errores en las calibraciones de los flujos relativos (Pettini & Pagel 2004).

Además de los problemas mencionados anteriormente, algunos indicadores como O_{23} son de valor doble (Figura 1.1). Este comportamiento del indicador O_{23} se debe a que, a bajas metalicidades (lo que implica altas temperaturas, $T_e > 10,000$ K), el enfriador dominante en regiones H II es Lyman α , por lo que la intensidad total de O_{23} aumenta conforme la metalicidad incrementa. Mientras la metalicidad continúa aumentando y la temperatura disminuyendo, la intensidad de las líneas ópticas del O alcanzan un máximo alrededor de 1/3 de la abundancia solar del oxígeno y luego las líneas infrarojas de estructura fina de [O III] (52 y 88 μm), de [C II] (158 μm) y de [N II] (121 y 205 μm) comienzan a dominar el enfriamiento, entonces, decrece la intensidad de las líneas colisionalmente excitadas (LEC) del O en el óptico (Van Zee et al. 1998).

Las líneas del nitrógeno son una opción que debe utilizarse sólo cuando realmente no hay otras líneas que analizar, puesto que, en alta metalicidad, el N se comporta como un elemento secundario² (en abundancias bajas, el N se comporta como elemento primario —Dopita & Evans 1986). Por otro lado, como las líneas están muy cerca en longitud de onda ([N II] 6548, 6584 Å y 6563 Å, $H\alpha$), la corrección de su cociente por enrojecimiento es casi nula y una abundancia obtenida con estas tres líneas proporciona una primera y rápida determinación de la metalicidad del objeto.

²Durante el Big Bang se formaron principalmente H y ^4He , así como una pequeña cantidad de D, ^3He y ^7Li . Posteriormente, el H fue convertido en He mediante reacciones de fusión y, en las primeras estrellas masivas (que frecuentemente se llaman de Población III) se generaron los primeros metales también con reacciones de fusión, por ejemplo $3\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C}$ y $^{12}\text{C} + \text{He} \rightarrow ^{16}\text{O}$ (básicamente se formaron núcleos atómicos con un número par de protones; es decir, se formaron aquellos elementos compuestos de partículas α). Esta conversión directa de H en elementos más pesados se llama nucleosíntesis primaria, de modo que los elementos pesados formados de las primeras reacciones de fusión se conocen como elementos primarios (Osterbrock & Ferland, pág. 232). Los elementos pesados producidos en generaciones posteriores de estrellas se conocen como elementos secundarios, tal es el caso del N. Sin embargo, se piensa que también hay una fracción importante de N primario (importante relativo a la pequeña fracción de metales de origen primario), aunque, la producción del N con respecto al O aún tiene incertidumbres muy grandes (Edmunds & Pagel 1984).

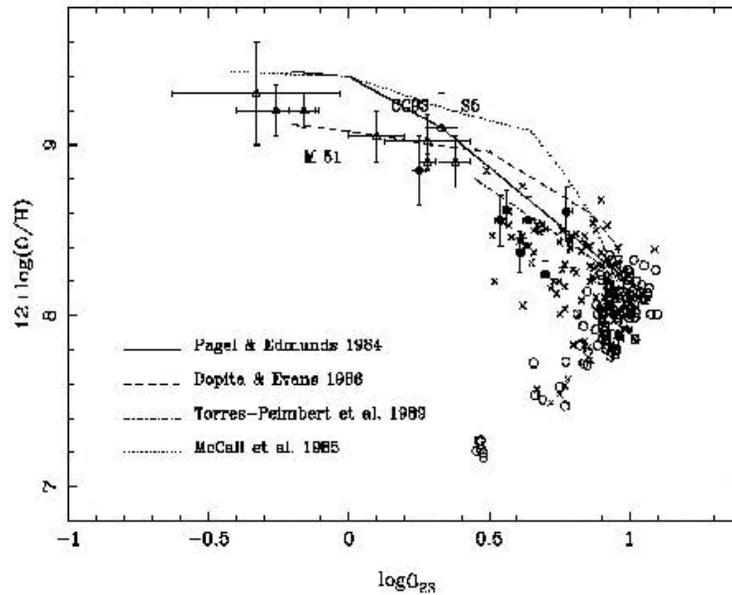


FIGURA 1.1: Diagrama $O_{23} - O/H$. Los círculos llenos representan los modelos de fotoionización hechos por Castellanos et al. (2002), las cruces representan observaciones de regiones H II en galaxias espirales e irregulares (estudiadas con el modelo de 2 zonas), los círculos son observaciones de galaxias H II (también estudiadas con el modelo de 2 zonas) y los triángulos son observaciones de regiones H II de alta metalicidad (a las cuales se les hizo un modelo de fotoionización detallado). Adicionalmente, se presentan cuatro distintas calibraciones listadas en la figura misma. La figura fue tomada de Castellanos et al. (2002).

El carbono no tiene LCE en el visible, por lo que este elemento no puede utilizarse como un diagnóstico de líneas fuertes. Adicionalmente, las líneas de emisión en el visible son muy débiles como para ser observadas aún en objetos relativamente cercanos como las Nubes de Magallanes. Sin embargo, no debe menospreciarse el hallar la abundancia de C dado que existe el problema del enriquecimiento de C en la Galaxia: los códigos de evolución química arrojan valores de la tasa de producción neta, *yield*, de C para estrellas de baja, intermedia y alta masa, con una dispersión importante. Ésto es debido a que dichos códigos son incapaces de incluir todos los factores que afectan la producción del C, por ejemplo que el C es producido por estrellas de baja, intermedia y alta masa y que el *yield* depende también del tratamiento de la convección y la tasa de $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ (Carigi et al. 2005).

El azufre también podría utilizarse, pero tiene la desventaja de que sus líneas tienen una gran diferencia respecto de las líneas del H en cuanto a longitudes de onda ([S II] 6717, 6731 Å, [S III] 9069, 9532 Å, [S IV] 10.5 μm y 4861 Å, H β) y, por lo tanto, cualquier imprecisión en

la corrección por enrojecimiento produce errores que no deben ser ignorados. Adicionalmente, es necesario tomar en cuenta todos los estados de ionización en la nebulosa para no hacer una mala estimación (Oey & Shields 2000).

Las calibraciones del diagrama $O_{23} - O/H$ son empíricas en el extremo de baja metalicidad, pero en el extremo de alta metalicidad, la calibración debe apoyarse en modelos teóricos porque no hay determinaciones directas de las abundancias en estos objetos (Castellanos et al. 2002). Estos modelos (de alta metalicidad) pueden ser muy complejos puesto que deben tomar en cuenta la dependencia simultánea de varios procesos físicos, por ejemplo: (i) el parámetro de ionización, U ; (ii) la temperatura efectiva de la estrella, T_{eff} ; (iii) la geometría del objeto; (iv) la estructura de la ionización nebulosa; (v) el marco de referencia o enfoque específico del trabajo (la estructura de la temperatura en este caso); (vi) suposiciones acerca de los efectos de la evolución química (la fracción que es de origen primario y la que es de origen secundario); entre otras.

La primera propuesta para estudiar regiones H II, hecha por Strömgren (1939), supone que la región más cercana a las estrellas tiene casi todo el hidrógeno ionizado y la región limítrofe entre la zona de H ionizado e H neutro es muy delgada, por lo que puede ser ignorada. Esta primera aproximación a la realidad, la esfera de Strömgren, proporcionó las bases para la segunda aproximación: el modelo de dos zonas. Este último es el más utilizado actualmente y es también el que fue usado por Pilyugin (2001) para encontrar que no hay una calibración absoluta del diagrama $\log O_{23}$ versus $12 + \log(O/H)$ (que llamaré diagrama $O_{23} - O/H$ de aquí en adelante), sino una familia de curvas dependientes de la temperatura del gas.

El construir modelos computacionales de regiones H II mediante códigos de fotoionización tales como `Cloudy`, `MAPPINGS` y `MOCASSIN`, es una estrategia que permite entender la física que sucede en dichos objetos, ya que permiten estudiar a detalle y de manera independiente cada uno de los procesos físicos que ocurren en las regiones fotoionizadas. Sin embargo, es necesario tener presente que los resultados obtenidos por estos modelos pueden estar muy lejos de la realidad (Stasińska 2000); entre otras razones debido a que (por capacidad computacional) no se pueden tomar en cuenta todos los datos atómicos, la geometría del objeto puede ser mucho más compleja de la que se supone en el modelo, las fuentes y espectros ionizantes no incluyen vientos estelares y, en general, no se pueden considerar variaciones en el tiempo (el resultado del modelo es parecido a una fotografía en un tiempo determinado). Binette et al. (2003) variaron la amplitud de la energía de la fuente ionizante, encontrando que la t^2 producida por este proceso (que principalmente ocurre cerca del frente ionizante), tiene un valor entre 0.015-0.025 (los valores observados de t^2 para regiones H II varían de 0.020 a 0.120). Esto significa

que la variación en la amplitud de la energía no necesariamente explica el total de la magnitud de los valores observados de t^2 .

Los modelos computacionales de regiones fotoionizadas son una excelente herramienta si se puede hacer un modelo *ad hoc* del objeto en cuestión; de otra forma, los modelos computacionales son muy útiles para ayudar a identificar tendencias, sin embargo, es necesario mantener presente que no darán valores absolutos. Particularmente, cuando se usan los resultados de dichos modelos en conjunto con observaciones, se puede obtener una perspectiva distinta del estudio. Por ejemplo, los modelos computacionales pueden ayudar a determinar la distribución radial de la abundancia de oxígeno en una galaxia y, junto con las distribuciones radiales de gas y densidades de masa superficiales de las estrellas, pueden proveer una restricción confiable para los modelos de evolución química de galaxias espirales (Pilyugin 2000).

1.2. Diagnósticos del parámetro de ionización

El diagrama $O_{23} - O/H$ es una excelente primera aproximación para la determinación de la abundancia total de oxígeno. Este diagrama es calibrado utilizando modelos que dependen principalmente de los enfriadores del medio (*i.e.* la razón O/H); sin embargo, los objetos tienen una física mucho más compleja que la supuesta en dichos modelos. Ésto puede verse con claridad en el ancho de la curva del diagrama $O_{23} - O/H$ (ver Figura 1.1).

Un problema importante del diagrama $O_{23} - O/H$ es que dos objetos con distinta abundancia total de oxígeno pueden tener el mismo valor de O_{23} . Esto se debe a que para obtener el valor de la abundancia de oxígeno en el diagrama $O_{23} - O/H$, se requiere información detallada de [O II] y de [O III] (aunque ésta se perderá al sumar las intensidades de las líneas)³. Entonces, con el mismo valor de O_{23} , los dos objetos en cuestión podrían ser muy distintos: uno con una gran cantidad de O^+ y poco O^{++} , mientras que el otro al revés. En este caso, la diferencia entre estos dos objetos dependerá de la dureza de la radiación.

La geometría de la región H II está representada por un parámetro de ionización promedio, U , que es la razón de la densidad de fotones ionizantes por densidad de partículas:

$$U = \frac{1}{4\pi r^2 c n_H} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu = \frac{Q_{0,H}}{4\pi r^2 c n_H}, \quad (1.1)$$

³Las intensidades de [O II] 3727 Å y de [O III] 4959+5007 Å, permiten determinar las abundancias iónicas de O^+ y O^{++} , respectivamente. Al sumar las intensidades de estas líneas para obtener el valor de O_{23} , la información de particular de cada ión se pierde a cambio de obtener la abundancia total de oxígeno mediante el diagrama $O_{23} - O/H$.

donde L_ν es la luminosidad, $Q_{0,H}$ es la densidad de fotones ionizantes, n_e es la densidad de electrones y c es la velocidad de la luz.

McGaugh (1991) propuso que la dureza de la radiación se refleja en la razón de $[\text{O III}] 4959+5007 \text{ \AA} / [\text{O II}] 3727 \text{ \AA}$ y que ésta podría ser utilizada para acotar la metalicidad de los objetos y diferenciar las ramas del diagrama. McGaugh encontró que esta razón de líneas funciona bien en la rama de baja metalicidad ($12+\log(\text{O}/\text{H}) < 8.5$).

Posteriormente, Pilyugin (2000) redefinió la razón propuesta por MacGaugh (1991) como el parámetro $P = [\text{O III}] 4959+5007 \text{ \AA} / ([\text{O II}] 3726+3729 \text{ \AA} + [\text{O III}] 4959+5007 \text{ \AA})$. La ventaja de describir la dureza de radiación de esta manera es que las cantidades de O^+ y O^{++} se transforman en una fracción y, por lo tanto, se hace más fácil la comparación entre un objeto y otro. El parámetro P es un buen indicador de la dureza de la radiación, que sólo funciona si los flujos medidos observados reflejan sus contribuciones relativas a la radiación de toda la nebulosa. La relación entre el parámetro P y $\text{O}^{++}/(\text{O}^++\text{O}^{++})$ está descrita en la Sección 6.2.

Pilyugin (2000) introdujo un grado de libertad adicional en el diagrama $\text{O}_{23} - \text{O}/\text{H}$, resaltando que no se trata de una calibración absoluta sino de una familia de curvas de la forma $\text{O}/\text{H} = f(P, \text{O}_{23})$ que dependen de la temperatura electrónica del gas, T_e (Figura 1.2). Esta idea incorporó una parte de la complejidad de los objetos que engrosa la zona donde se localizan los objetos observados en el diagrama: el grado de ionización. En la presente tesis se incorporan otros dos grados de libertad que también son responsables de engrosar la curva del diagrama $\text{O}_{23} - \text{O}/\text{H}$: la presencia de inhomogeneidades de temperatura y la fracción de O capturada en granos de polvo.

1.3. Inhomogeneidades de temperatura

Peimbert (1967) presentó un estudio en donde mostró que las temperaturas calculadas mediante (i) la razón de las intensidades de las líneas prohibidas aurorales a nebulares y (ii) el cociente de las intensidades de las líneas de emisión del continuo libre-ligado (salto de Balmer, Paschen, etc.) a las líneas de emisión ligado-ligado del hidrógeno, presentan discrepancias importantes aún teniendo en cuenta que las temperaturas calculadas se refieren a volúmenes distintos y que los errores en dichas temperaturas son grandes. En este trabajo Peimbert explica como las temperaturas calculadas con los dos métodos antes mencionados, dependen de distintas funciones de la temperatura electrónica ponderadas por el cuadrado de la densidad y por el volumen considerado, por lo tanto, si hay inhomogeneidades térmicas en el volumen considerado, las temperaturas observadas diferirán de la temperatura promedio (ver capítulo 3).

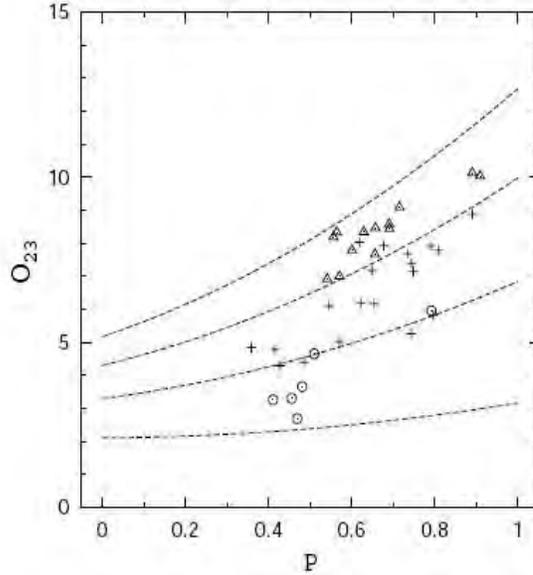


FIGURA 1.2: Diagrama del parámetro P contra O_{23} . Se muestra la familia de curvas con la forma $T_e = f(P, O_{23})$, donde $P = [\text{O III}] 4959 + 5007 \text{ \AA} / ([\text{O II}] 3727 \text{ \AA} + [\text{O III}] 4959 + 5007 \text{ \AA})$ y $O_{23} = ([\text{O II}] 3727 \text{ \AA} + [\text{O III}] 4959 + 5007 \text{ \AA}) / H\beta$. Las regiones H II observadas con $T_e < 0.8$ se representan con los círculos, los signos de más representan las que tienen $0.8 < T_e < 1.0$ y los triángulos las de $T_e > 1.0$. Las curvas presentadas fueron calculadas con valores fijos de $T_e = 0.6, 0.8, 1.0$ y 1.2 (de arriba hacia abajo). Esta figura fue tomada de Pilyugin (2001).

Posteriormente, Peimbert & Costero (1969) presentan el formalismo de estas inhomogeneidades de temperatura para determinar abundancias químicas en regiones fotoionizadas.

Varios estudios (*e.g.* McCall et al. 1985, Torres-Peimbert et al. 1989; Dopita & Evans 1986) presentan que los valores de O/H derivados de valores observados de T_e , son más bajos que las calibraciones obtenidas mediante modelos de fotoionización (ver figura 1.3). Probablemente esto se debe, al menos en parte, a las variaciones espaciales en la temperatura en los volúmenes observados. De igual modo, Castellanos et al. (2002) comparan las calibraciones de modelos con las de observaciones y encuentran que las abundancias se sobreestiman por un factor de tres en las regiones H II de relativamente baja excitación. Peimbert et al. (1993) muestran que en regiones H II, las abundancias obtenidas mediante LR, típicamente son mayores que las de LCE en el óptico por factores de dos a tres y una posible explicación de esto son las inhomogeneidades de temperatura.

De acuerdo a Torres-Peimbert & Peimbert (2003), importantes inhomogeneidades térmicas pueden ser producidas por los siguientes siete mecanismos: inhomogeneidades químicas, deposición de energía mecánica, deposición de energía magnética, regiones ensombrecidas, de-

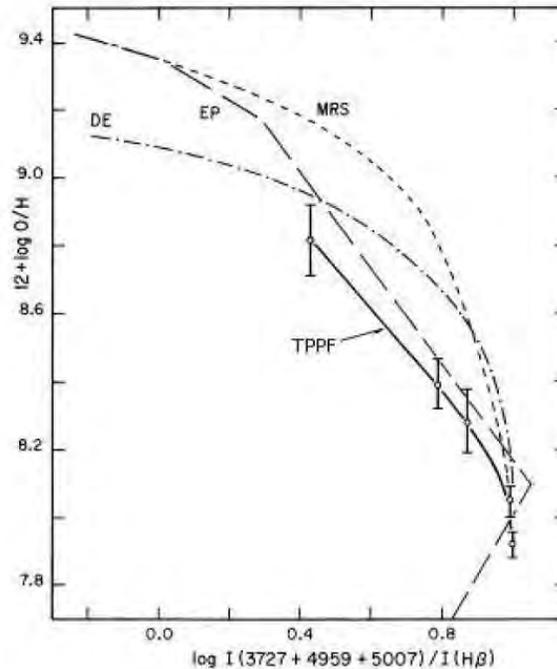


FIGURA 1.3: Diagrama $O_{23} - O/H$. Esta figura muestra la comparación de la calibración de Torres-Peimbert et al. (1989) -TPPF, con las de Edmunds & Pagel (1984) - EP, McCall et al. (1985) - MRS, y Dopita & Evans (1986) - DE. La calibración de TPPF fue hecha con observaciones de regiones HII (presentadas con los círculos abiertos y sus respectivas barras de error), mientras que las calibraciones de EP, MRS y DE fueron hechas a partir de modelos de fotoionización. Todas las relaciones fueron obtenidas ignorando las inhomogeneidades de temperatura. Esta figura fue tomada de Torres-Peimbert et al. (1989).

crecimiento del flujo ionizante, variaciones de densidad y calentamiento de polvo. Para regiones HII, estos mecanismos afectan de la siguiente manera:

- Inhomogeneidades químicas — En general se toman como “nudos” pobres en metales y de alta densidad que están inmersos en un volumen de baja densidad (e.g. Liu et al. 2000; Ercolano et al. 2007).
- Deposición de energía mecánica — Los vientos que empujan el material, van dejando espacios vacíos que se miden con el factor de llenado o *filling factor* (e.g. Mallik & Peimbert 1988; Berkhuijsen & Müller 2008) o la energía que arrojan al medio las ondas de choque (e.g. Peimbert et al. 1991; Lagrois et al. 2012).
- Deposición de energía magnética — Ésta es sin duda la menos estudiada y los estudios

que hay suponen que el campo magnético presente en las regiones H II es constante. La inhomogeneidad del campo magnético en sí misma causaría inhomogeneidades de temperatura aunque no sabemos qué tanto aportaría este efecto a la magnitud total de t^2 (e.g. Heiles et al. 1981; Gendelev & Krumholz 2012).

- Regiones ensombrecidas — Éstas zonas no son ionizadas por radiación directa, sino que su ionización es por radiación difusa, por lo que su temperatura es considerablemente menor que las regiones que son ionizadas por la estrella (Mathis 1976; O’Dell et al. 2003). Este efecto es importante para las regiones H II ya que, como son nubes alrededor de estrellas jóvenes, aún hay una gran cantidad de gas y polvo capaz de producir las sombras mencionadas.
- Decremento del flujo ionizante — De manera simplista, conforme “nos alejamos” de la fuente, la cantidad de fotones ionizantes va disminuyendo porque se va ionizando el material. Adicionalmente, hay energía sobrante de los fotones más enérgicos después de que ionizaron el medio; éstos se sumarán a los fotones de baja energía que siguen llegando de la fuente, provocando un acumulamiento de energía (e.g. Terlevich & Melnick 1981; Azimlu et al. 2011).
- Variaciones de densidad — En imágenes, se pueden ver como filamentos, sábanas, cúmulos o capas de mayor densidad. Si se supone que el calentamiento es sólo por fotoionización, estas variaciones de densidad por sí solas producen variaciones en la temperatura (e.g. Rubin 1989; Tsamis & Péquignot 2005).
- Calentamiento de polvo — A través de modelos de fotoionización se ha encontrado que, particularmente cuando hay filamentos que contienen granos de polvo pequeños, este efecto de hecho produciría inhomogeneidades apreciables en la temperatura (e.g. Stasińska & Szczerba 2001; Peimbert & Peimbert 2011).

Adicionalmente a los siete anteriores mecanismos, encontré en la literatura otros dos que también producen inhomogeneidades de temperatura:

- Rayos X — Existe la posibilidad de que “nudos” fríos y densos, ionizados por rayos X e inmersos en gas de baja densidad ionizado por radiación UV extrema, expliquen los factores de discrepancia entre las abundancias determinadas mediante LR y LCE observados en regiones H II; este modelo se conoce como X-E. Sin embargo, los flujos de rayos X estelares y difusos requeridos para que este modelo funcione, son mayores que los observados (e.g. Ercolano 2009).

- Rayos cósmicos — Si se asume que la tasa de producción de rayos cósmicos es una función creciente con la luminosidad estelar, entonces es posible que la ionización por rayos cósmicos del componente frío de regiones H II sea un mecanismo clave para producir los valores de t^2 que se observan (e.g. Giammanco & Beckman 2005).

La mayoría de los modelos de fotoionización que se presentan en la literatura son unidimensionales (éste es el caso de `Cloudy`, entre otros). Este tipo de modelos consideran el decremento del flujo ionizante y la opacidad del polvo. También se encuentran en la literatura modelos de fotoionización que buscan tener mayor complejidad para reproducir mejor las observaciones. Un ejemplo de este tipo de modelos complejos es una convolución de modelos más simples, otro ejemplo son modelos tridimensionales. Con estos modelos complejos, se consigue obtener mecanismos adicionales al decremento del flujo ionizante y la opacidad del polvo, tales como sombras o variaciones en la densidad.

Los modelos simples de fotoionización han considerado por separado cada uno de los nueve mecanismos que mencioné anteriormente, encontrando que el incremento por cada uno de los mecanismos en el valor total de t^2 es alrededor de 0.004. Hay pocos modelos en la literatura que encuentran valores de t^2 en el intervalo observado (generalmente, entre 0.020 y 0.120). Todos estos modelos son de muy alto grado de complejidad y, frecuentemente, los autores los descartan porque requieren condiciones físicas muy *ad hoc*. Por lo tanto, el número de trabajos que continúan esta línea de investigación para reproducir los valores observados de t^2 , es muy limitado. Es uno de mis proyectos futuros involucrarme en la realización de un modelo complejo de fotoionización.

La discrepancia entre las abundancias obtenidas a partir de LR y las obtenidas a partir de LCE se conoce como factor de discrepancia de abundancias (ADF, por sus siglas en inglés) y es un problema actual en el campo de abundancias químicas en regiones fotoionizadas. Una explicación propuesta para el problema del ADF es considerar la presencia de inhomogeneidades de temperatura al determinar abundancias mediante LCE, otra explicación podría ser la presencia de inhomogeneidades químicas fuertes (Tenorio-Tagle 1996; Liu et al. 2000; Tsamis & Pequignot 2005; Ercolano et al. 2007). En este caso, algunos lugares tendrían concentraciones de alta densidad, “nudos”, hechos de material pobre en H, inmerso en regiones de baja densidad. Sin embargo, es de notar que ésta explicación también implica una fuerte variación de temperatura, puesto que los “nudos” tendrían una menor temperatura que la del medio de baja densidad (Peimbert et al. 2004).

1.4. Justificación

El conocimiento preciso de las abundancias de los elementos químicos es esencial para un entendimiento de la evolución estelar y los sistemas estelares. Dicho conocimiento ha permitido contestar algunas preguntas que conciernen la evolución química del Universo local y hoy en día está tomando un papel de mayor importancia en cuanto al Universo joven (Pérez-Montero & Díaz 2005).

Al describir la importancia de la familia de curvas, Pilyugin (2000) escribe que “la validez de la relación obtenida de $O/H=f(P, O_{23})$ depende de la confiabilidad de las abundancias de oxígeno en las regiones H II para las cuales dicha relación fue derivada. El modelo de dos zonas para T_e , está en el fundamento de la determinación de abundancias del presente estudio. Entonces, la relación $O/H=f(P, O_{23})$ no puede ser más creíble que el modelo de dos zonas para T_e . Si alguna vez se establece que el modelo de dos zonas para T_e es una vaga aproximación de la realidad y lleva a incertidumbres grandes en las abundancias del oxígeno, entonces las abundancias de O en regiones H II deben ser redeterminadas en el marco de un modelo más realista y la relación $O/H=f(P, O_{23})$ debe ser revisada”.

La calibración de Pilyugin (2001), así como la de muchos otros autores que utilizan el modelo de ionización de dos zonas, tiene una discrepancia de un factor de dos a tres con respecto a las abundancias químicas calculadas con LR. Esto muestra que el modelo tradicional de dos zonas de la actualidad tiene al menos un problema de importancia. La determinación de abundancias que permite la presencia de inhomogeneidades de temperatura, presenta una posible solución al problema de discrepancia de abundancias.

Una discrepancia de un factor tan grande en las abundancias tiene implicaciones no sólo en el conocimiento de la evolución química de los objetos individuales, sino también en cuanto a la cosmología. Conocer la evolución química de las regiones H II Galácticas y extragalácticas es fundamental para el entendimiento de la evolución química de las galaxias y es por esto que se ha dedicado tanto esfuerzo para encontrar un método que nos permita, cuando menos, poner una cota en la evolución química de dichos objetos. Por lo tanto, la precisión de una calibración de metalicidad es fundamental para el estudio de la evolución química del Universo. De esta manera, se presenta la importancia de recalibrar el diagrama $O_{23} - O/H$, considerando dichas inhomogeneidades de temperatura, para así alcanzar un siguiente nivel de aproximación a la realidad.

1.5. Aplicaciones

La calibración precisa de un indicador de metalicidad contra la cantidad de oxígeno relativa al hidrógeno (como O_{23}), afecta de manera importante la determinación de la abundancia de elementos químicos, la tasa de formación estelar, la función inicial de masa, la formación y evolución de galaxias e incluso la evolución química del Universo (Peimbert et al. 2004; Stasińska 2006; Shi et al. 2007).

Algunos ejemplos del uso de indicadores de metalicidad en diversas áreas de la Astronomía incluyen el estudio de la metalicidad de galaxias H II, que permite comprender cómo ha cambiado el Universo local. Lara-López et al. (2009) muestran, mediante el uso del indicador N_2/O_2 (Sección 2.1.5) en una muestra del SDSS, que hay un decremento de ~ 0.1 dex en $12+\log(O/H)$ en un intervalo de corrimientos al rojo de $0.3 < z < 0.4$, lo cual es un resultado consistente con los modelos de metalicidad de Buat et al. (2007). En el contexto del Universo joven, la tasa de producción neta, *yield*, de algunos elementos pesados puede determinarse con ayuda de indicadores de metalicidad; éste es el caso de una muestra de galaxias espirales compilada de la literatura en la que, usando el indicador O_{23} , Pilyugin et al. (2007) determinaron que el *yield* de oxígeno es alrededor de 0.0035, dependiendo de la fracción de oxígeno incorporado a granos de polvo. Un factor de alrededor de dos en la cantidad de elementos pesados debe tener implicaciones importantes en la formación de planetas, que a su vez es relevante para el estudio de las Ciencias Planetarias y la Astrobiología.

La interpretación de las propiedades de los espectros integrados tanto de regiones H II como galaxias H II y otros objetos, así como las estimaciones de la tasa de formación estelar en un amplio rango de corrimientos al rojo, requiere el uso de un rango de indicadores de la formación estelar como por ejemplo $[O II] 3727 \text{ \AA}/H\alpha$ (Mouhcine et al. 2005). Sin embargo, la cantidad de objetos con corrimientos al rojo intermedios que han sido observados con líneas de emisión suficientes para determinar directamente la metalicidad son pocos y es por esto que se requiere una muy buena precisión en las calibraciones de indicadores de metalicidad.

Capítulo 2

Características específicas de los distintos indicadores

En la literatura, la nomenclatura de cada indicador va de acuerdo al autor o autores que lo proponen, de modo que no se encuentra homogeneidad de ningún tipo. A fin de tener mayor claridad, en este trabajo utilizaré la siguiente nomenclatura: (i) el nombre de cada indicador será el nombre del elemento y el estado de ionización se indicará con un número como subíndice, por ejemplo $\text{Ar}_3/\text{O}_3 = [\text{Ar III}] 7135 / [\text{O III}] 5007$; (ii) todos los indicadores son cocientes contra $\text{H}\beta$ y en caso de que se requiera hacerlas contra $\text{H}\alpha$, se les indicará con el símbolo \times , por ejemplo $\text{N}_2 = [\text{N II}] 6584 / \text{H}\beta$, así como, $\text{N}_2^\times = [\text{N II}] 6584 / \text{H}\alpha$.¹

2.1. Indicadores de metalicidad

Cada uno de los indicadores de metalicidad tiene ventajas y desventajas sobre el indicador de Pagel et al. (1979), O_{23} . Éste es el mejor trazador de los elementos pesados, ya que los estados de ionización más importantes del oxígeno pueden observarse y medirse (Shi et al. 2007). Sin embargo, O_{23} es fuertemente dependiente del estado de ionización y tiene valor doble con respecto a $12+\log(\text{O}/\text{H})$. A continuación se presentan brevemente las ventajas y desventajas más importantes de los indicadores de metalicidad que encontré en la literatura hasta el momento (ver Tabla 1.1).

¹Por simplicidad en el índice general al buscar un indicador de metalicidad específico, omitiré el símbolo \times en el subtítulo de los indicadores que lo contengan, respetando el punto (i) de la nomenclatura que propongo en esta tesis.

2.1.1. Indicador O_{23}

Este indicador fue propuesto por Pagel, Edmunds, Blackwell, Chun & Smith (1979) simplemente como el cociente de $([O II] 3727 + [O III]4959, 5007)/H\beta$, mismo que fue llamado R_{23} a partir de Skillman (1989) y, después del 2000, también es conocido como O_{23} . Frecuentemente en la literatura se llama método de Pagel a la determinación de la abundancia total de oxígeno mediante el indicador O_{23} . Hoy en día este indicador es el más utilizado en conjunto con algún indicador del grado de ionización que ayude a romper la degeneración de la familia de curvas. Los indicadores del grado de ionización más usados en la literatura son la razón de líneas $[O III]4959, 5007/[O II]3727$ propuesta por McGaugh (1991) y el parámetro $P=[O III]/([O II]+[O III])$ introducido por Pilyugin (2000).

Pagel et al. (1979) proponen O_{23} a partir de espectros de seis regiones H II de NGC 300 y de otras tres regiones H II de NGC 1365. Ellos obtuvieron temperaturas y abundancias con el método directo² (cocientes de líneas y parámetros atómicos) y trataron de ajustarlos a la interpolación de una familia de modelos de fotoionización. Pagel y colaboradores se dan cuenta que los únicos parámetros observacionales que se pueden utilizar para escoger el mejor de sus modelos de fotoionización son las intensidades relativas a $H\beta$ de $[O II]$ y $[O III]$ (los demás elementos se observan sólo en un grado de ionización); por lo tanto, decidieron tomar como criterio para escoger el modelo, la suma de $[O II]$ y $[O III]$. Esta suma resulta ser invariante con respecto al factor geométrico y en cambio varía suavemente como función de la temperatura efectiva estelar y la abundancia del oxígeno. La razón física de esto es que la energía total en LCE, está relacionada con el flujo ionizante y, por lo tanto, la intensidad de las líneas depende principalmente de la temperatura efectiva de la estrella y del número de enfriadores (una alta eficiencia en el enfriamiento empuja las LCE al IR, Torres-Peimbert et al. 1989). Esto es cierto tanto en alto como en bajo grado de ionización, por lo que las LCE visibles ($[O II] 3727 \text{ \AA}$ y $[O III] 4959, 5007 \text{ \AA}$) tienen el mismo comportamiento. Entonces, la suma de $[O II]$ y $[O III]$ disminuye para alta abundancia de oxígeno porque aumenta el enfriamiento, pero esta suma es poco sensible a que los factores geométricos afecten el grado de ionización, a diferencia de tomar en cuenta sólo las líneas de $[O III]$.

En el artículo de 1979, Pagel y colaboradores presentan solamente la parte superior del Diagrama $O_{23} - O/H$ y, posteriormente, Edmunds & Pagel (1984) presentan ambas ramas del diagrama. A partir de entonces es costumbre este formato, como se muestra en la Figura 2.1.

²El método directo, brevemente descrito en la Sección 1.1, supone que la temperatura es homogénea en todo el volumen del objeto y generalmente dicha temperatura se determina con el cociente de líneas del $[O III]$; posteriormente, esta temperatura se utiliza para obtener las abundancias de todos los elementos observables.

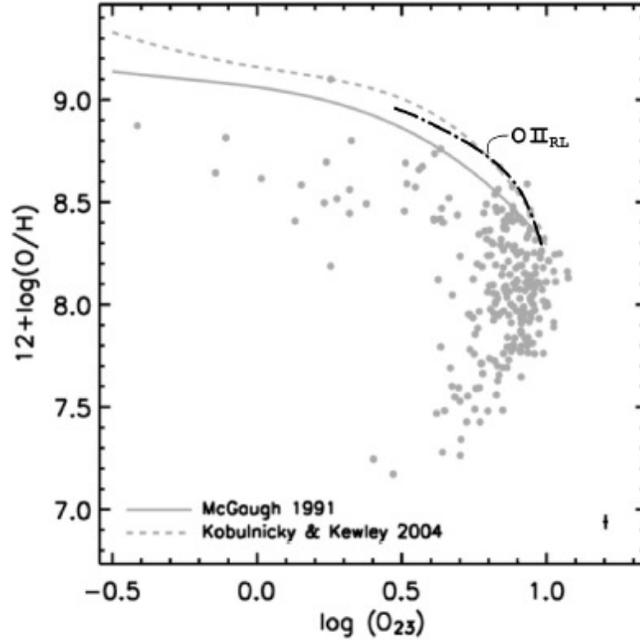


FIGURA 2.1: Diagrama $O_{23} - O/H$. Se muestra la calibración de Peimbert y colaboradores hecha con LR del multiplete 1 del O II para un parámetro $P=0.8$, donde $P = ([O III] 4959 + 5007 \text{ \AA}) / ([O II] 3726 + 3729 \text{ \AA} + [O III] 4959 + 5007 \text{ \AA})$. Los círculos representan observaciones de regiones H II cuyas abundancias se determinaron mediante LCE y considerando $t^2 = 0.000$. Se sobreponen las calibraciones de McGaugh (1991) y Kobulnicky & Kewley (2004), ambas basadas en modelos de fotoionización. La figura fue tomada de Peimbert et al. (2007).

Después del trabajo de Pagel et al. (1979), se han realizado muchas calibraciones buscando otros indicadores que funcionen igual o mejor que O_{23} . Sin embargo, la intención final de todas las calibraciones es proveer un método para determinar la abundancia de elementos pesados con respecto al hidrógeno y, como no conocemos a detalle la evolución de cada uno de estos elementos, se prefiere el oxígeno por ser el más abundante. Adicionalmente, los grados de ionización más importantes del O son observables en el visible y éste es el elemento más importante en el proceso de enfriamiento (Peimbert & Peimbert 2005). Por otro lado, el valor doble y la gran dependencia del indicador O_{23} en la metalicidad y el grado de ionización, hace que sea muy atractivo buscar otros indicadores que tengan un comportamiento lineal con respecto a $12 + \log(O/H)$.

Como se mencionó anteriormente, el problema del ADF es un asunto aún en discusión en el campo de la determinación de abundancias químicas en regiones fotoionizadas. Este problema se extiende a las calibraciones del diagrama $O_{23} - O/H$ cuyas abundancias fueron determinadas mediante LCE, así como a las calibraciones del diagrama en donde las abundancias fueron de-

terminadas mediante LR. Esta discrepancia puede resolverse tomando en cuenta la presencia de inhomogeneidades de temperatura propuestas por Peimbert (1967). Es importante mencionar que esta diferencia existe también para las abundancias determinadas con las calibraciones de cualquier otro indicador contra $12+\log(\text{O}/\text{H})$ y es por esta razón que todas las calibraciones son afectadas por los resultados de este trabajo.

2.1.2. Indicador O_3

Este indicador fue introducido por Aller (1942) y se le llamó “gradiente de excitación” a partir de entonces. Posteriormente, fue utilizado por varios autores como Burbidge & Burbidge (1965), Peimbert (1968) y Searle (1971), para investigar cómo varían los gradientes radiales de abundancias en las galaxias espirales.

Debido a que las líneas ópticas de $[\text{O III}]$ dependen fuertemente en la T_e local, el indicador $\text{O}_3 = [\text{O III}] 5007/\text{H}\beta$ es sumamente sensible a la abundancia de oxígeno. Adicionalmente, la T_e depende a su vez del balance entre el calentamiento y la radiación ionizante de la estrella y el enfriamiento mediante excitación colisional de las transiciones de estructura fina (52 y 88 μm). El enfriamiento depende primeramente de la abundancia del oxígeno porque, donde O/H es grande, la tasa de enfriamiento es también grande y entonces el indicador O_3 tiene un valor pequeño (Jensen et al. 1976). Por estas razones, el indicador O_3 ha sido llamado “gradiente de excitación”.

Una ventaja importante de este indicador es que no depende sensiblemente de la determinación precisa de una ley de extinción interestelar dentro y fuera de las regiones observadas (Jensen et al. 1976), ni de la determinación precisa de la corrección por enrojecimiento, $C(\text{H}\beta)$. Adicionalmente, la región del espectro para las longitudes de onda que se involucran en el indicador O_3 , no tiene cuestiones de emisión atmosférica y la proximidad en longitud de onda con $\text{H}\beta$, minimiza las incertidumbres debidas a la respuesta instrumental (Esteban et al. 2005).

Por otro lado, los volúmenes en los que se forman las líneas que componen a este indicador pueden ser significativamente distintos, porque los potenciales de ionización para H^0 y O^+ son 13.6 eV y 35.1 eV, respectivamente. Como consecuencia, O_3 depende no sólo de la cantidad de oxígeno respecto al hidrógeno, también depende de las propiedades del campo de radiación ionizante y de la extinción selectiva dentro de la región ionizante (Jensen et al. 1976). Adicionalmente, $12+\log(\text{O}/\text{H})$ alcanza un valor máximo alrededor de 1/3 del valor solar y luego decrece conforme incrementa la metalicidad (en esencia el problema de valor doble del diagrama $\text{O}_{23}-\text{O}/\text{H}$), lo que implica que la interpretación de O_3 en regiones ricas en elementos pesados sea muy ambigua.

Finalmente, el indicador O_3 (al igual que otros indicadores de un solo grado de ionización, como O_2 , N_2 , etc.) provee menos información que O_{23} y es probable que ésta sea la razón de que O_3 se utilice con menor frecuencia. En resumen, el indicador O_3 funciona bien en la rama inferior del diagrama $O_{23} - O/H$, aunque presenta más cualidades como indicador del grado de ionización que como indicador de la metalicidad.

2.1.3. Indicador N_2

Lo más notable de este indicador es que $[N II] 6548$ y 6584 \AA son muy cercanas a $H\alpha$, lo cual hace que N_2 sea realmente sencillo para calibrar y que sea un indicador de gran utilidad. Denicoló et al. (2002) calibran el indicador $N_2^{\times} = [N II] 6548 + 6584 \text{ \AA} / H\alpha$, encontrando que tiene la gran ventaja de ser lineal para $7.2 < 12 + \log(O/H) < 9.1$ (Figura 2.2). El indicador N_2^{\times} fue propuesto por Storchi-Bergmann et al. (1994) a partir de observaciones de galaxias con formación estelar, galaxias azules compactas y galaxias H II.

La dispersión que se observa es en parte debida a que los autores consideran que la cantidad de nitrógeno con respecto a la de oxígeno es igual a la cantidad de nitrógeno ionizado con respecto al oxígeno ionizado, es decir, suponen que $N/O = N^+/O^+$, sin tomar en cuenta la fracción de N^{++} .

En baja metalicidad ($12 + \log(O/H) < 8.5$), el nitrógeno muestra también una gran dispersión relativa al oxígeno porque el cociente N/O es más sensible a la historia de formación estelar (N/O tiene un valor casi constante con respecto a O/H , Pilyugin et al. 2003). Como resultado, este indicador no es el más adecuado para estimar la abundancia de O , pero es útil para romper la degeneración de la rama a la que pertenece el objeto en el diagrama $O_{23} - O/H$ (Kewley & Dopita 2002). Mientras tanto, en alta metalicidad ($12 + \log(O/H) > 8.5$), el N se hace el enfriador dominante (Peimbert et al. 2007). Eventualmente, la T_e cae lo suficiente como para que las líneas de N se hagan más débiles conforme aumenta la metalicidad (ver Figura 2.4).

Van Zee et al. (1998) presentan que el indicador N_2^{\times} es válido para $12 + \log(O/H) < 9.1$ y en ausencia de choques, puesto que más allá no aparecen objetos en su muestra. Además, encuentran que los errores típicos son de 0.2 dex ó mayores, lo cual hace que este indicador no sea suficientemente preciso como estimador de abundancias. Sin embargo, concuerdan con otros autores en que este error es suficiente para romper la degeneración de O_{23} .

Posteriormente, Pettini & Pagel (2004) encuentran que para metalicidades superiores a la solar el indicador N_2^{\times} se satura, aunque es particularmente útil para galaxias con un corrimiento al rojo de $z = 1-3$ ($H\alpha$ y $[N II]$ se pueden seguir muy bien hasta $z \approx 2.5$, que es el límite de la banda K).

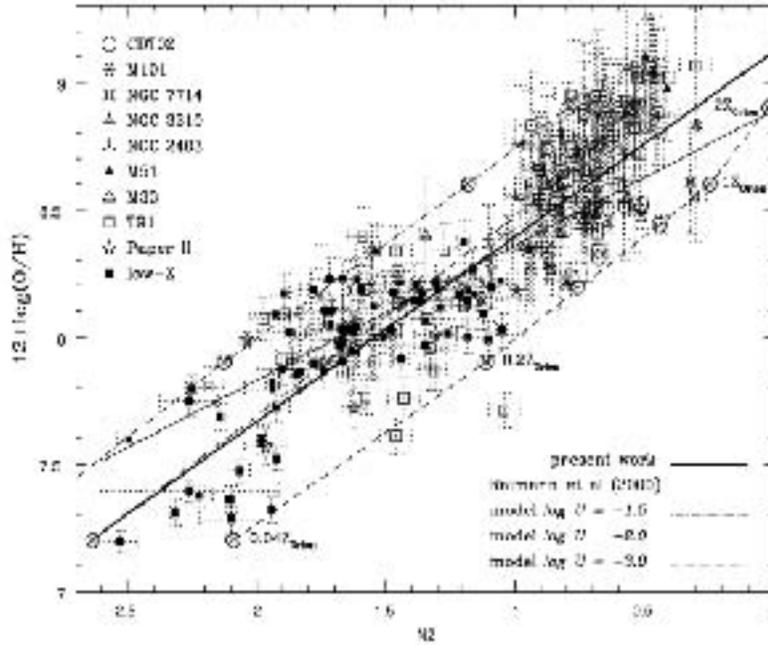


FIGURA 2.2: Diagrama N_2 -O/H. El ajuste lineal a la línea sólida es $12 + \log(O/H) = 9.12 + 0.73 - N_2$ con 0.85 de coeficiente de correlación (ésto es tomando en cuenta la dispersión de la distribución). Los círculos con cruces dentro corresponden a los modelos de fotoionización para las metalicidades etiquetadas a un lado de los puntos. Los círculos se refieren a las observaciones de galaxias de Castellanos et al. (2002) - CDT02, los cuadrados vacíos representan galaxias de baja metalicidad tomadas de Terlevich et al. (1991) - T91, los cuadrados llenos representan galaxias de baja metalicidad de Denicoló et al. (2002), mismo de donde fue tomada esta gráfica. Paper II de Terlevich et al. se refiere a un artículo que aparece en preparación en ese momento y parece no haber sido publicado. La esquina inferior derecha de la figura describe el parámetro de ionización, U, que fue utilizado para cada una de las curvas que se presentan. Esta figura fue tomada de Denicoló et al. (2002).

2.1.4. Indicador O_2

La línea de Balmer $H\alpha$ está directamente relacionada con el flujo ionizante total de un objeto (Mouhcine et al. 2005). Sin embargo, cuando esta línea se mueve hacia el IR cercano, la siguiente línea que inmediatamente “salta a la vista” y que está relacionada con la tasa de formación estelar de una galaxia, es $[O II] 3727 \text{ \AA}$ (Kewley et al. 2004).

El indicador $O_2^x = [O II] 3727 \text{ \AA} / H\alpha$ fue introducido por Thompson & Djorgovski (1991). Posteriormente, este indicador fue utilizado por varios autores como Mouhcine et al. (2005), quienes lo usan con el fin de medir la variación del mismo con respecto a metalicidad de las galaxias con un corrimiento al rojo promedio de $z \sim 0.06$. El hecho de definir $[O II] 3727 \text{ \AA}$ con respecto a $H\alpha$ (en lugar de $H\beta$) es para poder comparar con el indicador N_2^x . El indicador

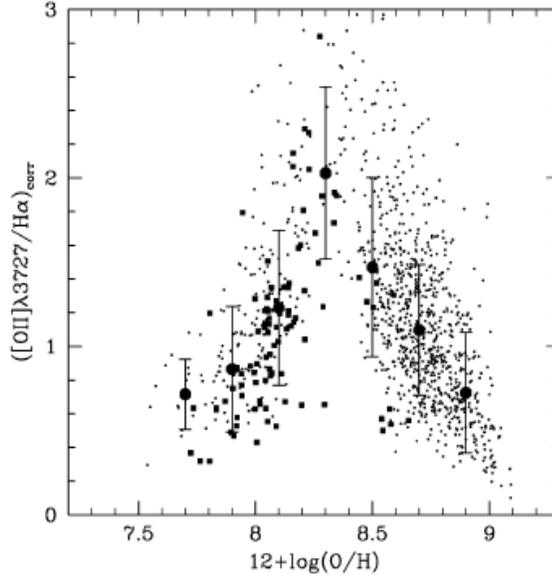


FIGURA 2.3: Diagrama O_2-O/H . Los círculos llenos y las respectivas barras de error muestran la desviación estándar del indicador como función de $12+\log(O/H)$, los cuadrados representan observaciones de galaxias con alto grado de ionización. Los puntos representan observaciones de galaxias tomadas de *2dF Galaxy Redshift Survey*. Esta figura fue tomada de Mouhcine et al. (2005).

O_2^\times tiene la gran ventaja de poder describir la metalicidad mejor que el indicador N_2^\times .

Mouhcine et al. (2005) encuentran que la relación de O_2^\times , corregido por enrojecimiento, con la abundancia del oxígeno se divide en dos partes: (i) en donde las galaxias pobres en elementos pesados ($12+\log(O/H) \lesssim 8.4$), O_2^\times aumenta junto con la abundancia de O y (ii) en donde las galaxias ricas en elementos pesados ($12+\log(O/H) \gtrsim 8.4$), la relación es igual pero con signo opuesto en la pendiente (ver Figura 2.3).

El indicador O_2^\times muestra que depende fuertemente del grado de ionización, además de que también presenta un problema de valor doble, sin embargo, tiene la ventaja de que esto último puede resolverse de manera relativamente sencilla con ayuda de otro indicador, por ejemplo N_2^\times u O_3 . Como se mencionó anteriormente, la degeneración del indicador O_{23} también puede romperse, aunque tal vez con menos certeza. El hecho de que O_2^\times sea mucho menos utilizado que O_{23} se debe a que este último provee mayor información de las condiciones físicas de los objetos.

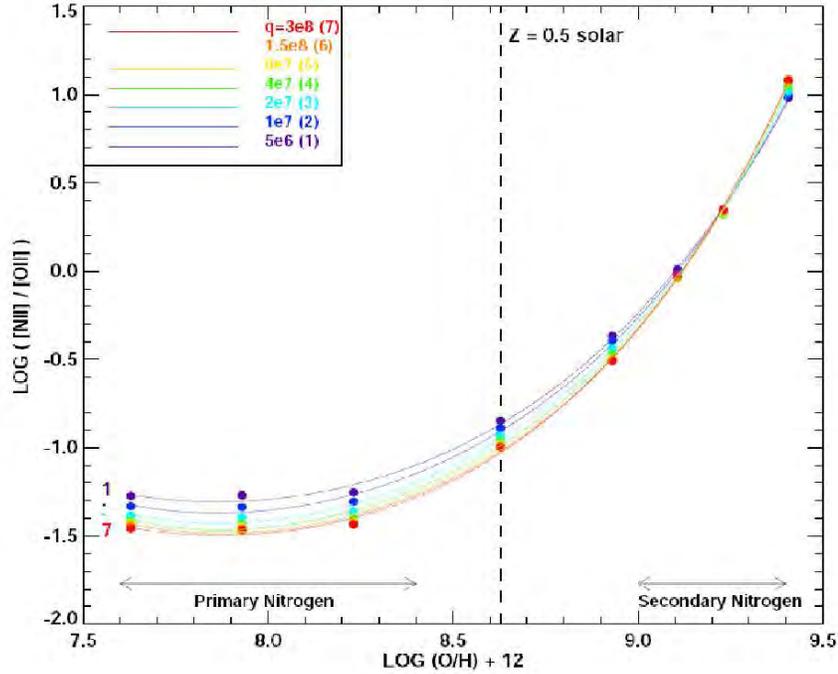


FIGURA 2.4: Diagrama $N_2/O_2 - O/H$. Las curvas representan modelos numéricos con distintos valores de q , que es el flujo de fotones ionizantes a través de una unidad de área, entre el número de densidad local de átomos de H, es decir $q = Q(H^0)/n$. Éste es el parámetro de ionización que puede interpretarse como la velocidad máxima de un frente de ionización causado por el campo de radiación local. Los valores de q que se presentan van de $5 \times 10^6 - 3 \times 10^8$ cm/s. Los puntos representan los modelos con metalicidades, de izquierda a derecha, de 0.05, 0.1, 0.2, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0 y 3.0 Z_{\odot} . Esta figura fue tomada de Kewley & Dopita (2002).

2.1.5. Indicador N_2/O_2

Originalmente, Jensen et al. (1976) proponen este indicador como $N_2/O_2 = [N II] 6584 / [O II] 3727$. Posteriormente, Van Zee et al. (1998) lo retoman para romper la degeneración de O_{23} y encuentran que funciona bien en el intervalo $-0.8 < \log([N II]/[O II]) < -1.00$ y no para $N/O > -1.0$ porque en el diagrama de este indicador contra O_{23} también hay un doblez.

La gran ventaja de este indicador es que las líneas que utiliza no son afectadas por población estelar subyacente y son fuertes, aunque la señal a ruido sea baja (Kewley & Dopita 2002). Adicionalmente, el nitrógeno y el oxígeno ionizados tienen potenciales de ionización similares entonces, N_2/O_2 es casi independiente del parámetro de ionización. Adicionalmente, estas especies deben formarse en aproximadamente el mismo volumen (Jensen et al. 1976).

Kewley & Dopita (2000), realizando modelos numéricos, encuentran que la dependencia en la metalicidad de este indicador es poco importante en el intervalo de $Z < 0.5Z_{\odot}$, es

decir $12+\log(\text{O}/\text{H}) < 8.6$. Esto se debe a que, para este intervalo de metalicidades, el N es principalmente primario (ver Figura 2.4). Debido a que a mayores metalicidades el nitrógeno es principalmente un elemento secundario (expulsado por las estrellas de intermedia y alta masa, “contaminando” el medio interestelar), N_2/O_2 es un excelente indicador para la determinación de abundancias para $12+\log(\text{O}/\text{H}) < 8.6$ (Jensen et al. 1976; Kweley & Dopita 2000).

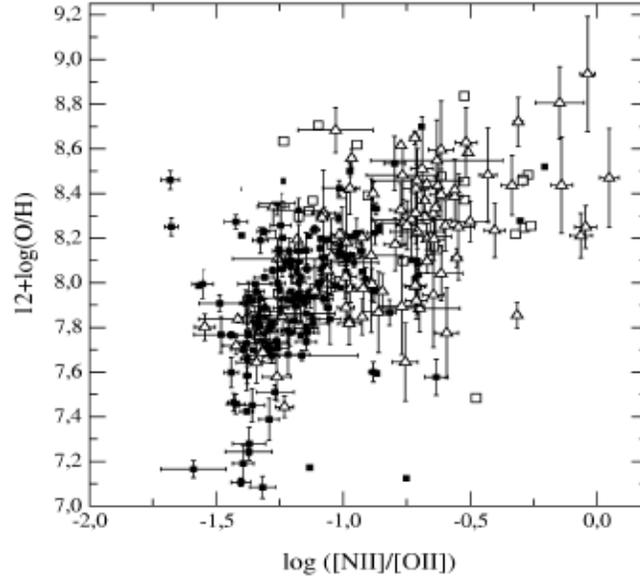


FIGURA 2.5: Diagrama $\text{N}_2/\text{O}_2 - \text{O}/\text{H}$. La muestra fue tomada de observaciones en la literatura, los cuadrados llenos son las galaxias HII, los triángulos son regiones HII gigantes extragalácticas y los cuadrados vacíos son regiones HII difusas en la Galaxia y las Nubes de Magallanes. Esta figura fue tomada de Pérez-Montero & Díaz (2005).

Pérez-Montero & Díaz (2005) observacionalmente encuentran una correlación para un intervalo más amplio de abundancias pero con una gran dispersión (Figura 2.5). Las desventajas de este indicador, son que ambas líneas pueden estar contaminadas de manera significativa por la emisión del cielo y que, debido a que las líneas están separadas en longitud de onda, la corrección por extinción es importante.

2.1.6. Indicador O_3/N_2

Este indicador fue propuesto como $[\text{O III}] 4959+5007 \text{ \AA} / [\text{N II}] 6548+6584 \text{ \AA}$ por Alloin et al. (1979), al encontrar una relación semi-empírica entre las intensidades de líneas y temperaturas, a partir de los modelos numéricos de regiones HII hechos por Stasińska (1978). Alloin y colaboradores llaman a la relación “semiempírica” porque es una extrapolación de regiones

H II donde la temperatura es determinada directamente mediante el cociente $[\text{O III}] 4363/(4959 + 5007) \text{ \AA}$, a regiones H II donde la línea auroral de dicho cociente de líneas es demasiado débil para ser detectada. Posteriormente, Kewley & Dopita (2002) revisan el indicador O_3/N_2 , pero sólo conservando las líneas más intensas de cada elemento, $[\text{N II}] 6584 \text{ \AA}/[\text{O III}] 5007 \text{ \AA}$, lo cual realmente no afecta dado que ambos cocientes (tanto la definición original del indicador por Alloin y colaboradores, como la que usaron Kewley & Dopita) son 3 a 1.

El hecho de que las líneas estén muy cercanas en longitud de onda a algunas líneas de Balmer es altamente provechoso, porque se puede eliminar el enrojecimiento sin mayor problema. Sin embargo, el cociente $[\text{N II}]/[\text{O III}]$ es fuertemente dependiente del parámetro de ionización ya que ambos iones tienen potenciales de ionización muy distintos, haciendo que este indicador tenga serias desventajas con respecto a otros, tales como $[\text{N II}]/[\text{O II}]$ ó $[\text{N II}]/[\text{S II}]$ (Kewley & Dopita 2002).

Pérez-Montero & Díaz (2005) determinan, mediante una comparación directa de datos observacionales, que $[\text{N II}]/[\text{O III}]$ es un diagnóstico de metalicidad válido sólo para $12 + \log(\text{O}/\text{H}) \gtrsim 7.8$, con una dispersión parecida a la del indicador N_2 (Figura 2.6).

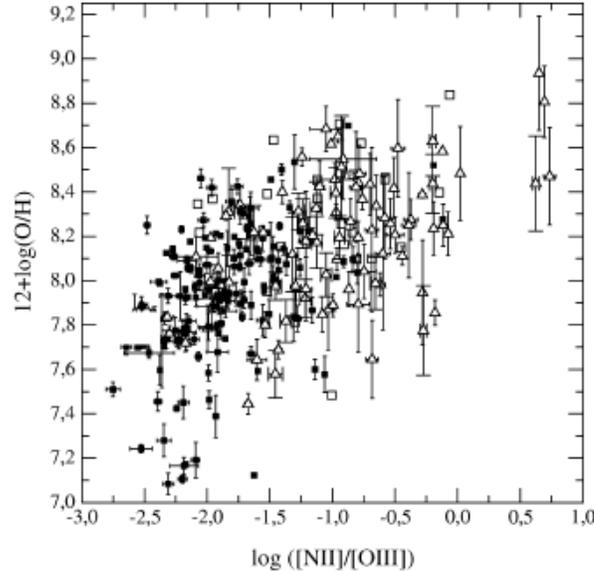


FIGURA 2.6: Diagrama $\text{N}_2/\text{O}_3 - \text{O}/\text{H}$. Las observaciones presentadas en la muestra, fueron tomadas de la literatura. Los cuadrados llenos son las galaxias H II, los triángulos son regiones H II gigantes extragalácticas y los cuadrados vacíos son regiones H II difusas en la Galaxia y las Nubes de Magallanes. Esta figura fue tomada de Pérez-Montero & Díaz (2005).

2.1.7. Indicador S_2

El indicador $S_2^\times = [\text{S II}] 6717+6735/\text{H}\alpha$ fue propuesto por Denicoló et al. (2002) como complemento para el indicador N_2^\times (Sección 2.1.3) en espectros de baja resolución donde la línea $[\text{N II}] 6584 \text{ \AA}$ se junta con $\text{H}\alpha$.

La relación entre S_2^\times y $12+\log(\text{O}/\text{H})$ tiene la ventaja de que no es fuertemente dependiente de correcciones por enrojecimiento, aunque no puede ignorarse el hecho de que la dispersión es grande.

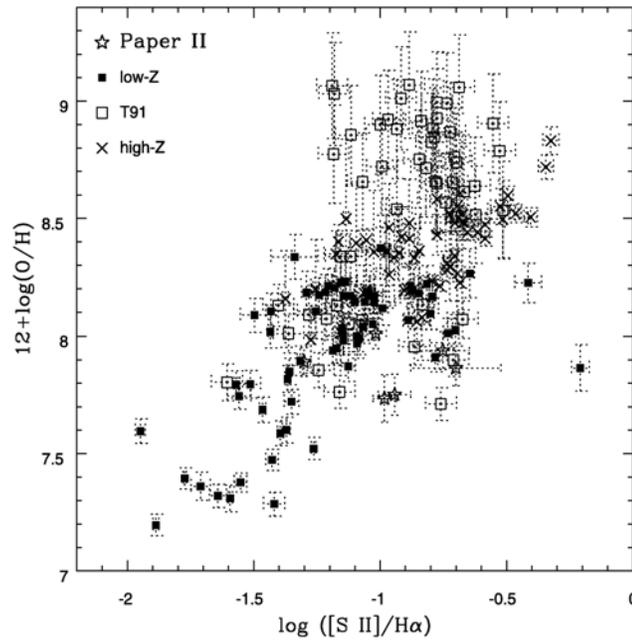


FIGURA 2.7: Diagrama $S_2 - \text{O}/\text{H}$. Las regiones H II de alta metalicidad ($12+\log(\text{O}/\text{H}) \geq 8.4$) son una compilación de la literatura hecha por Díaz & Pérez-Montero (2000) y Castellanos et al. (2002); las regiones H II de baja metalicidad ($12+\log(\text{O}/\text{H}) < 8.4$) son una compilación de la literatura hecha por Denicoló et al. (2002). Las estrellas representan observaciones de regiones H II obtenidas de Terlevich et al. (2004), Paper II; los cuadrados blancos representan observaciones de regiones H II obtenidas de Terlevich et al. (1991); los cuadrados negros representan observaciones de regiones H II con bajo corrimiento al rojo y las cruces representan observaciones de regiones H II con alto corrimiento al rojo. Esta figura fue tomada de Denicoló et al. (2002) —no se especifica en el artículo a qué z se refiere alto y bajo corrimiento al rojo.

En la Figura 2.7 puede notarse que la dispersión es bastante mayor que la del mismo diagrama para N_2^\times . Aunque los autores no presentan una línea de tendencia, sería interesante observar la diferencia de manera cuantitativa para poder comparar más directamente los indicadores S_2^\times y N_2^\times .

2.1.8. Indicador S_{23}

Vílchez et al. (1996) introdujeron este indicador con el fin de romper la degeneración del diagrama $O_{23}-O/H$. Esto es posible debido a que el indicador $S_{23} = ([S II] 6717 + 6731 \text{ \AA} + [S III] 9069 + 9532 \text{ \AA}) / H\beta$ crece monótonicamente (por lo menos hasta metalicidades solares –Pérez-Montero & Díaz 2005), además de ser un buen indicador de la T_e (Figura 2.8). Vílchez et al. (1996) proponen que este indicador puede resolver los dos problemas principales del indicador O_{23} : (i) la calibración de valor doble (lo que lleva a errores importantes en las abundancias derivadas) y (ii) la dependencia de O_{23} en el grado de ionización de la nebulosa. Es importante mencionar que O_{23} también depende de la densidad, pero ésto se puede considerar un efecto menor para las regiones de baja densidad ($n_H \sim 1000 \text{ cm}^{-3}$), que son la mayoría en la población observada de regiones H II extragalácticas.

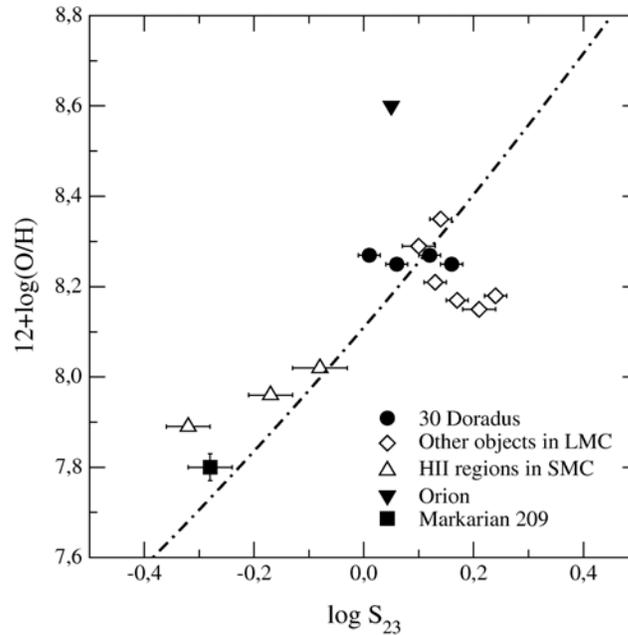


FIGURA 2.8: Diagrama $S_{23}-O/H$. Presenta una recopilación de observaciones de regiones H II de la literatura. La leyenda en la esquina inferior izquierda de la figura especifica a lo que se refieren los marcadores utilizados. LMC y SMC son las siglas en inglés de la Gran Nube de Magallanes y la Pequeña Nube de Magallanes, respectivamente. Esta figura fue tomada de Pérez-Montero & Díaz (2005).

Las líneas que definen al indicador S_{23} son espectroscópicamente análogas a las que definen a O_{23} pero, debido a que su energía de excitación es menor, no dejan de ser medibles aún en las regiones H II más frías (Vílchez et al. 1996). Sin embargo, la abundancia del azufre es menor que la del oxígeno y esto hace que las líneas en cuestión sean menos contribuyentes al

enfriamiento que las de [O II] y las de [O III] (Díaz & Pérez-Montero 2000).

El indicador S_{23} es, al igual que O_{23} , dependiente del parámetro de ionización y de la temperatura efectiva, pero dichas dependencias son menores que para el indicador O_{23} (Díaz & Pérez-Montero 2000).

El indicador S_{23} tiene dos ventajas muy importantes y dos desventajas también muy importantes, desde el punto de vista observacional. Las ventajas son: (i) las líneas de azufre se mantienen intensas aún en los objetos de más alta metalicidad y (ii) el cociente de líneas es aproximadamente independiente del enrojecimiento porque tanto el [S II] (6717, 6731 Å) como el [S III] (9069, 9532 Å) están relativamente cerca de algunas líneas de recombinación del hidrógeno (Vílchez et al. 1996). Las desventajas son: (i) las líneas de [S III] se pueden salir del intervalo espectral de instrumentos para el óptico (se mueven hacia el infrarojo lejano para corrimientos al rojo mayores que $z \sim 0.1$) y (ii) la presencia de S^{+3} en muchas regiones H II hace que los valores de S_{23} sean menores que los esperados para nebulosas de alta excitación, como es el caso de IZw18 (Pérez-Montero & Díaz 2005).

2.1.9. Indicador S_{234}

Oey et al. (2000) encontraron que se puede confirmar, tanto teórica como observacionalmente, que O_{23} permanece especialmente uniforme en una nebulosa, mientras que S_{23} varía a lo largo del objeto, mostrando valores menores en regiones centrales. Esto se debe a que el S_{23} mide la presencia de S^+ y S^{++} , ignorando el S^{+3} que es producido por la misma radiación que ioniza al O^{++} . Posteriormente, Oey & Shields (2000) introdujeron el indicador $S_{234} = ([S II] 6724 \text{ \AA} + [S III] 9069 + 9532 \text{ \AA} + [S IV] 10.5 \mu\text{m}) / H\beta$, donde la línea de [S IV] $10.5 \mu\text{m}$ se estima de la correspondencia entre [S IV]/[S III] y [O III]/[O II]. Desafortunadamente, la muestra de objetos en los cuales es posible medir [S IV] $10.5 \mu\text{m}$ en el IR medio es muy pobre y, por lo tanto, es insuficiente para confirmar que la contribución de esta línea sea sustancial para el indicador S_{234} (Pérez-Montero & Díaz 2005) (ver Figura 2.9).

Los modelos de Oey & Shields (2000) muestran que S_{234} es menos dependiente del parámetro de ionización que O_{23} , aunque se encuentra que la presencia de choques incrementa O_{23} , S_{23} y S_{234} . Díaz et al. (1991) estiman que la contribución de [S IV] $10.5 \mu\text{m}$ es relevante sólo en objetos con un alto grado de ionización, por lo tanto, el uso de S_{234} elimina casi por completo la dependencia en el parámetro de ionización encontrado para el este indicador (Kennicutt et al. 2000). Kennicutt y colaboradores proponen que mejoras a S_{234} tendrían que ser calculadas mediante modelos de fotoionización, porque hay muy pocos objetos en donde puede observarse y medirse la línea IR [S IV] $10.5 \mu\text{m}$, lo cual convertiría al indicador S_{234} en semiempírico.

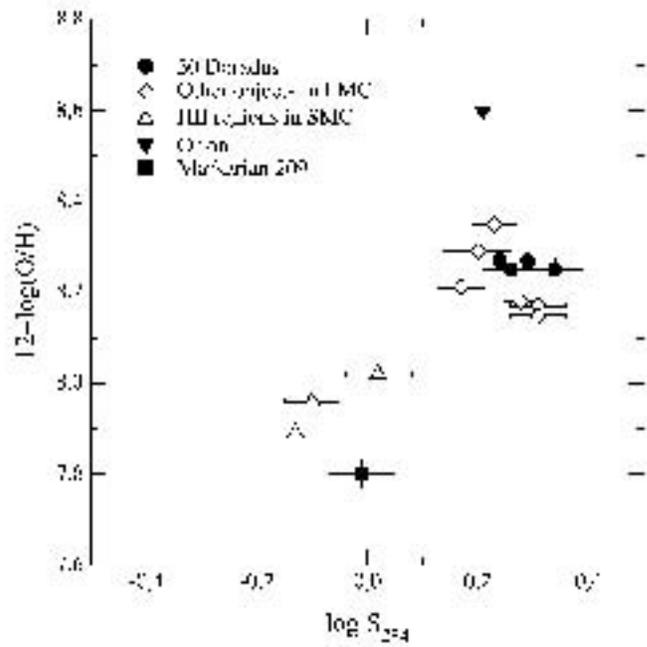


FIGURA 2.9: Diagrama $S_{234}-O/H$. Todos las regiones HII representadas en esta gráfica son aquellas en las que fue posible obtener una medición directa de $[S\text{ IV}] 10.5\mu\text{m}$. La leyenda en la esquina superior izquierda de la figura especifica a lo que se refieren los marcadores utilizados. LMC y SMC son las siglas en inglés de la Gran Nube de Magallanes y la Pequeña Nube de Magallanes, respectivamente. Esta figura fue tomada de Pérez-Montero & Díaz (2005).

2.1.10. Indicador S_{23}/O_{23}

Este indicador lo proponen Pérez-Montero & Díaz (2005) para resolver el problema de intervalo de metalicidades, es decir que muchos indicadores funcionan bien para un intervalo restringido de metalicidades. Esto implica que se debe tener *a priori* algún conocimiento de la metalicidad del objeto para así poder escoger el indicador apropiado para determinar la abundancia de oxígeno con precisión.

Kennicutt & Garnett (1996), mostraron que el uso de distintas calibraciones de O_{23} arrojan distintos resultados y, por lo tanto, también distintas conclusiones. Por estos motivos, Pérez-Montero & Díaz (2005) calibran el indicador $S_{23}/O_{23} = ([S\text{ II}] 6717+6731 + [S\text{ III}] 9069+9532) / ([O\text{ II}] 3727 + [O\text{ III}] 4959+5007)$ (ver Figura 2.10).

En la parte superior de la Figura 2.10 no hay muchos puntos debido a que, a bajas temperaturas, las líneas aurales tanto de $[O\text{ III}]$ como de $[S\text{ III}]$ son muy débiles para ser medidas. El hecho de que el indicador aumente hacia las partes interiores de los objetos (Figura 2.11), sugiere que no hay un doblez en altas metalicidades; lo cual implica que no hay problema de valor doble para S_{23}/O_{23} , dándole ventaja a este indicador sobre O_{23} .

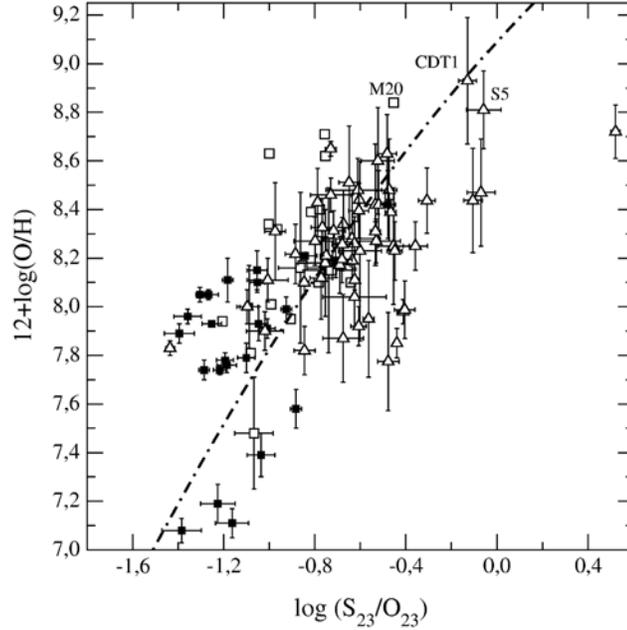


FIGURA 2.10: Diagrama $S_{23}/O_{23} - O/H$. Se presenta una recopilación de observaciones de objetos de la literatura. CDT1 representa las observaciones de una región HII observada que pertenece a NGC 1332, S5 representa observaciones de una región HII que pertenece a M101 y M20 representa observaciones de una galaxia HII. Los cuadrados negros representan observaciones de galaxias HII, los triángulos representan observaciones de regiones HII extragalácticas, los cuadrados abiertos representan observaciones de regiones HII Galácticas y de las Nubes de Magallanes y la línea punteada muestra la calibración propuesta por Pérez-Montero & Díaz (2005). Esta figura fue tomada de Pérez-Montero & Díaz (2005).

El intervalo de metalicidad efectivo para el cual S_{23}/O_{23} es preciso (dentro de la precisión que pueden tener los indicadores de metalicidad que usan líneas fuertes), es mayor que para los otros indicadores: $7.0 \leq 12+\log(O/H) \leq 8.6$. Un problema importante del indicador S_{23}/O_{23} , es que las líneas del azufre son relativamente débiles a bajas metalicidades y pueden dejar de ser visibles con bajos corrimientos al rojo debido a que están muy próximas al IR cercano.

2.1.11. Indicador N_2/S_2

Este indicador fue propuesto por Jensen et al. (1976) para ser comparado con O_3 y determinar si el gradiente radial apoyaba o no la teoría de la onda de densidad para galaxias espirales. Posteriormente, $N_2/S_2 = [N II] 6584 \text{ \AA} / [S II] 6717 + 6731 \text{ \AA}$ fue retomado por Kewley & Dopita (2002).

En objetos de alta metalicidad este indicador puede ayudar a determinar el enriquecimiento de elementos pesados puesto que el origen del nitrógeno es, en su mayor parte, secundario,

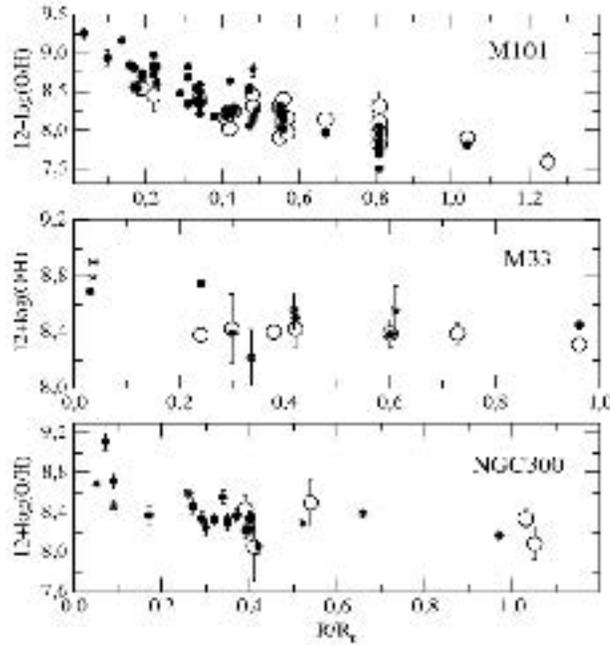


FIGURA 2.11: Gradientes de metalicidad para M101, M33 y NGC 300. Los círculos negros representan las abundancias derivadas con el indicador S_{23}/O_{23} , los círculos abiertos representan las abundancias derivadas con el método directo y los asteriscos representan las abundancias derivadas del análisis espectroscópico de estrellas supergigantes tipo B. Esta figura fue tomada de Pérez-Montero & Díaz (2005).

mientras que el azufre es de origen primario (Vila Costas & Edmunds 1993; Henry et al. 2000). En baja metalicidad, ambos elementos son primarios por lo que este indicador se hace insensible a la metalicidad.

N_2/S_2 tiene la ventaja de ser menos afectado por el enrojecimiento (ver Figura 2.12). Sin embargo, presenta la desventaja de que los volúmenes representados por $[N II]$ y $[S II]$ pueden ser muy distintos debido a las diferencias en los potenciales de ionización (14.5 eV y 29.6 eV para N^0 y N^+ , comparado con 10.4 eV y 23.4 eV para S^0 y S^+).

Dado que $[N II]/[S II]$ es dependiente del parámetro de ionización, para determinar abundancias es necesario complementarlo con algún diagnóstico del grado de ionización.

2.1.12. Diagrama $S_2 - N_2$

Este diagrama fue introducido para regiones H II extragalácticas por Sabbadin et al. (1977) como $(S_2^\lambda)^{-1}$ vs $(N_2^\lambda)^{-1} = \log(H\alpha/[S II] 6717,6735 \text{ \AA})$ vs $\log(H\alpha/[N II] 6583 \text{ \AA})$ y fue utilizado como una herramienta para separar las regiones H II, las Nebulosas Planetarias (NP) y las Remanentes de Supernova (RSN). Posteriormente, Cantó (1981) utilizó el diagrama para

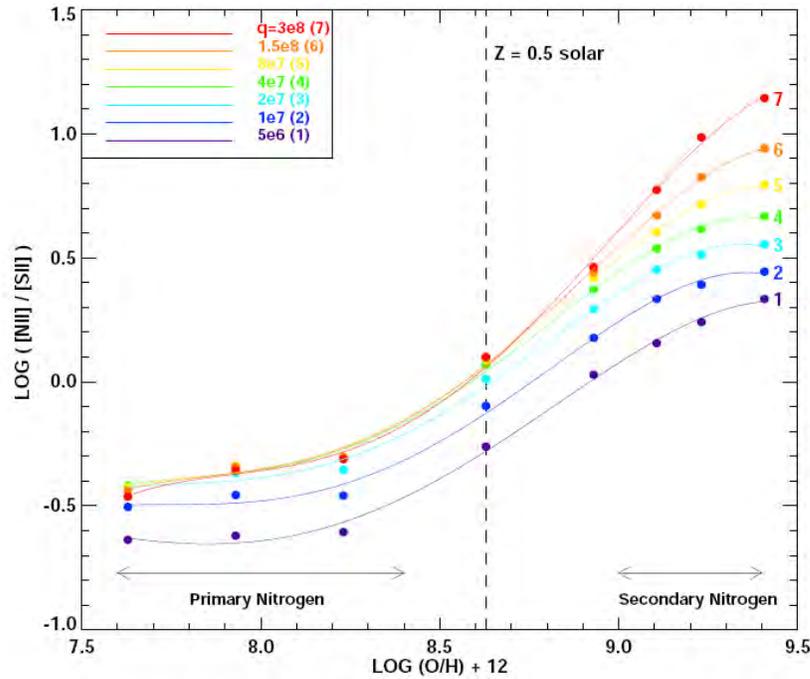


FIGURA 2.12: Diagrama $N_2/S_2 - O/H$. Los puntos representan los modelos numéricos con metalicidades, de izquierda a derecha, de 0.05, 0.1, 0.2, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0 y 3.0 Z_{\odot} . Las curvas representan distintos valores de q , que es el flujo de fotones ionizantes a través de una unidad de área, entre el número de densidad local de átomos de H, es decir $q = Q(H^0)/n$. Éste es el parámetro de ionización, que puede interpretarse como la velocidad máxima de un frente de ionización causado por el campo de radiación local. Los valores de q que se presentan van de $5 \times 10^6 - 3 \times 10^8$ cm/s. Esta figura fue tomada de Kewley & Dopita (2002).

objetos Herbig-Haro y luego Magrini (2003) lo aplicó al estudio de NP extragalácticas. Más tarde, Delgado et al. (2005) introdujeron este diagrama para el estudio de diagnósticos de metalicidad y del parámetro de ionización en regiones H II extragalácticas y, dos años después, Viironen et al. (2007) utilizaron el diagrama como indicador de metalicidad y del parámetro de ionización para regiones H II en galaxias externas del Grupo Local.

Las ventajas principales del diagrama $(S_2^x)^{-1}$ vs $(N_2^x)^{-1}$ son tres: (i) las longitudes de onda están cerca unas de otras y entonces no son afectadas por incertidumbres en la corrección por enrojecimiento y en la calibración instrumental, (ii) los resultados no son ambiguos en un amplio intervalo de metalicidades y (iii) el diagrama es especialmente útil para estudios con líneas de emisión de muestras grandes de objetos de naturaleza desconocida, ya que separa eficientemente las regiones H II de las NP y las RSN, como se mencionó anteriormente (ver Figura 2.13).

Por otra parte, la desventaja principal del diagrama $(S_2^x)^{-1}$ vs $(N_2^x)^{-1}$ es que las líneas

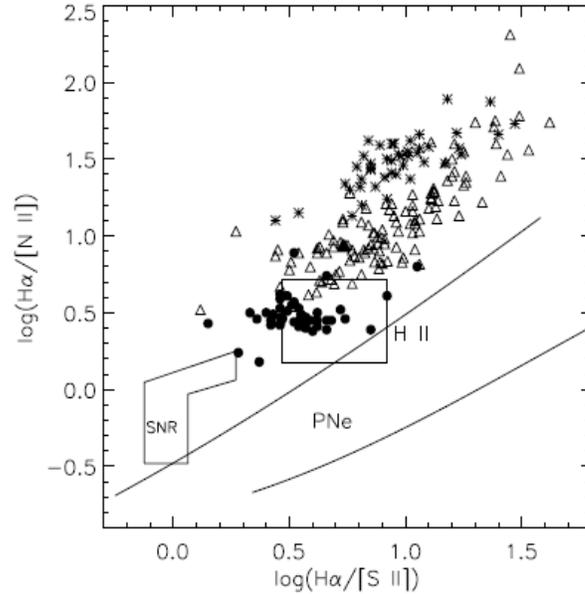


FIGURA 2.13: Diagrama S_2-N_2 . Los recuadros son los lugares en donde Sabbadin et al. (1977) encontró regiones H II, RSN y NP, respectivamente. En la figura, las regiones H II Galácticas están dentro del rectángulo y coinciden con las regiones H II que encontró Sabbadin et al. (1977). Los demás datos representan regiones H II del Grupo Local con distintas metalicidades: los asteriscos de $7.30 \leq 12 + \log(O/H) \leq 8.06$, los triángulos de $8.06 < 12 + \log(O/H) \leq 8.40$ y $12 + \log(O/H) \geq 8.40$ los círculos llenos. Esta figura fue tomada de Viironen et al. (2007).

de [S II] son usualmente más débiles que las líneas fuertes de [N II], incluso pueden resultar demasiado débiles para ser detectadas en algunas regiones H II. Adicionalmente, las líneas de nitrógeno son posiblemente influenciadas por la historia de la formación estelar, a través de la evolución del nitrógeno con respecto a los elementos α .

2.1.13. Indicador O_2Ne_3

Pérez-Montero et al. (2007) proponen que se puede utilizar el [Ne III] en lugar del [O III] para definir un indicador equivalente a O_{23} , pero con un mayor alcance en cuanto al corrimiento al rojo, es decir hasta $z \sim 1.3$. Esto se debe a que las estructuras de Ne^{++} y O^{++} son muy parecidas entre sí y que el cociente de Ne/O es constante. Adicionalmente, la fracción de algunos elementos capturada en granos de polvo, incluyendo el oxígeno, hace que la determinación de abundancias sea menos precisa excepto en el caso de los gases ideales (como el neón o el argón) debido a su estructura atómica. Por estas razones, Pérez-Montero et al. (2007) propusieron el indicador O_2Ne_3 como $O_{2Ne3'} = ([O II] 3727 \text{ \AA} + 15.37 \times [Ne III] 3869 \text{ \AA}) / H\gamma$, en donde el factor de 15.37 surge del mejor ajuste lineal hecho a la muestra del artículo antes mencionado, de los

flujos de las líneas [O III] 4959 y 5007 Å y [Ne III] 3869 Å. El indicador O_{2Ne3} es con respecto a $H\beta$, en lugar de $H\gamma$ en el caso de O_{2Ne3} .

Se encuentra que el indicador O_{2Ne3} presenta las mismas desventajas de O_{23} (Sección 2.1.1), con la dificultad adicional de que está basado en líneas más débiles, por lo que es más complicado medirlas con una buena señal a ruido (Pérez-Montero et al. 2007). Adicionalmente, $H\gamma$ (4340 Å) es más afectada que $H\beta$ por la presencia de líneas de absorción estelar subyacente y, a consecuencia, debe ser medida con mucho cuidado.

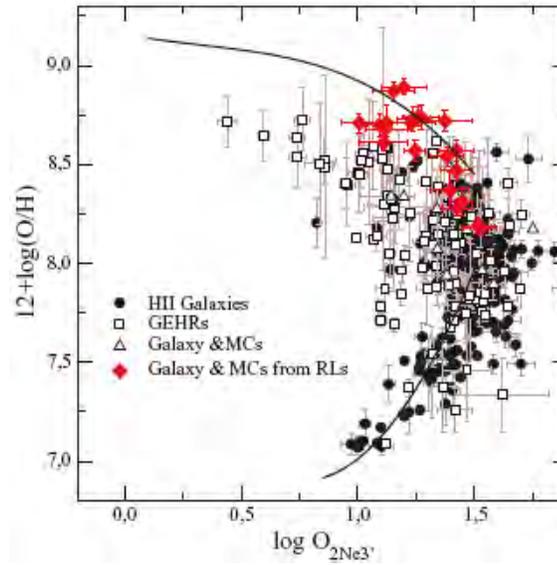


FIGURA 2.14: Diagrama $O_{2Ne3} - O/H$. La línea negra representa la calibración empírica de McGaugh (1991) para un parámetro de ionización promedio de $\log([O III]/[O II])=1$. Dicha calibración fue desplazada 0.3 dex en el eje de O/H para tomar en cuenta el valor promedio del cociente $H\beta/H\gamma$. Los puntos negros grandes representan observaciones de galaxias HII, los cuadrados vacíos representan regiones HII gigantes extragalácticas, los triángulos vacíos representan regiones HII difusas en la Galaxia y en las Nubes de Magallanes y los diamantes (en color rojo) representan regiones HII difusas en la Galaxia y en las Nubes de Magallanes cuyas abundancias fueron determinadas de LR. Esta figura fue tomada de Pérez-Montero et al. (2007).

La muestra utilizada para calibrar el indicador O_{2Ne3} (presentada en la Figura 2.14) está compuesta por regiones HII en donde la determinación de la abundancia del oxígeno fue hecha mediante LR para evitar el problema de dependencia en T_e de las LCE.

Al igual que O_{23} , el indicador O_{2Ne3} también presenta el problema de valor doble, entonces, para distinguir la rama superior de la inferior Pérez-Montero et al. (2007) propusieron utilizar el cociente $[Ne III]/[O II]$ propuesto por Nagao et al. (2006), aunque éste es menos preciso que el indicador N_2 que se usa en el caso de O_{23} para el mismo propósito.

2.1.14. Indicador Ne_3/O_2

Este indicador fue introducido por Nagao et al. (2006) para estudios estadísticos de abundancias de galaxias ricas en elementos pesados del SDSS (hechas por el grupo de colaboración entre el Instituto de Astronomía Max Planck y la Universidad Johns Hopkins) y también para abundancias de galaxias pobres en elementos pesados obtenidas a partir de T_e (basadas en la línea $[\text{O III}] 4363 \text{ \AA}$). Desafortunadamente, Yin et al. (2007) encuentran una diferencia sistemática entre las metalicidades estadísticas y las calculadas con T_e . Posteriormente, Shi et al. (2007) recalibraron el indicador $\text{Ne}_3/\text{O}_2 = [\text{Ne III}] 3869 \text{ \AA}/[\text{O II}] 3727 \text{ \AA}$ utilizando regiones H II y galaxias H II cuyas abundancias de oxígeno se determinaron con el método directo (figura 2.15).

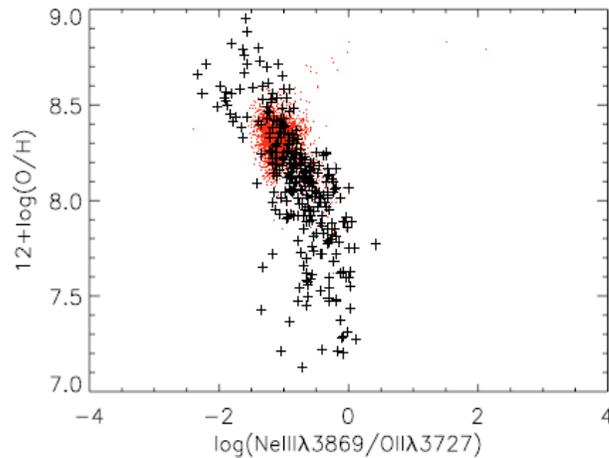


FIGURA 2.15: Diagrama $\text{Ne}_3/\text{O}_2 - \text{O}/\text{H}$. Los puntos (en color rojo) representan observaciones de regiones H II de la muestra de Shi et al. (2007) obtenida del SDSS DR4 y las cruces son observaciones de regiones H II tomadas de la literatura, compiladas por Shi y colaboradores. Esta figura fue tomada de Shi et al. (2007).

Izotov & Thuan (1999) encontraron que el argón y el neón son producidos por nucleosíntesis estelar de la misma estrella, por lo que intuitivamente surgió hacer una comparación de Ne_3/O_2 contra Ar_3/O_3 (figura 2.17). Posteriormente, Shi et al. (2007) compararon el indicador Ne_3/O_2 con O_{23} y contra el parámetro P (definido en la Sección 1.2) y los indicadores N_2 y O_3N_2 , encontrando que la mayor ventaja del indicador Ne_3/O_2 sobre los demás es la capacidad de determinar abundancias para galaxias con altos corrimientos al rojo, es decir para $z \sim 5 - 6$. Estos objetos se pueden observar con instrumentos del infrarrojo cercano (NIR, por sus siglas en inglés) y, usando el espectrógrafo infrarrojo del James Webb Space Telescope (JWST), este método podría servir incluso para $z \sim 12$ (Shi et al. 1999).

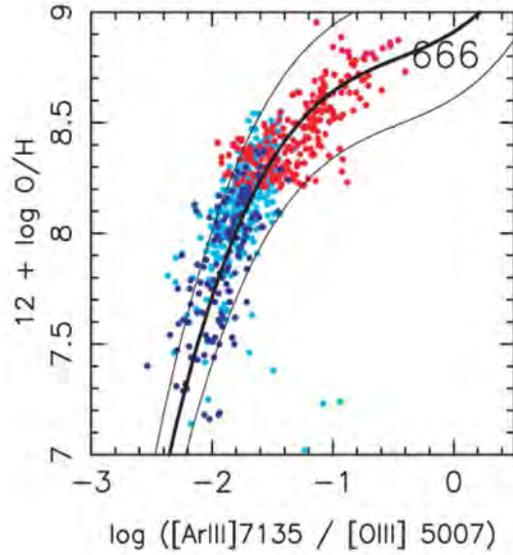


FIGURA 2.16: Diagrama Ar_3/O_3 - O/H . Los puntos más claros (en color cian) son la muestra del SDSS DR3, los puntos más oscuros (en color azul) son observaciones de galaxias compactas y los puntos obscuro intermedio (en color rojo y con $12+\log(\text{O}/\text{H})>8.2$) representan observaciones de regiones H II en galaxias espirales. La línea gruesa es el mejor ajuste, las líneas delgadas representan la desviación estándar (que para este indicador el 0.23 dex) y el 666 en la esquina superior derecha de la figura es el número datos compilados. Esta figura fue tomada de Stasińska (2006).

2.1.15. Indicador Ar_3/O_3

Stasińska (2006) propuso el indicador $\text{Ar}_3/\text{O}_3 = [\text{Ar III}] 7135 \text{ \AA} / [\text{O III}] 5007 \text{ \AA}$. Este indicador se determinó a partir de una compilación de intensidades de líneas corregidas por enrojecimiento en regiones H II de galaxias espirales y galaxias compactas obtenidas por distintos autores. Como el argón y el oxígeno son producidos por las mismas estrellas, el indicador Ar_3/O_3 no es afectado por la metalicidad.

Al comparar los indicadores Ar_3/O_3 y Ne_3/O_2 , Izotov & Thuan (1999) observaron que hay concordancia entre la abundancia de oxígeno determinada con Ne_3/O_2 y la determinada con Ar_3/O_3 para la mayoría de las galaxias (ver Figura 2.17). Adicionalmente, la precisión de estos dos indicadores es comparable. La gran ventaja de Ne_3/O_2 sobre Ar_3/O_3 , es que no depende de la calidad de la corrección por enrojecimiento (Shi et al. 2007).

La precisión de estos dos indicadores es comparable cuando la metalicidad es baja, sin embargo, cuando la metalicidad es alta el indicador Ar_3/O_3 puede ser más preciso que Ne_3/O_2 . Esto último depende del grado de ionización para calcular las abundancias de O a una determinada metalicidad (Stasińska 2006).

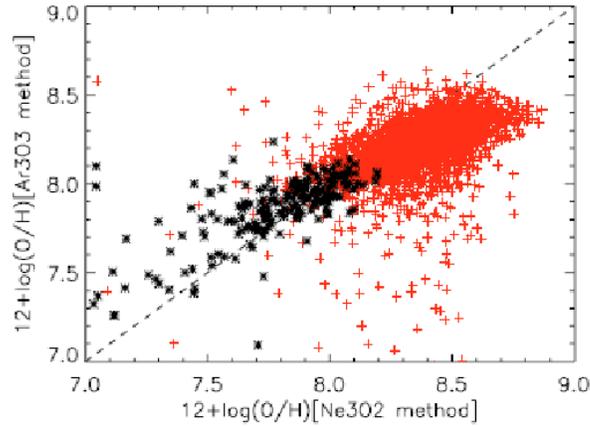


FIGURA 2.17: Comparación del indicador Ne_3/O_2 contra el indicador Ar_3/O_3 . La muestra de objetos proviene de las observaciones del SDSS-DR4. Para realizar esta muestra se requirió que los flujos de las líneas $[\text{Ne III}] 3869 \text{ \AA}$, $[\text{O II}] 3727 \text{ \AA}$, $\text{H}\beta$, $[\text{O III}] 4959$ y 5007 \AA , $\text{H}\alpha$ y $[\text{N II}] 6583 \text{ \AA}$ fueran mayores que cinco veces la incertidumbre del flujo. Las cruces (en color rojo) representan observaciones de regiones H II de la muestra con las características antes mencionadas, mientras que los asteriscos negros representan la muestra en la que se requirió, adicionalmente, que la línea $[\text{O III}] 4363 \text{ \AA}$ y las incertidumbres del flujo de ésta fueran mayores que 5σ . Esta figura fue tomada de Shi et al. (2007)

2.1.16. Indicador S_3/O_3

El indicador $\text{S}_3/\text{O}_3 = [\text{S III}] 9069 / [\text{O III}] 5007$ (Figura 2.18) fue propuesto por Stasińska (2006) a partir de una compilación de intensidades de líneas corregidas por enrojecimiento de regiones H II de galaxias espirales y galaxias compactas.

Este indicador, al igual que Ar_3/O_3 , requiere una corrección por enrojecimiento confiable y la precisión es comparable a la de Ar_3/O_3 y N_2 en baja metalicidad. Sin embargo, cuando la metalicidad es alta, tanto Ar_3/O_3 como S_3/O_3 son más precisos que N_2 , aunque ambos (Ar_3/O_3 y S_3/O_3) dependen del grado de ionización (Stasińska 2006). Una desventaja adicional de S_3/O_3 con respecto a Ar_3/O_3 es que la separación entre las longitudes de onda de las líneas involucradas es mayor.

2.2. Parámetros de ionización

Los parámetros de ionización surgen para entender mejor las características físicas de regiones fotoionizadas y se vuelven importantes en el tema de abundancias químicas en regiones fotoionizadas debido a la relevancia de romper la degeneración de la calibración del diagrama $\text{O}_{23} - \text{O}/\text{H}$ y de otras calibraciones. Algunos autores también usan los parámetros de ionización para elegir qué indicador de metalicidad utilizar, pues en ocasiones son capaces de acotar el

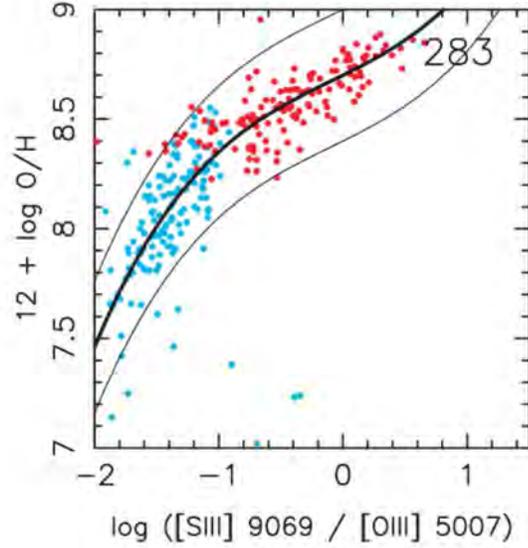


FIGURA 2.18: Diagrama $S_3/O_3 - O/H$. Los puntos más oscuros (con $12 + \log(O/H) > 8.2$ y en color rojo) representan observaciones de regiones HII en galaxias espirales, los puntos más claros (con $12 + \log(O/H) < 8.6$ y en color cian) son observaciones galaxias compactas y los puntos de color cian son la muestra del SDSS DR3. La línea gruesa es el mejor ajuste, las líneas delgadas representan la desviación estándar (que para este indicador es 0.25 dex) y el 283 en la esquina superior derecha de la figura es el número datos compliados. Esta figura fue tomada de Stasińska (2006).

intervalo de metalicidad (Pérez-Montero & Díaz 2005).

2.2.1. Parámetro O_3/O_2 y parámetro P

El parámetro de ionización O_3/O_2 fue introducido por Stacy McGaugh (1991) como el cociente de $[O\ III] 4959 + 5007 \text{ \AA} / [O\ II] 3727 \text{ \AA}$ y lo llamó O_{32} pero, de acuerdo a la nomenclatura que propongo en este trabajo y por fines de claridad, le llamaré parámetro O_3/O_2 .

McGaugh (1991) hizo una malla extensa y homogénea de modelos de fotoionización de regiones HII gigantes en las que, para poder obtener una precisión comparable a la del método directo, utilizó la relación $T(Z, M)$ de Maeder (1990) que proporciona trazas evolutivas de estrellas para un número de masas y metalicidades. Con dichos modelos, McGaugh generó una calibración de O_{23} con distintos grados de ionización, U , que comparó con observaciones tomadas de la literatura y con calibraciones anteriores hechas a partir de observaciones por distintos autores (Figura 2.19).

La conclusión a la que llegó McGaugh (1991) es que O_{23} es un muy buen indicador para la rama superior (alta metalicidad) del diagrama $O_{23} - O/H$. Para la rama inferior (baja metalicidad) se requiere más información para determinar correctamente la abundancia total de

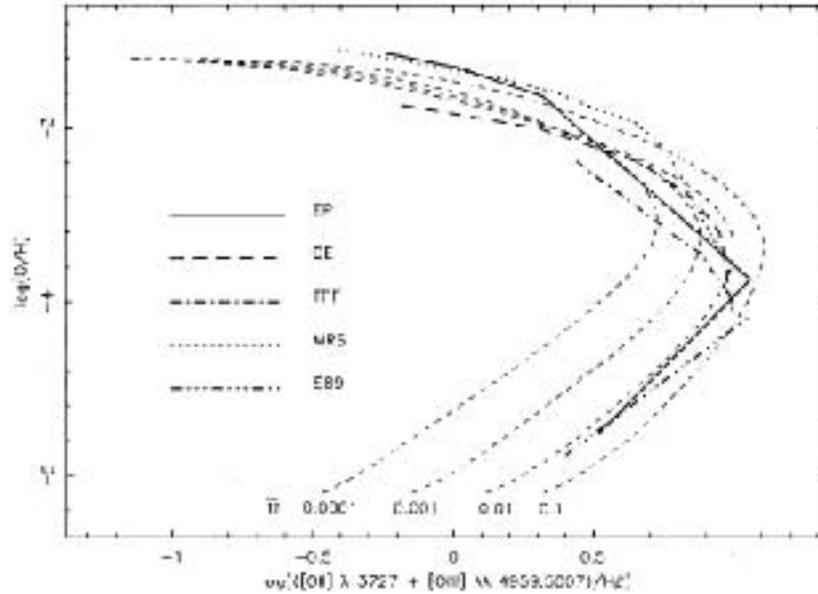


FIGURA 2.19: Diagrama $O_{23} - O/H$. Se presentan calibraciones hechas por distintos autores además de las calibraciones con distintos grados de ionización, U , propuestas por McGaugh (1991). La línea sólida representa la calibración de Edmunds & Pagel (1984), la línea con rayas y puntos representa la de Torres-Peimbert, Peimbert, & Fierro (1989), la línea punteada representa la de McCall, Rybski, & Shields (1985) y la línea rayada con tres puntos intermedios representa la calibración de Skillman (1989). Esta figura fue tomada de McGaugh (1991).

oxígeno. Él propone que dicha información adicional puede obtenerse del parámetro O_3/O_2 .

En el 2000 y 2001, Pilyugin hizo estudios con miles de objetos de la literatura determinando el valor de la razón O/H , de O_{23} y de lo que llamó parámetro P . Este parámetro $P = [O III] 4959 + 5007 \text{ \AA} / ([O II] 3727 \text{ \AA} + [O III] 4959 + 5007 \text{ \AA})$ es equivalente al parámetro O_3/O_2 de McGaugh (1991).

El parámetro P es un indicador del grado de ionización que funciona tanto para bajas como para altas metalicidades y permite la comparación clara y directa entre varios objetos.

Pilyugin (2000) criticó que las condiciones físicas de las regiones H II y otros objetos fotoionizados son ignoradas al determinar abundancias mediante el indicador O_{23} ; entonces, planteó que P puede ser considerado como un parámetro secundario en la determinación de la abundancia total de oxígeno. Un año más tarde, presentó una familia de curvas de la forma $O/H = f(P, O_{23})$ (Pilyugin 2001; ver Figura 2.20).

Pilyugin (2001) comparó la de determinación de abundancias mediante el método P (es decir la combinación de O_{23} con el parámetro P) con el modelo de dos zonas para T_e , resaltando que el método P representa una sobresimplificación fuerte de la realidad, razón por la cual este

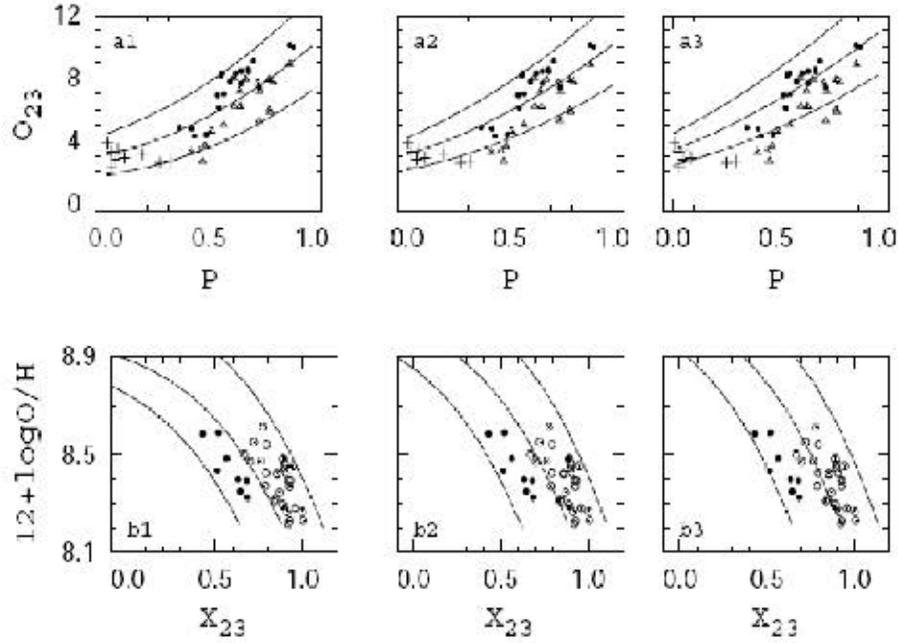


FIGURA 2.20: Diagrama $O_{23}-P$ en panel superior (a) y diagrama $O_{23}-O/H$ en panel inferior (b). Se presentan calibraciones de la rama superior del diagrama $O_{23}-O/H$ con distintos grados de ionización dados por el parámetro P y comparados con datos observacionales. En los cuadros a1, a2 y a3, los círculos llenos representan regiones HII con $8.2 < 12 + \log(O/H) < 8.4$, los triángulos vacíos representan regiones HII con $8.4 < 12 + \log(O/H) < 8.62$ y los signos de más representan regiones HII de baja excitación en el disco de nuestra Galaxia tomados de la literatura. Las tres curvas representan la variación de la relación $O_{23}-P$ para valores fijos de $12 + \log(O/H) = 8.2, 8.4$ y 8.6 de arriba hacia abajo, respectivamente. En los cuadros b1, b2 y b3, los círculos llenos representan regiones HII con un valor de $P < 0.5$, los círculos vacíos representan regiones HII con $P > 0.5$ y las tres curvas representan la variación de la relación $X_{23}-O/H$ para valores fijos de $P = 1, 0.5$ y 0 de arriba hacia abajo, respectivamente, y donde $X_{23} = \log(O_{23})$. Esta figura fue tomada de Pilyugin (2001).

método no puede ser más confiable que el modelo de dos zonas. Cabe mencionar que la validez de la relación $O/H = f(P, O_{23})$ que se obtenga, depende de la confiabilidad de las abundancias de oxígeno determinadas para las regiones HII utilizadas en la calibración (Pilyugin 2000).

Kewley & Dopita (2002) demostraron que estos parámetros son sensibles tanto al grado de ionización como a la metalicidad. Estos autores sugieren que es necesaria una aproximación de la metalicidad (conocimiento *a priori*) para restringir el parámetro de ionización y obtener así una segunda aproximación (más precisa) de la metalicidad del objeto. Este proceso iterativo debe continuar hasta obtener una convergencia en ambos parámetros.

2.2.2. Parámetro S_3/S_2

Este parámetro fue propuesto por Kewley & Dopita (2002) como el cociente $[S III] 9532 \text{ \AA} / [S II] 6717+6731 \text{ \AA}$, al notar que, en altas metalicidades ($12+\log(O/H) > 8.5$), las líneas de $[S III]$ y $[S II]$ son más brillantes que las de $[O III]$ y $[O II]$. Entonces, cuando se tienen flujos confiables de 9069 y/o 9532, $[S III]/[S II]$ es un mejor diagnóstico del parámetro de ionización que $[O III]/[O II]$, porque las dos líneas de azufre están en la parte roja del espectro y, por lo tanto, permanecen fuertes hasta metalicidades mayores que para la línea $[O II] 3727 \text{ \AA}$. Esto se debe a que las líneas de S son más rojas y necesitan menos energía de excitación que las del O.

La gran desventaja del parámetro S_3/S_2 es que deja de ser útil para objetos lejanos. Esto es debido a que las líneas de $[S III]$ podrían dejar de ser visibles con un corrimiento al rojo pequeño (hasta $z \sim 0.1$ para 9069) ya que están muy próximas a las bandas de absorción atmosférica del IR cercano.

Capítulo 3

Efectos de las inhomogeneidades de temperatura sobre la determinación de abundancias

3.1. Introducción

Los modelos de fotoionización actuales (que incluyen grandes cantidades de efectos físicos), predicen temperaturas casi homogéneas en todo el volumen de las regiones H II. Sin embargo, es un hecho bien conocido al día de hoy que las temperaturas determinadas mediante distintos métodos presentan discrepancias importantes, aún teniendo en cuenta que dichas temperaturas se refieren a volúmenes distintos y que los errores son grandes (Peimbert & Costero 1969; Esteban et al. 2005; Peimbert et al. 2007, entre otros). Dado que para el cálculo de las abundancias es utilizada la temperatura del oxígeno (particularmente la determinada del cociente de [O III] 4363 Å a [O III] 4949+5007 Å), surge una pregunta natural: ¿es la temperatura de [O III] realmente representativa de todo el objeto?

Sabemos que el cociente de intensidades de líneas prohibidas aurorales a nebulares, como [O III] 4363 / (4959+5007) Å, provee una temperatura mayor que la del cociente de intensidades de líneas de emisión al continuo libre-ligado del H (Peimbert 1967). Entonces, podemos decir que la temperatura determinada mediante el cociente de las líneas de [O III] antes mencionadas, no es una temperatura representativa de todo el objeto, sino una temperatura característica, al igual que la temperatura del continuo de Balmer y las demás temperaturas determinadas a partir de cocientes de líneas.

Si una región HII tuviera una temperatura homogénea, T_0 , las temperaturas medidas por cada uno de los distintos métodos deberían dar el mismo valor, es decir T_0 . Sin embargo, en los estudios de regiones fotoionizadas, los distintos métodos para determinar temperaturas arrojan valores distintos cuyas diferencias no pueden ser explicadas con las incertidumbres de las determinaciones, como se muestra en decenas de artículos escritos por distintos grupos: Ferland y colaboradores del código de fotoionización `Cloudy` (Ferland et al. 1998), Osterbrock & Ferland (2006), Stasińska (1990), Izotov et al. (1994), Garnett (1989), Liu et al. (2001), Peimbert et al. (2007), entre otros. Las diferencias entre temperaturas halladas con distintos métodos muestran que no hay una sola temperatura que describa la totalidad del objeto. Entonces, es necesario reconocer la presencia de inhomogeneidades térmicas importantes para determinar abundancias químicas.

3.2. Formalismo de t^2

En los artículos de Peimbert (1967) y Peimbert & Costero (1969) se presenta el formalismo del parámetro que caracteriza las inhomogeneidades de temperatura, t^2 , y a continuación se describe.

Líneas de recombinación

La intensidad de una línea de recombinación, $I(\text{LR})$, se puede escribir como:

$$I(\text{LR}) = cte \times \int n_i(\vec{r})n_e(\vec{r})T_e(\vec{r})^\alpha d\Omega dl, \quad (3.1)$$

donde la constante depende de parámetros atómicos, Ω es el ángulo sólido observado, l es la distancia dentro de la nebulosa a lo largo de la línea de visión, T_e es la temperatura electrónica y n_i y n_e son las densidades iónica y electrónica, respectivamente. Todas las densidades y temperaturas son dependientes del vector r y, por simplicidad en las ecuaciones, de aquí en adelante dejaré implícita esta dependencia. De modo que, por ejemplo, la intensidad de $H\beta$ puede escribirse como:

$$I(\text{H}\beta) = cte \times \int n_{\text{H}^+}n_e T_e^{-0.827} d\Omega dl. \quad (3.2)$$

Podemos ahora definir una temperatura promedio para cada ión:

$$T_0(n_i, n_e) \equiv \frac{\int T_e n_i n_e d\Omega dl}{\int n_i n_e d\Omega dl} = \langle T_{ion} \rangle. \quad (3.3)$$

Sin embargo, las observaciones (mediciones de líneas) proveen información a cerca del promedio de la temperatura elevada a la potencia α , que no coincide con la temperatura promedio:

$$\langle T^\alpha \rangle = \frac{\int T^\alpha n_i n_e d\Omega dl}{\int n_i n_e d\Omega dl} \neq \langle T \rangle^\alpha = T_0^\alpha. \quad (3.4)$$

Ahora, para pequeñas fluctuaciones de temperatura, podemos hacer una expansión de Taylor alrededor de T_0 :

$$T^\alpha = T_0^\alpha + T_0^{\alpha-1} \frac{\int n_i n_e (T_e - T_0) \alpha d\Omega dl}{\int n_i n_e d\Omega dl} + T_0^{\alpha-2} \frac{\int n_i n_e (T_e - T_0)^2 \frac{\alpha(\alpha-1)}{2} d\Omega dl}{\int n_i n_e d\Omega dl} + \dots \quad (3.5)$$

pero el término de primer orden se cancela porque

$$\frac{\int n_i n_e (T_e - T_0) \alpha d\Omega dl}{\int n_i n_e d\Omega dl} = \frac{\int n_i n_e T_e \alpha d\Omega dl}{\int n_i n_e d\Omega dl} - \frac{\int T_0 \alpha d\Omega dl}{\int n_i n_e d\Omega dl}, \quad (3.6)$$

y, utilizando la definición de T_0 , obtenemos que

$$\frac{\int n_i n_e (T_e - T_0) \alpha d\Omega dl}{\int n_i n_e d\Omega dl} = \frac{\int n_i n_e (T_0 - T_0) \alpha d\Omega dl}{\int n_i n_e d\Omega dl} = 0. \quad (3.7)$$

La dispersión de temperatura se puede escribir como:

$$\sigma_T^2 = \frac{\int (T_e - T_0)^2 n_i n_e d\Omega dl}{\int n_i n_e d\Omega dl}, \quad (3.8)$$

y, con ésto, la expansión de Taylor se reescribe como

$$T^\alpha = T_0^\alpha + T_0^{\alpha-2} \sigma_T^2 \frac{\alpha(\alpha-1)}{2} + \dots \quad (3.9)$$

Ahora, el parámetro de las inhomogeneidades de temperatura se define como:

$$t^2 \equiv \frac{\sigma_T^2}{T_0^2}. \quad (3.10)$$

Entonces, se puede reescribir la expansión de Taylor alrededor de T_0 como:

$$T_\alpha = \langle T^\alpha \rangle^{1/\alpha} = T_0 \left(1 + \frac{\alpha-1}{2} t^2 + \dots \right) \quad (3.11)$$

En la mayoría de las regiones H II, se pueden ignorar los términos de orden superior a 2.

Observacionalmente, las temperaturas se determinan de cocientes de líneas. Por lo tanto, la temperatura observada para LR estaría dada por:

$$\frac{\langle T^\alpha \rangle}{\langle T^\beta \rangle} = \frac{T_0^\alpha \left(1 + \frac{1}{2} \alpha(\alpha-1) t^2 + \dots \right)}{T_0^\beta \left(1 + \frac{1}{2} \beta(\beta-1) t^2 + \dots \right)} \quad (3.12)$$

Dado que la expresión anterior contiene un término de la forma $1/(1+x)$, se puede utilizar el desarrollo en serie binomial de este tipo:

$$\sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n x^n = \frac{1}{1+x}, \quad (3.13)$$

de modo que para $|x| \leq 1$,

$$\frac{1}{1+x} = 1 - x. \quad (3.14)$$

Por lo tanto, podemos reescribir la temperatura observada para LR como:

$$\begin{aligned} \langle T^{(\alpha-\beta)} \rangle &\approx T_0^{(\alpha-\beta)} \left(1 + \frac{1}{2} \alpha(\alpha-1)t^2 \right) \left(1 - \frac{1}{2} \beta(\beta-1)t^2 \right) \\ \langle T^{(\alpha-\beta)} \rangle &\approx T_0^{(\alpha-\beta)} \left(1 + \frac{1}{2} \alpha(\alpha-1)t^2 - \beta(\beta-1)t^2 + \frac{1}{2} \alpha\beta(\alpha-1)(\beta-1)t^2 \right), \end{aligned} \quad (3.15)$$

pero, como α y β son pequeñas y el cuadrado de un número pequeño es muy cercano a cero, el último término es despreciable. Ahora, elevando la ecuación a la potencia $1/(\alpha-\beta)$, obtenemos

$$\langle T^{(\alpha-\beta)} \rangle^{1/(\alpha-\beta)} \approx T_0 \left(1 + \frac{\alpha^2 - \beta^2}{2} t^2 - \frac{\alpha - \beta}{2} t^2 \right)^{1/(\alpha-\beta)}. \quad (3.16)$$

Nuevamente podemos utilizar una serie binomial, ésta vez de la forma

$$\sum_{n=0}^{\infty} \binom{k}{n} x^n = (1+x)^k, \quad (3.17)$$

de modo que para $|x| \leq 1$,

$$(1+x)^k \approx 1 + xk. \quad (3.18)$$

Usando esta aproximación obtenemos que la temperatura observada para las LR es:

$$T_{(\alpha/\beta)} = \langle T^{(\alpha-\beta)} \rangle^{1/(\alpha-\beta)} \approx T_0 \left(1 + \frac{\alpha + \beta - 1}{2} t^2 \right), \quad (3.19)$$

donde $\alpha, \beta \neq 0$ y $t^2 \ll 1$.

Líneas colisionalmente excitadas

En el caso de las LCE, la intensidad está dada por:

$$I(X^{+i}, \lambda_{mn}) = cte \times \int n(X^{+i}, \vec{r}) n_e(\vec{r}) A_{mn} W(X^{+i}, n) \frac{h\lambda_{mn}}{c} d\Omega dl, \quad (3.20)$$

donde la constante nuevamente depende de parámetros atómicos, λ_{nm} es la longitud de onda asociada con la emisión, $n(X^{+i}, \vec{r})$ es la densidad de átomos en el i ésimo estado de ionización,

Ω es el ángulo sólido observado, A_{nm} es el coeficiente de probabilidad de transición de Einstein, W es la fracción de átomos $n(X^{+i})$ en el nivel i ésimo y l es la distancia dentro de la nebulosa a lo largo de la línea de visión. Si las desexcitaciones colisionales son despreciables¹, entonces la ecuación anterior se puede escribir como:

$$I(X^{+i}, \lambda_{mn}) = cte \times \int n(X^{+i}, \vec{r}) n_e(\vec{r}) T_e(\vec{r})^{-1/2} \exp[-\Delta E/kT_e(\vec{r})] d\Omega dl. \quad (3.21)$$

Al igual que para las LR, podemos definir una temperatura promedio para las LCE:

$$\langle T(\lambda_{mn})^{-1/2} \exp[-\Delta E/kT(\lambda_{mn})] \rangle = \frac{cte \times \int n(X^{+i}, \vec{r}) n_e(\vec{r}) T_e(\vec{r})^{-1/2} \exp[-\Delta E/kT_e(\vec{r})] d\Omega dl}{cte \times \int n(X^{+i}, \vec{r}) n_e(\vec{r}) d\Omega dl}, \quad (3.22)$$

donde ΔE es la diferencia de energía en la transición y k es la constante de Boltzmann. Por simplicidad en la escritura, nuevamente omitiré las dependencias de cada una de las variables. Nuevamente, considerando pequeñas fluctuaciones en la temperatura, se puede hacer una expansión de Taylor alrededor de T_0 :

$$I(X^{+i}, \lambda_{mn}) = f(T_0) + f'(T_0) \frac{(T - T_0)}{1!} + f''(T_0) \frac{(T - T_0)^2}{2!} + \dots \quad (3.23)$$

En este caso, tenemos que:

$$\begin{aligned} I(T) &= CT^{-1/2} \exp[-\Delta E/kT] \\ I'(T) &= CT^{-3/2} \left(\frac{\Delta E}{kT} - \frac{1}{2} \right) \exp[-\Delta E/kT] \\ I''(T) &= CT^{-5/2} \left(\left[\frac{\Delta E}{kT} \right]^2 - \frac{3\Delta E}{kT} + \frac{3}{4} \right) \exp[-\Delta E/kT]. \end{aligned} \quad (3.24)$$

y sustituyendo éstas intensidades en la ecuación 3.23 y el valor de T_0 , σ_T y t^2 , obtenemos:

$$I(X^{+i}, \lambda_{mn}) \approx T_0^{-1/2} \exp[-\Delta E/kT_0] \left\{ 1 + \frac{t^2}{2} \left(\left[\frac{\Delta E}{kT_0} \right]^2 - \frac{3\Delta E}{kT_0} + \frac{3}{4} \right) \right\}. \quad (3.25)$$

Ahora, el lado izquierdo de la ecuación anterior se puede escribir también como una suma de intensidades en función de la temperatura observada (o integrada) de esa línea:

$$\begin{aligned} f(T) &\approx f(T_0) + f'(T_0)(T - T_0) \\ f(T) &\approx f(T_0) \left[1 + \frac{f'(T_0)}{f(T_0)}(T - T_0) \right] \\ I(X^{+i}, \lambda_{mn}) &\approx T_0^{-1/2} \left[1 + T_0^{-1} \left(\frac{\Delta E}{kT} - \frac{1}{2} \right) (T(\lambda_{mn}) - T_0) \right] \exp[-\Delta E/kT_0]. \end{aligned} \quad (3.26)$$

¹En la parte óptica del MIE es cierto que las desexcitaciones colisionales son despreciables, ésto se debe a la densidad crítica de cada línea: siempre y cuando no se alcance la densidad crítica (n_{crit}), las desexcitaciones colisionales serán despreciables. Por ejemplo, para [O III] 5007 Å $n_{crit} \sim 700,000 \text{ cm}^{-3}$, mientras que para [O III] 88 μm $n_{crit} \sim 350 \text{ cm}^{-3}$.

Igualando ambos lados obtenemos y despejando la temperatura observada obtenemos:

$$T(\lambda_{mn}) \approx T_0 \left(1 + \left[\frac{(\Delta E/kT_0)^2 - 3\Delta E/kT_0 + 3/4}{\Delta E/kT_0 - 1/2} \right] \frac{t^2}{2} \right). \quad (3.27)$$

Pero, nuevamente lo que nos interesa es el cociente de líneas porque es lo que medimos. De igual forma que para una sola línea, podemos igualar la temperatura observada a la temperatura medida:

$$\begin{aligned} f(T_{obs}) &= f(T_0) \\ \frac{I_{\lambda_1}(T_{obs})}{I_{\lambda_2}(T_{obs})} &= \frac{I_{\lambda_1}(T_0)}{I_{\lambda_2}(T_0)}. \end{aligned} \quad (3.28)$$

Entonces, del lado derecho, el cociente de las intensidades de líneas se puede expresar como función del cociente de líneas que proporcionaría la temperatura promedio:

$$\begin{aligned} f(T) &= \frac{I_{\lambda_1}(T_0)}{I_{\lambda_2}(T_0)} \\ &\approx \frac{C_1 T_0^{-1/2} \exp[-\Delta E_1/kT_0] (1 + t^2/2([\Delta E_1/kT_0]^2 - 3\Delta E_1/kT_0 + 3/4))}{C_2 T_0^{-1/2} \exp[-\Delta E_2/kT_0] (1 + t^2/2([\Delta E_2/kT_0]^2 - 3\Delta E_2/kT_0 + 3/4))} \\ &\approx C \left\{ 1 + \frac{t^2}{2} \left[3 \left(\frac{\Delta E_2 - \Delta E_1}{kT_0} \right) - \left(\frac{\Delta E_2 - \Delta E_1}{kT_0} \right)^2 \right] \right\} \exp \left[\frac{-\Delta E_2 - \Delta E_1}{kT_0} \right] \end{aligned} \quad (3.29)$$

con C_1 , C_2 y C son constantes. El término que tiene $(t^2/2)^2$ al desarrollar la ecuación, se hace casi cero puesto que $t^2 \ll 1$. Ahora, del lado derecho:

$$f(T_{obs}) \approx \frac{I_{\lambda_1}(T_{obs})}{I_{\lambda_2}(T_{obs})} \approx f(T_0) \left[1 + \frac{f'(T_0)}{f(T_0)} (T_{obs} - T_0) \right]. \quad (3.30)$$

Ahora, usando

$$\begin{aligned} I(T) &= C \exp \left[\frac{\Delta E_2 - \Delta E_1}{kT_0} \right] \\ I(T)' &= C \exp \left[\frac{\Delta E_2 - \Delta E_1}{kT_0} \right] \left(\frac{\Delta E_2 - \Delta E_1}{kT_0} \right) (-T_0^{-1}), \end{aligned} \quad (3.31)$$

donde C es otra constante, y sustituyendo en la ecuación 4.4, obtenemos

$$f(T_{obs}) \approx C \exp \left[\frac{\Delta E_2 - \Delta E_1}{kT_0} \right] \left\{ 1 - T_0^{-1} \left(\frac{\Delta E_2 - \Delta E_1}{kT_0} \right) (T_{obs} - T_0) \right\}. \quad (3.32)$$

Igualando ambos lados de la ecuación 3.28 y despejando la temperatura observada obtenemos:

$$T(\lambda_{mn}/\lambda_{n'm'}) \approx T_0 \left[1 + \left(\frac{\Delta E + \Delta E'}{kT_0} - 3 \right) \frac{t^2}{2} \right], \quad (3.33)$$

donde $\Delta E \neq \Delta E'$ y, nuevamente, $t^2 \ll 1$.

t^2 en la determinación de abundancias

Para encontrar la relación entre las abundancias determinadas con $t^2 \neq 0.000$ y con $t^2 = 0.000$, escribimos la intensidad medida (la observada) normalizada a $H\beta$:

$$\frac{I(X^{+i}, \lambda_{mn})}{I(H\beta)} = \frac{cte \times \int n(X^{+i}, \vec{r}) n_e(\vec{r}) T_e(\vec{r})^{-1/2} \exp[-\Delta E/kT_e(\vec{r})] d\Omega dl}{cte' \times \int n_i(\vec{r}) n_e(\vec{r}) T_e(\vec{r})^{-0.827} d\Omega dl}. \quad (3.34)$$

El ángulo sólido multiplicando la distancia dentro de la nebulosa, describe un volumen V , entonces, podemos “resolver” la integral escribiendo el cociente en términos del flujo integrado que observamos:

$$\frac{I(X^{+i}, \lambda_{mn})}{I(H\beta)} = \frac{cte(\lambda) n(X^{+i}) n_e V T(\lambda_{mn})^{-1/2} \exp[-\Delta E/kT(\lambda_{mn})]}{cte(H\beta) n(H^+) n_e V T(H\beta)^{-0.827}}. \quad (3.35)$$

Dado que el volumen observado es el mismo, podemos despejar las abundancias de la ecuación anterior:

$$\left[\frac{n(X^{+i})}{n(H^+)} \right]_{t^2 \neq 0.000} = Cte^{-1} \frac{I(X^{+i}, \lambda_{mn})}{I(H\beta)} \frac{T(H\beta)^{-0.827}}{T(\lambda_{mn})^{-1/2} \exp[-\Delta E/kT(\lambda_{mn})]}. \quad (3.36)$$

Ahora, aunque el método directo reconoce que la temperatura de la zona de O^{++} es distinta de la de la zona de O^+ y que la temperatura de la zona de S^{++} es distinta de la de la zona de S^+ , la temperatura utilizada para determinar abundancias al usar el método directo es homogénea. Esto se debe a que el cociente de líneas que se usa para medir la temperatura es una ecuación similar a la 3.36:

$$\begin{aligned} \left[\frac{n(X^{+i})}{n(H^+)} \right]_{t^2=0.000} &= Cte^{-1} \frac{I(X^{+i}, \lambda_{mn})}{I(H\beta)} \frac{f(T_{\lambda_{mn}})}{f(T_{H\beta})} \\ &= Cte^{-1} \frac{I(X^{+i}, \lambda_{mn})}{I(H\beta)} f(T). \end{aligned} \quad (3.37)$$

Normalmente, la temperatura que se utiliza para determinar la abundancia de O^{++} es la que se obtiene del cociente de líneas $[O III] (4363/5007)$, lo cual implica que $T(4363/5007) = T(H\beta)$, entonces,

$$\left[\frac{n(X^{+i})}{n(H^+)} \right]_{t^2=0.000} = Cte^{-1} \frac{I(X^{+i}, \lambda_{mn})}{I(H\beta)} f(T_{4363/5007}). \quad (3.38)$$

Es decir que si la temperatura es homogénea ($t^2 = 0.000$), el formalismo no arrojará valores distintos de las abundancias determinadas con el método directo porque $T(4363/5007) = T(H\beta) = T_0$. En este caso, el cociente de las intensidades de líneas observadas está dado aproximadamente por:

$$\frac{I(5007)}{I(H\beta)} = C \frac{T_{(4363/5007)}^{-1/2} \exp[-\Delta E/kT_{(4363/5007)}]}{T_{(4363/5007)}^{-0.827}} \left[\frac{n(X^{+i})}{n(H^+)} \right]_{t^2=0.000}. \quad (3.39)$$

Entonces, para relacionar las abundancias determinadas con el método directo con las que permiten que $t^2 \neq 0.000$, sustituimos el cociente de intensidades de la ecuación 3.39 en la ecuación 3.36 y obtenemos:

$$\left[\frac{N(O^{++})}{N(H^+)} \right]_{t^2 \neq 0.000} = \frac{T(H\beta)^{-0.827} T_{(5007)}^{-1/2}}{T_{(4363/5007)}^{-0.327} \exp[-\Delta E/kT_{(4363/5007)} + \Delta E/kT_{(5007)}]} \times \left[\frac{N(O^{++})}{N(H^+)} \right]_{t^2=0.000} \quad (3.40)$$

que podemos reescribir de la siguiente manera:

$$\left[\frac{N(O^{++})}{N(H^+)} \right]_{t^2 \neq 0.000} \approx K \left[\frac{N(O^{++})}{N(H^+)} \right]_{t^2=0.000}, \quad (3.41)$$

donde K es el factor de discrepancia con la abundancia obtenida de la manera tradicional, es decir suponiendo temperatura constante. Los estudios de regiones fotoionizadas obtienen $1.2 \lesssim K \lesssim 10$.

Las aportaciones principales de esta tesis son equivalentes a: (i) determinar con la mayor precisión posible el factor K para algunas regiones H II de baja metalicidad, (ii) determinar una fórmula empírica que permita estimar K para objetos donde no se puede medir un valor preciso del parámetro de las inhomogeneidades térmicas, t^2 , y (iii) recalibrar el método de Pagel tomando en cuenta la corrección debida a inhomogeneidades de temperatura y a la fracción de O capturada en granos de polvo. Los valores de K determinados en este trabajo se presentan en la tabla 5.5 y los valores de t^2 para los objetos estudiados y de la literatura, se presentan en el segundo artículo de esta tesis (Sección 5.5, Tabla 11).

Importante mantener presente al usar t^2

El formalismo de t^2 funciona bien siempre y cuando la expansión de Taylor esté dominada por el segundo orden y los términos de orden superior al segundo puedan ser ignorados. Para el estudio de la mayoría de las regiones fotoionizadas los términos superiores son frecuentemente muy pequeños, sin embargo, se vuelven importantes para objetos donde t^2 es alrededor de 0.1. En estos casos sería necesario considerar, al menos, el tercer ó el cuarto orden (dependiendo de si la simetría de la distribución es simétrica o antisimétrica).

Al parametrizar las inhomogeneidades de temperatura con t^2 , se está utilizando una definición que denota el segundo momento de la dispersión de temperatura ponderada por T_0^2 . Una notación equivalente pero más clara sería $t^2 \equiv t_2$, entonces es sencillo entender que:

$$\sqrt{t^2} = \sqrt{t_2} \neq t. \quad (3.42)$$

Para representar t^2 gráficamente, es necesario estar en el espacio de la varianza, σ^2 ; sin embargo, este tipo de diagrama resulta poco intuitivo.

El formalismo de t^2 no asume ninguna distribución particular de temperatura. En el programa HELIO10 (discutido física y astrofísicamente en la sección 5.5 y de manera funcional en el apéndice A), se discuten cinco tipos de distribuciones de temperatura: gaussiana, cuadrada, triángulo simétrico, triángulo izquierdo y triángulo derecho. La diferencia entre las determinaciones de t^2 de las distintas distribuciones es alrededor del 10%. La distribución gaussiana proporciona un valor intermedio. Por simplicidad, en muchos trabajos incluyendo este, se asume una distribución gaussiana.

Parte II

NUEVA CALIBRACIÓN

Capítulo 4

Muestra de objetos para la recalibración

La motivación principal de los estudios de determinación de abundancias químicas es la posibilidad de usar esta información como una herramienta para reconstruir la historia de la formación estelar, los procesos de retroalimentación y los procesos dinámicos del gas, que nos llevan a determinar la evolución cósmica observada de los bariones (De Lucia 2009).

La muestra utilizada en este trabajo está compuesta por 28 objetos. Cuatro de éstos fueron reducciones que hice de las observaciones realizadas por A. Peimbert, M. Peimbert y M.T. Ruiz con el telescopio Melipal de 8m que forma parte del *Very Large Telescope* (VLT) de Cerro Paranal, Chile. De la literatura obtuve cinco objetos más que son observaciones realizadas en la misma temporada de observación y con el mismo telescopio de 8m; estas observaciones fueron reducidas por A. Peimbert. Los otros 19 objetos también fueron obtenidos de la literatura; éstos fueron observados por distintos grupos con distintos telescopios. Los objetos que componen la muestra son 8 regiones H II Galácticas, 15 regiones H II extragalácticas y 5 galaxias H II.

Adicionalmente, durante el periodo del doctorado, se observé y calibraré 16 objetos (también regiones H II extragalácticas y galaxias H II). Para diez de éstos usé el telescopio de 2m del observatorio de San Pedro Mártir (SPM), Baja California, México; para los otros seis objetos usé el telescopio Mayall de 4m del observatorio nacional de Kitt Peak (KPNO, por sus siglas en inglés), Arizona, E.U.A.

La combinación de los tres conjuntos de objetos (los 4 objetos cuyas observaciones reduje y analicé, la muestra de 24 objetos que obtuve de la literatura y los otros 16 que observé), me permiten haber tenido oportunidad de realizar todos los pasos necesarios para la realización de un trabajo de investigación. Esto implica investigar para escribir y organizar las solicitudes

de tiempo de telescopio, realizar las observaciones, hacer la calibración de las observaciones, medir las líneas, hacer el análisis de datos (tanto numérica como astrofísicamente), escribir los artículos y pasar el proceso de publicación.

4.1. Objetos obtenidos de la literatura

Decidimos comenzar la recalibración con la rama inferior del diagrama $O_{23} - O/H$ puesto que ésta no había sido trabajada en la literatura. Para esta rama es necesario tener mediciones precisas de t^2 ya que las LR son muy débiles. Es posible obtener un valor preciso de t^2 a partir de comparar la temperatura del He^+ con la temperatura de un promedio ponderado de la temperatura de [O II] y la de [O III]. En el caso de la regiones H II de alto grado de ionización (como las que analicé), las inhomogeneidades de temperatura del He^+ , $t^2(He^+)$, serán muy parecidas a las del O^{++} , $t^2(O^{++})$, debido a que el O^+ y O^{++} trazan de manera muy cercana al He^+ a causa de la proximidad en sus potenciales de ionización —particularmente entre el He^+ (54.41778 eV) y el O^{++} (54.936 eV) (Cox 2000, pág. 36); y en objetos con poco O^+ , los volúmenes de O^{++} y He^{++} serán casi coincidentes. Entonces, por un lado se puede utilizar el valor de $t^2(He^+)$ para la misma zona que $t^2(O^{++})$ y, por otro lado se puede combinar ambos valores de t^2 para obtener un promedio que describa mejor el objeto. Una de las formas de obtener el valor de la temperatura de He^+ es mediante el programa HELIO10 (Peimbert, Peña-Guerrero, & Peimbert 2012—segundo artículo, enviado a *The Astrophysical Journal*; en la sección 5.2, se presenta un borrador de este artículo y se hace una descripción física y astrofísica del programa. En el apéndice A de esta tesis, se hace una breve descripción funcional de HELIO10).

Para obtener las mejores calibraciones posibles de la rama inferior del diagrama $O_{23} - O/H$, hice una búsqueda bibliográfica extensa con el propósito de encontrar las mejores mediciones de las líneas de emisión de He I. Para obtener la muestra, lo primero que busqué fueron galaxias H II y regiones H II de baja metalicidad y/o alto grado de ionización, ya que en estos objetos suele haber una correlación entre la metalicidad y el grado de ionización: a mayor metalicidad, menor grado de ionización y viceversa. La cantidad de objetos distintos, tanto Galácticos como extragalácticos, que se obtuvieron utilizando la correlación antes mencionada fueron 843. De esta muestra se hicieron dos listas con objetos que presentan distintas características de interés que se describen en los siguientes párrafos. Desafortunadamente, 730 objetos fueron desechados por no cumplir con ninguno de los criterios, sin embargo, estos objetos fueron utilizados para encontrar la precisión de relación presentada por Pilyugin & Thuan (2005). Ésta fue utilizada

en resultado principal de esta tesis: la recalibración del diagrama $O_{23} - O/H$ considerando la presencia de inhomogeneidades de temperatura y la la fracción de O capturada en granos de polvo.

En la primera de las listas antes mencionadas, se buscó obtener objetos que presentaran al menos 8 líneas de He I medidas a el fin de darle un *input* suficiente al programa HELIO10 para obtener un modelo confiable (teniendo redundancia en las determinaciones). De esta manera se obtuvo una lista con 71 objetos distintos (Tabla 4.1). Esta tabla será la semilla de un artículo posterior.

La segunda lista fue diseñada para calificar y seleccionar los objetos a ser observados en distintos telescopios, los criterios utilizados fueron un tanto más específicos que en el caso de la primera lista: (i) requerí que el valor de $12 + \log(O/H)$ fuera menor que 7.8 para no estar en la zona del máximo en el eje de $\log(O_{23})$, (ii) restringí que el valor de $\log(O_{23})$ fuera menor a 0.85, ésto también para evitar la zona del máximo en la curva y porque en el 2000, alrededor del 40% de las galaxias H II observadas tienen un valor de $\log(O_{23}) > 0.8$; el porcentaje es mayor para regiones H II en galaxias espirales normales (Díaz & Pérez-Montero 2000); (iii) requerí que la temperatura de O^{++} fuese superior a 15,000 K (para usarla como indicador suplementario de baja metalicidad) y, finalmente, (iv) sólo tomé los objetos con el número de líneas de He I menor a 8 (de modo que los objetos seleccionados de la literatura en esta segunda lista, no tienen suficiente información como para hacer un análisis detallado usando las líneas de He I y el programa HELIO10). De esta manera, la lista de posibles candidatos a observar se redujo a 42 objetos distintos (Tabla 4.2), de los cuales se obtuvieron las muestras para las temporadas de observación con el telescopio de 2m de San Pedro Mártir (SPM), con el telescopio Mayall de 4m de Kitt Peak y también para observar con un telescopio de 8m (estos objetos aún están pendientes por observar).

4.2. Objetos observados durante el doctorado

Para seleccionar los objetos a observar de la Tabla 4.2 busqué, en el artículo correspondiente al objeto, la línea $H\gamma$, 4340 Å, determiné su señal a ruido (S/N, por sus siglas en inglés) y la comparé con la S/N que esperaríamos para esta línea si queremos medir bien las 10 líneas más intensas de He I. Desafortunadamente, para todos los objetos de esta muestra, los tiempos de observación requeridos para obtener la S/N deseada utilizando un telescopio de 2m, eran prohibitivamente largos (más de 40 hr). Sin embargo, relegando el límite superior de metalicidad, encontré unos cuantos objetos hasta 10 veces más brillantes, los cuales sería

TABLA 4.1: Objetos con 8 ó más líneas de He I

Nombre	RA	DEC	Mag	Líneas HeI	T _e ([OII])	Log O ₂₃	P	12+log(O/H)
SKSG 0028+4621	00 37 44.0	+46 19 40.2	16.7	12	20000	0.85	0.88	7.31
Mk 714	07 28 54.9	+89 12 31.1	10.8	15	15620	0.99	0.88	7.87
HS 0637+4717	00 40 30.0	+47 07 10.2	13.2	14	19110	0.85	0.90	7.6
Mk 209	12 26 16.0	+46 29 35.5	15.3	10	15910	0.95	0.93	7.92
J132540132	13 25 47.5	-40 30 50.0	18.1	12	17480	0.98	1	7.77
CGCG0007-025	08 33 19.9	-40 26 30	17.5	12	15440	0.88	1	7.80
Mk 99(1)	12 59 00.3	+34 50 40	13	12	13040	0.95	0.89	8.01
SDSG 1319+3750	19 19 27.6	+37 57 79	13.5	11	11000	0.85	0.66	8.15
Mk 450(1)	13 14 47.2	+34 53 01	16	11	11690	0.93	0.79	8.15
SKSG 0738+380	07 38 42.0	+38 16 03	19	11	12900	1.07	0.88	8.17
HS 0837+8717	08 30 29.9	+87 07 28.4	18	11	19140	0.9	0.80	7.8
SDSG 1420+344	14 20 50.1	+34 27 42	13.5	11	16900	0.95	0.94	7.75
SDSG 1415+437	14 17 01.6	+43 30 13.4	15.6	11	17000	0.76	0.3	7.59
SDSG 1358+578	13 58 09.4	+57 40 54	17	11	14100	0.91	0.78	7.92
Mk 1579	12 37 05.0	+08 55 38	14.8	11	10280	0.95	0.85	8.25
HS 0811+4913	08 14 47	+49 04 10	13.8	11	14450	1	0.88	7.97
SDSG 1319+3750	19 19 27.9	+37 57 79	13.5	11	13000	0.84	0.64	7.95
J0510+0007	05 19 02.7	+00 07 29	13.2	11	10260	0.75	0.95	7.47
Tol 1214-277	12 17 17.1	-28 02 32.7	17	11	19970	0.87	0.85	7.85
SKSG 0723+850A	07 23 25.7	+85 12 33	14	11	15100	0.98	0.80	7.84
HS 1214+3301	12 17 00.7	+37 44 52	16.5	11	13360	0.95	0.65	8.02
Tol 65 (1)	12 25 46.9	-36 14 00.0	17.5	11	17270	0.77	0.92	7.54
J1253-0312	12 53 06.0	-03 12 59	16.2	11	13160	1	0.82	8.05
Mk 714	07 28 54.9	+89 12 31.1	10.8	11	14750	0.98	0.82	7.91
II Zw 40	09 59 12.6	+03 23 32	10	11	13020	1.03	0.81	8.13
J1434+3423	14 04 20.5	+34 23 47	14	11	13410	0.99	0.80	8.05
SDSG 1152+375	11 52 52.1	+37 56 25	16.5	11	15500	0.95	0.3	7.95
SKSG 1130+381	11 30 54.3	+38 09 24	15.5	11	12700	0.9	0.83	8.07
SKSG 1331+450	13 31 20.4	+45 21 35	15	11	15400	0.91	0.88	7.87
SDSG 0940+388	09 40 03.1	+38 45 46	15.8	11	13000	0.94	0.89	8.04
CGCG0007-025(1)	09 44 01.9	-00 30 32	17.5	11	16470	0.93	0.67	7.79
UM 422	11 20 14.6	+02 34 51	15	10	12960	1.02	0.3	8.11
UM 439	11 38 26.8	+00 48 58	15.1	10	14080	1.07	0.81	8.07
HS 1028+3543	10 31 54.8	+35 28 07	18.4	10	15820	1.02	0.85	7.84
Tol 1214-277	12 17 17.1	-28 02 32.7	17	10	19970	0.85	0.97	7.55
HS 2226+1344	22 30 31.1	+14 00 29	13.2	10	21120	0.85	0.91	7.47
Mk 1515	12 15 18.7	+50 35 28	18.5	10	11050	0.58	0.88	8.25
HS 0238+1839	00 02 18.9	+17 15 54	18.8	10	11870	0.98	0.87	8.18
SDSG 0930+344	09 40 17.2	+34 11 27.0	19.9	10	15520	0.78	0.92	7.5
SDSG 1030+363	10 30 56.3	+36 19 29	16.5	10	14500	0.89	0.67	7.93
SDSG 1054+365	10 54 56.6	+36 31 30	15	10	13300	0.95	0.60	8.01
Mk 35	01 05 22.4	+55 57 37	13.3	10	10180	0.9	0.88	8.3
Mk 1738	08 38 54.1	+00 38 54	13.5	10	12200	0.98	0.85	8.15
HS 0637+4717	00 40 29.9	+47 07 09	13.2	10	10190	0.91	0.92	7.6
J0240-0023	02 40 52.2	-00 20 27	19.0	10	15530	1.1	0.96	7.99
Tol 1214+277	12 17 00	+27.4 03 00	19.4	10	20040	0.85	0.87	7.92
HS 1028+3543	10 31 54.8	+35 28 07	18.4	10	15820	1.02	0.85	7.84
HS 2226+1344	22 30 31.1	+14 00 29	13.2	10	21110	0.85	0.81	7.97
SDSG 1437+370	14 37 03.0	+37 01 07	17	10	13600	0.93	0.63	7.97
SDSG 1211+340	12 11 33.9	+34 01 59	17.0	10	16200	0.83	0.91	7.69
HS 1013+355A	10 13 54.4	+35 20 18	17.5	10	10770	0.87	0.98	8.14
HS 0822+3347	08 25 18.4	+33 37 32	18	10	18170	0.77	0.83	7.88
SDSG 1420+344	14 20 30.9	+34 14 03.0	13.5	10	17600	0.99	0.94	7.75
SDSG 0940+344N	09 40 50.4	+34 25 29	17.3	10	20400	0.72	0.3	7.37
SDSG 1159+345	11 59 29.0	+34 37 33	15	10	15300	0.72	0.67	7.67
SKSG 1116+382H	11 16 54.4	+38 20 19	19.5	10	15900	0.85	0.82	7.77
Mk 94	08 37 45.5	+51 38 31	18	10	12870	0.91	0.88	8.11
NGC 625 No.5	01 35 04.6	-41 20 10.3	11.5	10	10900	0.89	0.77	8.19
SDSG 1249+450	12 49 35.6	+49 19 45	17.5	10	15900	0.84	0.65	7.72
SKSG 1303+374H	13 03 05.8	+37 27 02	15.9	9	12000	0.98	0.78	8.15
I Zw 18NW	08 30 09.1	+55 15 29	18	9	20150	0.45	1	7.13
Mk 724	10 41 03.8	+21 21 43	16.9	9	12980	0.94	0.83	8.03
HS 1011+3525	10 13 16.5	+35 12 09	15	9	11410	0.93	0.79	8.19
HS 1442+4250	14 44 12.3	+42 37 40.4	15	9	17510	0.85	0.93	7.69
SKSG 1205+357	12 05 57.5	+35 47 08	17	9	15300	0.85	0.7	7.74
HS 0122+1743	01 25 54.2	+07 59 22	15.7	9	12740	0.83	0.88	7.8
J2230+1400	22 30 31.1	+14 00 29.9	13.0	9	20975	0.84	0.96	7.45
SDSG 1120+373	11 20 20.9	+37 20 34	13.5	9	15100	0.94	0.3	7.8
SDSG 0848+533	08 48 18.7	+53 13 03	15	9	12900	0.94	0.84	8.04
HS 0154+3415	01 37 15.8	+34 31 12	18	9	18380	1.02	0.80	7.88
HS 0126+2532	01 31 21.3	+25 45 12	17.8	9	12660	1.01	0.92	8.14

TABLA 4.2: Posibles objetos a observar con telescopios de 2m, 4m y 8m

Nombre	RA	DEC	Mag	Te(OIII)	12+log(O/H)	Log O ₂₃	Tiempo integración	Telescopio
J130437.92-033357.8	13 04 37.92	-03 33 57.8	14.3 B	15800	7.76	0.57	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
J020549.13-094918.0	02 05 49.13	-09 49 18.0	14.7 B	16900	7.62	0.6	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
SBSG 1124+792	11 28 00.43	+78 59 38.4	14.7 B	14800	7.73	0.77	3*2700s	4m Mayall KPNO
J085907.44+533759.8	08 59 07.44	+53 37 59.8	15.7 B	19900	7.33	0.4	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
Tol 2240-384	22 40 17.58	+38 25 35.4	15.7 B	16000	7.77	-	7200s	1.52m ESO Las Campanas
HS 0140+1943	01 40 30.4	+19 43 45	16 B	-	7.42	-	1 – 3 min	6m Special Astrophysical Observatory Russia
KISSB 23	09 40 12.68	+29 35 29.3	16.08 V	14745	7.65	0.64	900s	6.5m MMT
J003145.29-110656.8	00 31 45.29	-11 06 56.8	16.66 V	16100	7.67	0.63	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
Tol 1214-277B	12 17 17.093	-28 02 32.67	17 B	20100	7.48	0.83	-	1.52m ESO Las Campanas
SBS 1129+576	11 32 02.6	+57 22 42	17 B	18930	7.36	0.58	3*60min	4m Mayall KPNO
Mrk 709	09 49 18.10	+16 52 43.0	17.0 B	-	7.68	0.82	-	2.5m Las Campanas
J0*2056.16+52404.4	09 20 56.16	+52 34 04.4	17.0 B	14900	7.81	0.76	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
J010907.97+010715.5	01 09 07.97	+01 07 15.5	17.278 u	16400	7.54	0.48	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
J083511.01+480314.7	08 35 11.04	+48 03 14.7	17.474 u	15800	7.69	0.74	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
J171941.04+611831.3	17 19 41.04	+61 18 31.3	17.59 u	20500	7.31	0.48	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
J023132.23-004339.4	02 31 32.23	-00 43 39.4	17.81 u	15500	7.7	0.75	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
J120122.32+021108.3	12 01 22.32	+02 11 08.3	18.39 u	17200	7.54	0.7	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
J021513.99-084624.3	02 15 13.99	-08 46 24.3	18.44 u	17500	7.48	0.6	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
SBS 0335-052W(1)	03 37 38.4	-05 02 37	19.0 V	17188	7.22	0.4	373s	8.2m ESO VLT FORS 1
J010005.93-011058.9	01 00 05.93	-01 10 58.9	19.07 u	14800	7.77	0.79	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
J145700.48+600947.8	14 57 00.48	+60 09 47.8	19.33 V	15900	7.76	0.85	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
J230805.52+003423.2	23 08 05.52	+00 34 23.2	19.33 V	17800	7.74	0.85	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
J015346.92-004901.7	01 53 46.92	-00 49 01.7	19.39 V	17500	7.67	0.8	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
J141252.32-002243.9	14 12 52.32	-00 22 43.9	19.53 V	16500	7.71	0.8	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
J233414.88+002907.2	23 34 14.88	+00 29 07.2	19.59 V	15800	7.69	0.71	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
KISSR 85	12 37 18.50	+29 14 54.7	19.78 V	15867	7.61	0.72	600s	6.5m MMT
J102256.64-002303.2	10 22 56.64	-00 23 03.2	19.79 V	14700	7.74	0.74	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
J011914.28-093546.2	01 19 14.28	-09 35 46.2	20.05 u	15800	7.68	0.72	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
J083747.76+513838.0	08 37 47.76	+51 38 38.0	23.35 u	15900	7.73	0.69	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
J0133+1342	01 33 52.56	+13 42 09.4	-	17459	7.56	0.77	3*20min	3.6 ESO en La Silla
Tol 2138+397	21 38 0	+39 40 5 0	-	19700	7.41	-	7200s	1.52m ESO Las Campanas
Tol 2146+391	21 46 17	+39 6 0	-	16800	7.62	-	7200s	1.52m ESO Las Campanas
HS 2348+2920	23 50 50.4	+29 37 03	-	-	7.76	-	1 – 3 min	6m Special Astrophysical Observatory Russia
HS 0143+2400	01 45 54.4	+24 15 54	-	-	7.76	-	1 – 3 min	6m Special Astrophysical Observatory Russia
HS 0031+2645	00 34 19.7	+27 02 09	-	-	7.75	-	1 – 3 min	6m Special Astrophysical Observatory Russia
HS 2347+1618	23 50 06.0	+16 35 06	-	-	7.75	-	1 – 3 min	6m Special Astrophysical Observatory Russia
HS 2258+2046	23 00 32.2	+21 02 30	-	-	7.74	-	1 – 3 min	6m Special Astrophysical Observatory Russia
J132139.12-013953.8	13 21 39.12	-01 39 53.8	-	15600	7.73	0.77	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
J003127.55-104032.8	00 31 27.55	-10 40 32.8	-	16200	7.67	0.71	3*900s	2.5m Apache Piont Observatory, NM / SDSS
HS 0017+1055	00 19.6	+11 12	-	-	7.63	-	1 – 3 min	6m Special Astrophysical Observatory Russia
Tol 0357-3915A	03 59 08.90	-39 06 23.0	-	18600	7.62	0.83	-	1.52m ESO Las Campanas
Cambridge 0953-174	09 53 00.0	-17 24 00	-	18300	7.58	0.83	-	1.52m ESO Las Campanas

más factible observar desde el 2m de SPM. De esta lista ampliada, seleccioné 6 objetos para observar con el telescopio de 4m de KPNO.

En total, durante el doctorado hice tres temporadas de observación: dos en el Observatorio Astronómico Nacional de SPM y una en KPNO. Las solicitudes del tiempo de telescopio para el 4m de KPNO y la segunda temporada de observación para el 2m de SPM, me fueron concedidas como investigador principal. En las tres temporadas utilicé un espectrógrafo de rendija larga, en SPM fue el Boller & Chivens y KPNO fue el Ritchey-Chretien. En la Tabla 4.3 se muestran las fechas de observación, los objetos observados y sus respectivas configuraciones y tiempos de exposición.

Para la temporada 1 se utilizaron las estrellas estándar BD +33 2642, BD +28 4211, Feige 110 y G191B, las tres de Oke (1990). Dado que las temporadas 2 y 3 ocurrieron en fechas consecutivas, se usaron las mismas estrellas estándar para ambas temporadas, éstas fueron: G191-74, Feige 34, Feige 67 y G138-31, también de Oke (1990).

Las observaciones de los objetos mencionados en la tabla 4.3 fueron reducidas parcialmente con el método estándar:

- *Bias* — hice el promedio de los *bias* por noche y por objeto, posteriormente, se los resté a cada imagen.
- Campos planos (*flats*) — promedí los campos planos también por noche y por objeto y luego dividí cada imagen sobre el *flat* promedio.
- Arcos — calibré en longitud de onda cada una de las imágenes con los arcos tomados, ésto requirió identificar al menos 20 líneas en cada espectro.
- Suma de las integraciones — sumé las integraciones de cada objeto primero por noche y luego por objeto, pero separando las noches rojas de las azules¹.
- Aperturas — en las sumas de cada objeto escogí tres ó cuatro aperturas de las cuales dos fueron de cielo (evitando la emisión del objeto y de estrellas de campo) y las (o la) otras aperturas en las que apareciera el objeto, intentando eliminar los pixeles que tuvieran continuo estelar.
- Resta de cielos — escogí los mejores cielos de cada extracción y los resté de las extracciones de las estrellas estándar y de cada uno de los objetos para poder obtener el mejor flujo posible.

¹Las noches rojas son aquellas en las que usé un filtro que sólo permite observar a partir de 5000 Å. Las noches azules son aquellas en las que usé un filtro que sólo permite observar desde 3000 y hasta 5500Å.

TABLA 4.3: Detalles de las temporadas de observación

Objeto	Configuración	Tiempo de Exposición (s)
Temporada 1: SPM, 30 agosto - 5 septiembre, 2010		
UGCA 20	1, 2	9×1200 por configuración
J013352.56+134209.4	1, 2	3×1800 por configuración
Mrk 930	1, 2	12×1500 por configuración
SHOC 579	1, 2	22×900 por configuración
J172906.55+565319.3	1, 2	11×1800 por configuración
Temporada 2: KPNO, 28-31 marzo, 2011		
KISS B 23	3, 4	24×1800 por configuración
J104457.84+035313.2	3, 4	3×1200 por configuración
UGC 6456	3	3×1200
	4	5×1500
SHOC 357	3	3×1200
	4	7×1200
KISS R 85	3	10×1800
	4	5×1800
SBSG 1249+493	3, 4	3×1200 por configuración
Temporada 3: SPM, 1-5 abril, 2011		
Mrk 709	5	18×1500
KISS R 310	5	4×1800
Cambridge 0840+1201	5	5×900
SHOC 433	5	6×1800
HS 1655++3845	5	18×900

Configuración 1: 3000-5500 Å, rejilla de 600 líneas/mm, sin filtro.

Configuración 2: 5000-7500 Å, rejilla de 600 líneas/mm, con filtro GG455.

Configuración 3: 3550-5250 Å, rejilla de 600 líneas/mm, sin filtro.

Configuración 4: 4800-7400 Å, rejilla de 600 líneas/mm, con filtro GG385.

Configuración 5: 3900-7500 Å, rejilla de 400 líneas/mm, con filtro GG395.

- Estrellas estándar — como el flujo de las estrellas estándar es conocido (está en la base de datos de IRAF²), encontré un polinomio con el cual calibrar en flujo cada uno de los espectros.
- Calibración de espectros bidimensionales — con el polinomio que obtuve de las estrellas estándar calibré en flujo los espectros bidimensionales de cada objeto.

Los objetos observados en el periodo del doctorado no fueron incluidos en la muestra debido a que: (i) los análisis requeridos para determinar t^2 en cada objeto son muy lentos, por lo que sólo se analizaron cuatro objetos, (ii) las fechas para hacer las solicitudes de tiempo de telescopio no coincidieron con la temporada correcta para los candidatos a observar, por lo que no pudimos obtener los datos en las primeras etapas de la tesis y (iii) la S/N de las líneas de HeI que se obtienen con un telescopio de 8m es mejor que la que se obtiene con un telescopio de 4m y es aún mejor que la que se obtiene con un telescopio de 2m (sobre todo comparando la calidad de las observaciones del VLT contra las de KPNO y contra las de SPM). Así, decidimos hacer la recalibración utilizando los objetos con mejor S/N (los del VLT) y surgió la necesidad de buscar objetos en la literatura en los que ya se hubiera hecho el análisis detallado (Sección 4.4).

4.3. Objetos observados en el VLT

Durante el último año de maestría tomé un seminario de investigación que fue diseñado para ser la semilla de esta tesis. En este seminario hice el análisis detallado de dos objetos observados con el espectrógrafo reductor focal de baja dispersión 1 (FORS1, por sus siglas en inglés) del VLT, estos objetos fueron NGC 456 y NGC 460. Posteriormente, en el doctorado A. Peimbert me brindó las observaciones de otros 4 objetos: TOL 2138-405, TOL 0357-3915, TOL 2146-391 y SBS 0335-052. Hice el análisis detallado solamente de los primeros tres porque el último, SBS 0335-052, ya está estudiado en la literatura con mayor detalle del que yo podría obtener porque el análisis se hizo con datos del espectrógrafo Echelle (de muy alta resolución). Interrumpí el análisis de TOL 2138-405 porque encontramos que hubo algún problema en las observaciones (e.g. *seeing*, dispersión atmosférica, problemas con el guiado del telescopio,

²IRAF es distribuido por el Observatorio Nacional de Astronomía y Óptica de E.U.A. (NOAO, por sus siglas en inglés), que es operado por la Asociación de Universidades para la Investigación en Astronomía de E.U.A.(AURA, por sus siglas en inglés) bajo un acuerdo operativo con la Fundación Nacional de Ciencia de E.U.A. (NSF, también por sus siglas en inglés).

TABLA 4.4: Detalles de las observaciones del VLT*

Grisma	Filtro	$\lambda(\text{\AA})$	Resolución	Tiempo de Exposición (s)
GRIS-600B+12	-	3450–5900	1300	3×720
GRIS-600R+14	GG435	5250–7450	1700	3×600
GRIS-300V	GG375	3850–8800	700	3×120

* Los tiempos de integración fueron iguales para todos los objetos.

etc.). Este problema parece indicar que los volúmenes observados en la parte azul y roja del espectro no coinciden.

Las observaciones del VLT se hicieron en septiembre del 2002 y se utilizaron tres configuraciones de los *grismas* y los filtros (las configuraciones y resoluciones obtenidas se muestran en la Tabla 4.4). La rendija se fijó en $0.51''$, mientras que la longitud de la misma quedó en $410''$. La apertura de la rendija se escogió de modo que permitiera separar las líneas 3726 y 3729 Å del [O II] y para poder utilizar el cociente $\lambda\lambda 3726/3729$ como un indicador de densidad (como muchos de estos objetos tienen alto grado de ionización, las líneas de [S II] representan un porcentaje muy pequeño de los objetos). Las extracciones de apertura se hicieron de manera que la mayor cantidad de fotones provenientes del objeto, quedarían en las regiones que posteriormente serían analizadas. En la Tabla 4.4 también se presentan las longitudes de onda y los tiempos de exposición.

Las extracciones de apertura fueron hechas de modo distinto para cada objeto, sin embargo, en cada caso se buscó que hubiera una extracción para la región más brillante de cada objeto y otras regiones importantes pero no tan brillantes. Se buscó también que hubiera al menos dos regiones de cielo para cada objeto.

Los espectros se redujeron utilizando los paquetes de reducción de IRAF, siguiendo el procedimiento estándar de resta de los *bias*, las extracciones de apertura, los campos planos, calibración de longitudes de onda y de los flujos. Para la calibración de los flujos, se utilizaron las estrellas estándar LTT 2415, LTT 7389, LTT 7987 y EG 21 (Hamuy et al. 1992; Hamuy et al. 1994).

4.4. Muestra de objetos para la recalibración

La muestra total para la recalibración consistió en 28 objetos (Tabla 4.5). Para la recalibración de la rama inferior, analicé detalladamente cuatro objetos y, adicionalmente, encontré otros seis objetos en la literatura con $12+\log(\text{O}/\text{H}) < 8.4$ (considerando ya las correcciones por t^2 y por la fracción de O capturada en granos de polvo). Consideré los objetos con $12+\log(\text{O}/\text{H}) \geq 8.4$ para la recalibración de la rama superior, encontré 18 objetos de este tipo en la literatura. Estos objetos tienen determinaciones precisas de t^2 , posteriormente, le agregué a cada uno su respectiva corrección por la fracción de O capturada en granos de polvo (esta corrección aumenta conforme aumenta la metalicidad y va de 0.08 a 0.12 dex para regiones H II).

La recalibración del Diagrama $\text{O}_{23}-\text{O}/\text{H}$ considerando las correcciones por la presencia de inhomogeneidades de temperatura y la fracción de oxígeno atrapada en granos de polvo se describe a detalle en el capítulo 6.

TABLA 4.5: Muestra de objetos para la recalibración

Objeto	Ubicación ^a	O/H ^b	O/H ^c	t^2	O ⁺⁺	Tipo ^d	$T_e[\text{O III}]$	$n_e[\text{O II}]$	Referencias
					O ⁺⁺ +O ⁺⁺				
Rama superior									
NGC 3576	G	8.56	8.92	0.038±0.009	0.67	IIb	8500±50	2300±200	1
M16	G	8.50	8.90	0.039±0.006	0.25	IIb	7650±250	1050±250	2
M17	G	8.52	8.88	0.033±0.005	0.83	IIa	8950±380	480 ±150	3
M8	G	8.51	8.85	0.040±0.004	0.28	IIb	8090±140	1800±800	3
H1013	X	8.45	8.84	0.037	0.49	IIb	7370±630	280 ±60	4
NGC 595	X	8.45	8.80	0.036	0.44	IIb	7450±330	260 ±30	4
M20	G	8.53	8.79	0.029±0.007	0.17	IIb	7800±300	240 ±70	2
Orion	G	8.51	8.79	0.028±0.006	0.83	IIa	8300±40	2400±300	5, 6
NGC 3603	G	8.46	8.78	0.040±0.008	0.93	IIa	9060±200	2300±750	2
K932	X	8.41	8.73	0.033	0.79	IIa	8360±150	470 ±40	4
NGC 2403	X	8.36	8.72	0.039	0.67	IIb	8270±210	370 ±40	4
NGC 604	X	8.38	8.71	0.034±0.015	0.71	IIb	8150±160	270 ±30	4
S 311	G	8.39	8.67	0.038±0.007	0.31	IIb	9000±200	260 ±110	7
NGC 5447	X	8.35	8.63	0.032	0.86	IIa	9280±180	280± ⁶⁹⁰ / ₂₈₀	4
30 Doradus	X	8.33	8.61	0.033±0.005	0.85	IIa	9950±60	279 ±16	8
NGC 5461	X	8.41	8.60	0.027±0.012	0.77	IIa	8470±200	540 ±110 ^e	4, 9
NGC 5253	X	8.18	8.56	0.072±0.027	0.78	Ia	11960±290	660 ±140	10
NGC 6822	X	8.08	8.45	0.076±0.018	0.89	Ia	13000±1000	190 ±30	11
Rama Inferior									
NGC 5471	X	8.03	8.33	0.082±0.030	0.78	Ia	14100±300	220 ±70 ^f	9
NGC 456	X	7.99	8.33	0.067±0.013	0.80	Ia	12165±200	130 ±30	12
NGC 346	X	8.07	8.23	0.022±0.008	0.69	IIb	13070±50	144± ⁴⁴ / ₃₈ ^g	13, 14
NGC 460	X	7.96	8.19	0.032±0.032	0.56	IIb	12400±450	170 ±20	12
NGC 2363	X	7.76	8.14	0.120±0.010	0.95	Ia	16200±300	550 ±100	4
TOL 2146 – 391	X	7.79	8.09	0.107±0.034	0.86	Ia	15800±170	280 ±30	15
TOL 0357 – 3915	X	7.90	8.12	0.029±0.064	0.87	Ia	14870±230	340 ±50	15
Haro 29	X	7.87	8.05	0.019±0.007	0.88	IIa	16050±100	235 ±85 ^g	13, 16
SBS 0335–052	X	7.35	7.60	0.021±0.007	0.93	IIa	20500±200	297 ±85 ^g	13, 17
I Zw 18	X	7.22	7.41	0.024±0.006	0.90	IIa	19060±610	87± ⁶⁵ / ₅₆ ^g	13, 17

^a G=objetos Galácticos, X=objetos extragalácticos.

^b Abundancia total de O con temperatura homogénea, $t^2=0.000$. En unidades de $12+\log(\text{O}/\text{H})$.

^c Abundancia total de O considerando inhomogeneidades de temperatura, $t^2>0.000$, más la corrección por la fracción del O capturada en granos de polvo, entre 0.08 y 0.12 dex de acuerdo a Peimbert & Peimbert (2010). En unidades de $12+\log(\text{O}/\text{H})$.

^d El tipo de región H II corresponde al de la clasificación que presentamos en la Sección 5.5.

^e Derivada de las líneas de [Cl III].

^f Derivada de las líneas de [S II].

^g Derivada de las líneas de He I.

Referencias.— (1) García-Rojas et al. (2004); (2) García-Rojas et al. (2006); (3) García-Rojas et al. (2007); (4) Esteban et al. (2009); (5) Esteban et al. (2004); (6) O’Dell et al. (2003); (7) García-Rojas et al. (2005); (8) Peimbert (2003); (9) Esteban et al. (2002); (10) López-Sánchez et al. (2007); (11) Peimbert et al. (2005); (12) Peña-Guerrero et al. (2012); (13) Peimbert et al. (2007); (14) Peimbert et al. (2000); (15) Este trabajo; (16) Izotov et al. (1997); (17) Izotov & Thuan (1999).

Capítulo 5

Nuevas mediciones de metalicidad

En el estudio de abundancias químicas de regiones fotoionizadas en general se usa el cociente O/H como representativo de la metalicidad de los objetos. Esto se debe a que el oxígeno es el más abundante de los elementos pesados, para regiones H II el O constituye alrededor del 50 % de la masa de los elementos pesados, aunque el valor exacto depende de la edad de las fuentes ionizantes y de la historia de formación estelar del objeto (Peimbert et al. 2007). En general, los estudios de abundancias químicas de regiones H II utilizan el método directo para determinar el cociente O/H. Dicho método utiliza las LCE de [O III] para determinar la temperatura que se adopta para todo el volumen del objeto y con ésta se determina el cociente O/H. Una variación del método directo es la aproximación de dos zonas de gas, cada una con una temperatura constante que la describe. El problema principal que presentan los resultados de estos estudios es la discrepancia de un factor de 1.5 a 3 con respecto a las abundancias determinadas mediante LR del multiplete 1 de O II. Hay dos familias de soluciones para resolver este problema: (i) enfriamiento inhomogéneo del gas y (ii) calentamiento inhomogéneo del gas; ambas familias implican la presencia de importantes inhomogeneidades de temperatura. En el presente trabajo se adoptó el calentamiento inhomogéneo, que es provocado por la convolución de varios procesos físicos (ondas de choque, vientos estelares, rayos X, campos magnéticos, entre otros). El estudio de regiones fotoionizadas con la segunda familia de soluciones para el problema del ADF implica la determinación de un valor preciso de t^2 . Hay muchas maneras para obtener un valor de t^2 , se deben determinar todos los posibles valores y luego hacer un promedio de éstos, lo cual a su vez implica un análisis detallado.

Hice el análisis detallado de NGC 456, NGC 460, TOL 0357–3915 y TOL 2146–391, observados con el VLT. Estos objetos me fueron entregados con espectros ya calibrados en flujo. Para la realización de los primeros dos artículos de esta tesis, terminé la reducción de

los datos y proseguí con el análisis estándar: resta de cielos, medición de líneas y corrección por enrojecimiento y excitación colisional.

Hice la primera parte de la reducción de datos (es decir, desde los datos “crudos” hasta la calibración de los espectros en flujo) en los 16 objetos que observé en SPM y KPNO durante el periodo del doctorado.

5.1. Reducción de los datos

La reducción de los datos se hizo con el método tradicional que implica restar el *bias* promedio de cada una de las imágenes, dividir las imágenes entre el campo plano (o *flat*) promedio, calibrar por longitud de onda usando los arcos de las lámparas disponibles, alinear el eje de dispersión y el eje espacial con los pixeles correspondientes, hacer las extracciones de las imágenes y, finalmente, calibrar por flujo utilizando las estrellas estándar.

5.2. Análisis de los datos

En la primera parte del análisis de los datos, resté los cielos y medí todas las líneas posibles en los espectros de los objetos. Posteriormente, calculé el corrimiento al rojo para poder identificar las líneas y corregir por enrojecimiento de manera iterativa. Una vez hecho esto, obtuve las temperaturas, densidades, valores de t^2 y, finalmente, las abundancias iónicas y totales, primero suponiendo temperatura constante y luego considerando la presencia de inhomogeneidades de temperatura. Se determinaron abundancias suponiendo temperatura constante como un paso necesario para determinar abundancias considerando inhomogeneidades de temperatura, a fin de comparar los resultados con los de otros autores.

5.2.1. Previo al desenrojecimiento

Para poder medir las líneas en los espectros, es necesario restar el cielo a fin de que quede solamente la información de interés del objeto. Para esto, promedié las distintas posiciones de la rendija que se clasificaron como cielo. Utilicé la tarea *scombine* de IRAF para las regiones de baja y alta dispersión (esta última compuesta por una región azul y otra roja). Una vez hechos los promedios de cielos, los dividí entre el número de segundos de arco de cielo para así determinar cuánto afecta el cielo por segundo de arco y así poder multiplicar éste valor por la cantidad de segundos de arco que ocupa la región de interés en las regiones de alta y baja dispersión para cada objeto y, finalmente, restar este último número a la imagen original de

la región de interés de alta y baja dispersión, en cada objeto. En este punto, se pueden medir todas las posibles líneas de emisión, es decir, las que tengan un ancho parecido al de 4363 Å. Escogí esta línea debido a que, en estas observaciones, es suficientemente intensa para mostrar su perfil sin importar el ruido y, al mismo tiempo, está lejos de llegar a saturarse. En general, para las regiones de alta dispersión, el promedio del ancho a potencia media (FWHM, por sus siglas en inglés) de 4363 fue alrededor de 4 Å, mientras que para las regiones de baja dispersión el ancho promedio fue alrededor de 7 Å.

5.2.2. Corrección por enrojecimiento y excitación colisional

Para hallar la intensidad corregida por enrojecimiento, se requirió primero el ancho equivalente en absorción de cada línea de hidrógeno, así como la corrección por enrojecimiento, $C(H\beta)$. El ancho equivalente en absorción de las líneas de hidrógeno con respecto a $H\beta$, se obtuvo de González-Delgado et al. (2005). Las características de la región observada son tales que la absorción subyacente y el enrojecimiento afectan a todas y cada una de las líneas de hidrógeno de manera directa, con magnitudes desconocidas tanto para la extinción como para la absorción subyacente de $H\beta$, haciendo necesario corregir de manera simultánea ambos valores, lo cual se hace por medio de un proceso iterativo.

La primera etapa de iteración consistió en ajustar de manera simultánea el ancho equivalente absoluto de $H\beta$ y la $C(H\beta)$ hasta que el cociente de las intensidades corregidas por enrojecimiento y normalizadas a $H\beta$ de $I(H\alpha)/I(H\beta) \sim 2.85$ (Storey & Hummer 1995), que es un valor estándar para regiones H II. Para este tipo de objetos, que son los involucrados en la tesis, el ancho equivalente absoluto de $H\beta$ (que se relaciona con la edad del objeto) debe tener un valor entre 2.0-4.0, aproximadamente; en el caso de $C(H\beta)$, no hay restricciones en cuanto al valor máximo aunque éste debe ser positivo. Las regiones H II fueron seleccionados por tener poco enrojecimiento.

Primeramente se obtuvo la intensidad de cada línea sumando la absorción subyacente, esto se hizo de la siguiente manera:

$$I_\lambda = q(\lambda) * EQW_{abs}(H\beta) * Continuo + F(\lambda), \quad (5.1)$$

donde $q(\lambda)$ es el ancho equivalente en absorción de λ comparado con el de $H\beta$, $EQW_{abs}(H\beta)$, que tomé de González-Delgado et al. (1999) y $F(\lambda)$ es el flujo de λ . Posteriormente, corregí por enrojecimiento utilizando la siguiente ecuación:

$$I_\lambda(\text{corregida}) = I_\lambda * 10^{[f(\lambda)*C(H\beta)]}, \quad (5.2)$$

donde $f(\lambda)$ es la ley de enrojecimiento que tomé del artículo de Seaton (1979). Finalmente, normalicé las intensidades corregidas por enrojecimiento a $I(H\beta)$ de manera que $I(H\beta)=100.00$.

Para obtener el error porcentual de cada línea, primero encontramos el error en el nuevo flujo (normalizado a $H\beta$) de cada línea. Ésto hizo mediante la siguiente ecuación:

$$\%Error = \sqrt{100^2 \left(\frac{F_{min}/3^2}{F(\lambda)} \right) + (Calidad)^2} \quad (5.3)$$

en donde F_{min} es el flujo observado de la línea más débil (puesto que las detecciones mínimas tienen una señal a ruido de aproximadamente 3). La *Calidad* es el porcentaje de error intrínseco a cada calibración de sensibilidad y el intervalo de valores para los objetos analizados en este trabajo, fue de 0.7-1.0%. Esta calidad se obtiene comparando las intensidades de las mediciones de alta y baja resolución para las líneas 4102, 4340, 4861, 4959 y 5007 Å en la región azul y 5876, 6563, 6717 y 6731 Å en el rojo. Finalmente, el 3^2 en la ecuación del porcentaje de error (ecuación 5.3), produce que la línea más débil tenga un error de 33% (S/N~3).

Posteriormente, determiné una primera aproximación de temperaturas y densidades. Para ambos parámetros, iteré con la tarea *temden* de IRAF, iniciando con la obtención de densidades usando una temperatura aproximada del cociente de líneas de [O III] (4959+5007)/4363 Å.

En la segunda etapa de iteración, comparé las intensidades relativas de las LR de hidrógeno teóricas con las observadas pero, para ello, tomé en cuenta la contribución por excitación colisional en las líneas de H. Para hallar el factor de corrección por contribución debida a la excitación colisional en las líneas de H, hice una interpolación de los datos de la Tabla 1 de Peimbert et al. (2007). Para ésto requerí la temperatura del [O II], misma que se obtuvo de la relación:

$$T_{O2} = 2430 + T_{O3}(1.031 - T_{O3}/54, 350) \quad (5.4)$$

derivada por Izotov et al. (1994) de modelos de fotoionización de Stasińska (1990). Posteriormente, recalulé la intensidad de las líneas de manera que la nueva intensidad de $H\alpha$ fuera:

$$I(H\alpha)_{rec} = I_{corregida} * (1 - FCEC), \quad (5.5)$$

donde $FCEC$ = factor de corrección por excitación colisional.

Dado que $H\beta$ colisional es aproximadamente el 67% de $H\alpha$, la nueva intensidad es entonces:

$$I(H\beta)_{rec} = I_{corregida} * (1 - FCEC * 0.67) \quad (5.6)$$

y, a partir de $H5$, busqué hacer que las nuevas intensidades siguieran un decaimiento exponencial de modo que:

$$I(HN)_{rec} = I_{corregida} * \left(1 - \frac{FCEC}{2^{(N-2)/3}} \right), \quad (5.7)$$

donde N va de acuerdo a la línea de interés, por ejemplo $N=5$ para $H\gamma$, $N=9$ para $H9$, etc. Luego renormalicé a la nueva $H\beta$ y entonces ya se pudo hacer la comparación y ajusté con los cocientes teóricas.

Para obtener los cocientes teóricos de $H\alpha$, $H\gamma$, $H\delta$, $H9$, $H10$, $H11$ y $H12$ con respecto a $H\beta$, utilicé un promedio de las temperaturas de la región brillante y extendida de cada objeto, junto con un promedio similar de la densidad obtenida a partir de las líneas de $[S II]$, como *input* en el programa de Storey & Hummer (1995) que está en línea.

Como resultado del análisis de las condiciones físicas de varias regiones H II utilizando el formalismo de t^2 , se encuentra que T_0 puede determinarse, a primera aproximación, mediante restar alrededor del 15% a la temperatura promedio de cada región¹. Posteriormente, al realizar el cálculo de T_0 , se encuentra que esta primera determinación de la temperatura promedio es consistente con el valor exacto de T_0 al 1%, aproximadamente. De no coincidir la primera aproximación de la temperatura promedio con T_0 , sería necesario repetir el análisis desde el punto de la temperatura promedio y utilizar el valor exacto de T_0 .

Utilizando todos estos datos hice el ajuste simultáneo de los 7 cocientes de líneas observadas con las teóricas. El mejor ajuste proporciona el mejor ancho equivalente absoluto de $H\beta$ y la mejor $C(H\beta)$ y, por lo tanto, el mejor desenrojecimiento.

La tercera y última iteración consistió en recalcular las temperaturas y densidades con las nuevas intensidades desenrojadas, utilizando nuevamente la tarea *temden* de IRAF. Dichos valores se presentan en la Tabla 5.1.

5.2.3. Determinación de abundancias con el método tradicional

Posteriormente, obtuve las abundancias iónicas de la manera tradicional y para ello utilicé las tareas de *zones* y *abund* de IRAF. Para determinar las incertidumbres en dichas abundancias, es importante notar que IRAF toma en cuenta la física atómica, la densidad, la temperatura electrónica y las intensidades de las líneas, de modo que las incertidumbres en la abundancia deben considerar las incertidumbres en cada uno de estos factores.

Las incertidumbres en las abundancias asociadas a la física atómica podrían variar los resultados en las abundancias totales, sin embargo, cuantificar dichas incertidumbres es complejo porque hay muchas variables en cuestión. Luridiana et al. (2011) recomiendan preguntar al autor de la física atómica un valor estimado de las incertidumbres en sus cálculos, citar la

¹Conforme aumenta la temperatura de 5000 a 20,000 K, la intensidad de $H\alpha$ disminuye alrededor de 10% ó, para cambios de temperatura moderados, la disminución de $H\alpha$ es aproximadamente 14 veces menor (Storey & Hummer 1995).

TABLA 5.1: Temperaturas y densidades observadas

	Objeto			
	NGC 456	NGC 460	TOL 0357-3915	TOL 2146-391
Temperaturas (K)				
He I	-	-	13,690±1,650	13,850±750
[O II]	12,400±400	12,600±600	13,600± $\begin{smallmatrix} 370 \\ 800 \end{smallmatrix}$	14,120±420
[N II]	11,700±1,000	-	-	-
[O III]	12,165±160	12,400±450	14,870±230	15,800±170
[Ar III]	11,300±550	-	-	-
[S II]	9,700±450	8,500±700	13,620± $\begin{smallmatrix} 2,050 \\ 1,400 \end{smallmatrix}$	11,320± $\begin{smallmatrix} 390 \\ 850 \end{smallmatrix}$
Densidades (cm ⁻³)				
[O II]	130±100	170±20	340±50	280±30
[S II]	250±100	<150	110±50	160±30
[Cl III]	<1,000	-	<2,000	<2,000
[Fe III]	-	-	60±18	64±12

fuelle de los datos atómicos o, al menos, comparar las abundancias obtenidas con las de otros autores (tomando en cuenta los errores adicionales debidos a las observaciones mismas). Es importante notar que, dado que un gran número de trabajos utilizan IRAF para determinar abundancias, las incertidumbres en cuanto a la física atómica serán las mismas que para el mismo gran número de trabajos (a reserva de la versión utilizada de IRAF, o a que se indique explícitamente en el artículo que se modificó la física atómica que IRAF usa de manera estándar). Entonces, determinar correctamente las incertidumbres de la física atómica requiere, al menos, los siguientes tres componentes: (i) que la comunidad astronómica seleccione de alguna manera los “mejores” datos atómicos, (ii) que los códigos que se usan para determinar abundancias (tales como Cloudy, Chianti, IRAF, etc.), estén actualizados de acuerdo a dicha selección y (iii) que tanto los datos mismos como las fuentes de dichos datos sean fácilmente localizables para los usuarios de los códigos (e.g. Luridiana et al. 2011). En este trabajo utilicé la física atómica de la versión 2.15.1 de IRAF, que está citada en la Sección 5.4, Tabla 5.

Para regiones H II, las incertidumbres en la abundancia asociadas a la densidad, son pequeñas porque las regiones H II están en el límite de baja densidad.

Considerando lo anterior, el valor total de las incertidumbres para las abundancias iónicas en regiones H II, depende principalmente de T_e y de las intensidades de las líneas.

Para determinar la incertidumbre en la temperatura electrónica, primero es necesario determinar las incertidumbres en el cociente de líneas utilizado para calcular dicha temperatura. Dado que las incertidumbres para cada línea se presentan como porcentajes, se usó la siguiente ecuación:

$$error(CL)^2 = \left[error(4363)^2 + \frac{error(4959) \times I(4959)^2 + error(5007) \times I(5007)^2}{[I(4959) + I(5007)]^2} \right], \quad (5.8)$$

donde las longitudes de onda están en Å y $CL =$ Cociente de Líneas. Entonces, para obtener la incertidumbre en la temperatura en grados K simplemente se modifica el cociente de las líneas requeridas por *temden* con el porcentaje determinado por $error(CL)$.

La incertidumbre en la determinación de abundancias con la tarea de *abund* se obtiene sumando en cuadratura las incertidumbres en la abundancia debidas a las incertidumbres de las intensidades de las líneas (a una temperatura dada), con las incertidumbres en la abundancia debidas a las incertidumbres de las temperaturas (para las intensidades dadas). Los valores de las abundancias determinadas considerando temperatura homogénea se presentan en la Tabla 5.2.

5.3. t^2 en las observaciones

La redeterminación de abundancias determinadas con LCE y considerando la presencia de inhomogeneidades de temperatura, implica que las abundancias son mayores por un factor de alrededor de 2 (lo que equivale a alrededor de 0.3 dex) para los elementos pesados. Para los elementos cuyas abundancias se determinan con LR, como hidrógeno y helio, las abundancias considerando la presencia de inhomogeneidades de temperatura son ligeramente menores. Los valores de las abundancias determinadas considerando la presencia de inhomogeneidades térmicas se presentan en la Tabla 5.3.

Los valores típicos de las inhomogeneidades de temperatura en las observaciones varían dependiendo del tipo de objeto (mayores en Nebulosas Planetarias que en regiones H II), del grado de ionización y de la metalicidad. Sin embargo, a fin de obtener un primer valor característico de t^2 para regiones H II de baja metalicidad, tomé un promedio de los objetos que yo medí (en el segundo artículo de la tesis se presenta y describe un valor promedio de t^2 más específico). Para este primer valor promedio tomé en cuenta las distintas posiciones de la rendija en el mismo objeto, ya que físicamente son lugares distintos y, por lo tanto, las

TABLA 5.2: Abundancias considerando $t^2=0.000$ *a,b,c*

Elemento	Objeto			
	NGC 456	NGC 460	TOL 0357-3915	TOL 2146-391
N ⁰	$3.48 \times 10^{-8} \pm 4.40 \times 10^{-10}$	-	-	-
N ⁺	$8.35 \times 10^{-7} \pm 6.21 \times 10^{-8}$	$1.45 \times 10^{-6} \pm 1.28 \times 10^{-7}$	$4.59 \times 10^{-7} \pm 5.18 \times 10^{-8}$	$2.28 \times 10^{-7} \pm 1.55 \times 10^{-8}$
O ⁰	$1.00 \times 10^{-6} \pm 1.07 \times 10^{-7}$	-	$1.34 \times 10^{-6} \pm 2.24 \times 10^{-7}$	$1.13 \times 10^{-6} \pm 1.10 \times 10^{-7}$
O ⁺	$2.22 \times 10^{-5} \pm 2.63 \times 10^{-6}$	$3.75 \times 10^{-5} \pm 5.55 \times 10^{-6}$	$8.96 \times 10^{-6} \pm 1.60 \times 10^{-6}$	$6.70 \times 10^{-6} \pm 6.84 \times 10^{-7}$
O ⁺⁺	$7.50 \times 10^{-5} \pm 2.37 \times 10^{-6}$	$5.28 \times 10^{-5} \pm 5.77 \times 10^{-6}$	$6.44 \times 10^{-5} \pm 2.66 \times 10^{-6}$	$5.49 \times 10^{-5} \pm 1.54 \times 10^{-6}$
Ne ⁺⁺	$1.29 \times 10^{-5} \pm 5.50 \times 10^{-7}$	$1.07 \times 10^{-5} \pm 1.32 \times 10^{-6}$	$1.32 \times 10^{-5} \pm 5.08 \times 10^{-7}$	$9.24 \times 10^{-6} \pm 2.97 \times 10^{-7}$
S ⁺	$2.16 \times 10^{-7} \pm 1.56 \times 10^{-8}$	$5.46 \times 10^{-7} \pm 5.11 \times 10^{-8}$	$1.19 \times 10^{-7} \pm 1.33 \times 10^{-8}$	$1.18 \times 10^{-7} \pm 7.52 \times 10^{-9}$
S ⁺⁺	$2.01 \times 10^{-6} \pm 9.10 \times 10^{-8}$	$2.00 \times 10^{-6} \pm 2.63 \times 10^{-7}$	$6.01 \times 10^{-7} \pm 6.39 \times 10^{-8}$	$6.40 \times 10^{-7} \pm 2.06 \times 10^{-8}$
Cl ⁺⁺	$2.50 \times 10^{-8} \pm 8.15 \times 10^{-10}$	-	$1.09 \times 10^{-8} \pm 1.69 \times 10^{-9}$	$7.31 \times 10^{-9} \pm 7.21 \times 10^{-10}$
Ar ⁺⁺	$4.40 \times 10^{-7} \pm 1.14 \times 10^{-8}$	$4.16 \times 10^{-7} \pm 3.05 \times 10^{-8}$	$1.40 \times 10^{-7} \pm 6.91 \times 10^{-9}$	$1.47 \times 10^{-7} \pm 4.41 \times 10^{-9}$
Ar ⁺³	$7.54 \times 10^{-9} \pm 2.34 \times 10^{-10}$	-	$7.70 \times 10^{-8} \pm 6.17 \times 10^{-9}$	$8.49 \times 10^{-8} \pm 3.96 \times 10^{-9}$
N/H	6.67 ± 0.02	6.60 ± 0.04	6.57 ± 0.03	6.32 ± 0.02
O/H	7.99 ± 0.02	7.96 ± 0.04	7.87 ± 0.04	7.89 ± 0.02
Ne/H	7.25 ± 0.02	7.30 ± 0.03	7.18 ± 0.05	7.02 ± 0.05
S/H	6.45 ± 0.04	6.50 ± 0.06	5.96 ± 0.11	5.98 ± 0.02
Cl/H	4.53 ± 0.05	-	4.17 ± 0.17	4.00 ± 0.13
Ar/H	5.76 ± 0.04	5.85 ± 0.08	5.39 ± 0.19	5.42 ± 0.17

^a Las abundancias iónicas son relativas al H⁺.

^b Todas las abundancias totales están dadas en unidades de $12 + \log(X/H)$.

^c Los factores de corrección por ionización (IFC's por sus siglas en inglés), se discuten en los dos artículos agregados a esta tesis (Secciones 5.4 y 5.5) y las referencias se presentan en la Sección 5.5, Tabla 8.

determinaciones de t^2 son independientes. El valor promedio de t^2 característico para regiones HII de baja metalicidad que obtuve de esta forma fue $\langle t^2 \rangle = 0.040 \pm 0.006$. Los valores utilizados para obtener este promedio se presentan en la Tabla 5.4.

Alternativamente al valor promedio de t^2 característico para regiones HII de baja metalicidad, se puede hablar del factor de corrección característico, K , (Sección 3.2), que es la diferencia entre las abundancias corregidas por la presencia de inhomogeneidades de temperatura y la abundancias que consideran temperatura constante. Los valores que encontré para K se presentan en la Tabla 5.5, así como los factores de discrepancia de abundancias (ADFs, por sus siglas en inglés; ver Sección 5.3.1) que pude determinar.

Para regiones HII hay al menos tres determinaciones independientes de t^2 posibles para un mismo objeto que son relativamente accesibles en observaciones de alta resolución: (i) mediante el factor de discrepancia entre la abundancia determinada con el método directo y la

TABLA 5.3: Abundancias considerando $t^2 \neq 0.000$ ^{a,b,c}

Elemento	Objeto			
	NGC 456 $t^2=0.067\pm 0.013$	NGC 460 $t^2=0.036\pm 0.027$	TOL 0357-3915 $t^2=0.052\pm 0.010$	TOL 2146-391 $t^2=0.081\pm 0.018$
N ⁰	$5.07 \times 10^{-8} \pm 7.04 \times 10^{-9}$	-	-	-
N ⁺	$1.17 \times 10^{-6} \pm 1.03 \times 10^{-7}$	$1.91 \times 10^{-6} \pm 5.20 \times 10^{-7}$	$6.42 \times 10^{-7} \pm 2.47 \times 10^{-7}$	$4.26 \times 10^{-7} \pm 1.19 \times 10^{-7}$
O ⁰	$1.42 \times 10^{-6} \pm 1.64 \times 10^{-7}$	-	$1.88 \times 10^{-6} \pm 7.37 \times 10^{-7}$	$2.14 \times 10^{-6} \pm 6.04 \times 10^{-7}$
O ⁺	$3.38 \times 10^{-5} \pm 3.42 \times 10^{-6}$	$5.35 \times 10^{-5} \pm 1.86 \times 10^{-5}$	$1.37 \times 10^{-5} \pm 6.72 \times 10^{-6}$	$1.45 \times 10^{-5} \pm 4.81 \times 10^{-6}$
O ⁺⁺	$1.36 \times 10^{-4} \pm 2.02 \times 10^{-5}$	$6.99 \times 10^{-5} \pm 1.88 \times 10^{-5}$	$8.82 \times 10^{-5} \pm 2.64 \times 10^{-5}$	$9.04 \times 10^{-5} \pm 2.02 \times 10^{-5}$
Ne ⁺⁺	$2.44 \times 10^{-5} \pm 3.90 \times 10^{-6}$	$1.44 \times 10^{-5} \pm 4.32 \times 10^{-6}$	$1.80 \times 10^{-5} \pm 5.92 \times 10^{-6}$	$1.57 \times 10^{-5} \pm 3.68 \times 10^{-6}$
S ⁺	$3.02 \times 10^{-7} \pm 2.58 \times 10^{-8}$	$6.70 \times 10^{-7} \pm 1.78 \times 10^{-7}$	$1.66 \times 10^{-7} \pm 6.28 \times 10^{-8}$	$2.19 \times 10^{-7} \pm 6.10 \times 10^{-8}$
S ⁺⁺	$3.82 \times 10^{-6} \pm 6.10 \times 10^{-7}$	$2.71 \times 10^{-6} \pm 7.76 \times 10^{-7}$	$8.24 \times 10^{-7} \pm 2.66 \times 10^{-7}$	$1.09 \times 10^{-6} \pm 2.35 \times 10^{-7}$
Cl ⁺⁺	$4.41 \times 10^{-8} \pm 8.10 \times 10^{-9}$	-	$1.43 \times 10^{-8} \pm 4.38 \times 10^{-9}$	$1.18 \times 10^{-8} \pm 2.28 \times 10^{-9}$
Ar ⁺⁺	$7.27 \times 10^{-7} \pm 9.47 \times 10^{-8}$	$5.26 \times 10^{-7} \pm 1.22 \times 10^{-7}$	$1.78 \times 10^{-7} \pm 4.72 \times 10^{-8}$	$2.26 \times 10^{-7} \pm 4.33 \times 10^{-8}$
Ar ⁺³	$1.38 \times 10^{-8} \pm 4.27 \times 10^{-9}$	-	$1.03 \times 10^{-7} \pm 3.25 \times 10^{-8}$	$1.03 \times 10^{-7} \pm 3.25 \times 10^{-8}$
N/H	6.89 ± 0.03	6.70 ± 0.07	6.57 ± 0.11	6.49 ± 0.08
O/H	8.23 ± 0.05	8.09 ± 0.09	8.00 ± 0.12	8.12 ± 0.02
Ne/H	7.51 ± 0.05	7.45 ± 0.08	7.32 ± 0.13	7.26 ± 0.11
S/H	6.72 ± 0.13	6.63 ± 0.16	6.10 ± 0.13	6.22 ± 0.09
Cl/H	4.78 ± 0.11	-	4.29 ± 0.11	4.21 ± 0.09
Ar/H	5.98 ± 0.13	5.95 ± 0.14	5.50 ± 0.08	5.63 ± 0.05

^a Las abundancias iónicas son relativas al H⁺.

^b Todas las abundancias totales están dadas en unidades de $12 + \log(X/H)$.

^c Los factores de corrección por ionización (IFC's por sus siglas en inglés), se discuten en los dos artículos agregados a esta tesis (Secciones 5.4 y 5.5) y las referencias se presentan en la Sección 5.5, Tabla 8.

abundancia determinada con las LR del multiplete 1 del O II, (ii) comparando la temperatura de He I (obtenida usando el programa HELIO10, descrito en el Apéndice A) con la temperatura de líneas prohibidas y (iii) comparando la temperatura de Balmer (descrita en la Sección 5.3.3) con la de líneas prohibidas. Los valores de t^2 presentados en la Tabla 5.4 fueron determinados con los tres métodos mencionados y en un caso particular, había observaciones ultravioletas que permitieron determinar un valor de t^2 de C a partir de la comparación de las abundancias obtenidas con LCE y las obtenidas con LR, de manera homóloga al valor de t^2 de O.

5.3.1. LR del multiplete 1 del O II

Uno de los problemas principales en la física de nebulosas fotoionizadas es la discrepancia de abundancias determinadas mediante LR y LCE (García-Rojas & Esteban 2007). En el campo

TABLA 5.4: Valor característico de t^2 para regiones HII de baja metalicidad

Objeto	$t^2(\text{HeI})$	$t^2(\text{OII})$	$t^2(\text{TBac})$	$t^2(\text{CII})$	$\langle t^2 \rangle^a$
NGC 346 ^b	0.021±0.012	-	0.023±0.011	-	0.022±0.008
NGC 456 - 1 ^c	0.035±0.032	-	-	-	0.040±0.040
NGC 456 - 2 ^c	0.053±0.017	0.083±0.019	-	0.080±0.040	0.067±0.013
NGC 456 - 3 ^c	0.040±0.040	-	-	-	0.035±0.032
NGC 460 - 1 ^c	0.032±0.032	0.041±0.027	-	-	0.032±0.032
TOL 2146-391 C ^d	0.096±0.038	0.084±0.041	-	-	0.091±0.028
TOL 2146-391 E ^d	0.098±0.055	0.113±0.044	-	-	0.107±0.034
TOL 0357-3915 C ^d	0.029±0.064	-	-	-	0.029±0.064
TOL 0357-3915 E ^d	0.004±0.054	-	-	-	0.004±0.054
$\langle t^2(\text{LMR}) \rangle = 0.040 \pm 0.006$					

^a Los valores de t^2 promedio se obtuvieron de la suma de los valores individuales de t^2 pesados por sus errores.

^b Estos valores de t^2 se tomaron de Peimbert et al. (2000).

^c Estos valores de t^2 se tomaron de Peña-Guerrero et al. (2012).

^d Este trabajo.

TABLA 5.5: Valor característico de K para regiones HII de baja metalicidad

Objeto ^a	O/H ^b	t^2	O/H ^b + t^2	K	ADF
NGC 456	7.99±0.02	0.067±0.013	8.23±0.05	1.8	2.1
NGC 460	7.96±0.04	0.032±0.032	8.09±0.09	1.4	1.4
TOL 2146-391	7.89±0.02	0.091±0.028	8.02±0.09	1.2	1.6
TOL 0357-3915	7.87±0.04	0.029±0.064	8.00±0.12	1.4	-
$\langle K(\text{LMR}) \rangle = 1.5$					

^a Tomé las posiciones más brillantes de cada objeto.

^b Los valores están dados en unidades de $12 + \log(\text{O}/\text{H})$.

de las Nebulosas Planetarias (NP) este factor es conocido como *Abundance Discrepancy Factor* (ADF). En los últimos años se ha encontrado que las mediciones de abundancias mediante LR en las NP son sistemáticamente mayores que las obtenidas utilizando LCE por un factor de aproximadamente 3, lo que equivale a 0.5 dex, independientemente del ión en cuestión —en algunos casos extremos, el ADF llega a valores alrededor de 100 (Liu 2006).

Peimbert et al. (1993) propusieron utilizar las LR del multiplete 1 del O II para determinar abundancias en regiones fotoionizadas sin tener el problema de la dependencia exponencial en la temperatura de las LCE. Dado que las NP en general tienen mayor metalicidad que las regiones H II, las LR del multiplete 1 del O II pueden verse con mayor facilidad, lo que permite que los estudios de abundancias en NP puedan hacerse utilizando LR, lo cual también es cierto si consideramos regiones H II de la rama superior del diagrama $O_{23} - O/H$.

En los objetos de baja metalicidad (la rama inferior del diagrama $O_{23} - O/H$), la abundancia de oxígeno es menor y, frecuentemente, el brillo intrínseco es menor. Debido a esto se requieren espectros de alta resolución espacial y telescopios grandes para poder observar las LR de elementos pesados en este tipo de objetos. Sin embargo, aún con las condiciones óptimas en las observaciones, es difícil observar las 4 líneas más brillantes del multiplete 1 del O II en objetos de baja metalicidad y/o alto grado de ionización.

En espectros de alta resolución espacial (por ejemplo un Echelle) se pueden medir las 8 líneas del multiplete 1 del O II, éstas son: $\lambda\lambda$ 4638, 4642, 4649, 4651, 4662, 4674, 4676 y 4696 —en general, se designa todo el multiplete como λ 4650. En espectros de rendija larga, como los que analicé durante el doctorado, sólo se pueden medir 4 de las 8 líneas del multiplete y no son comunmente presentadas en los estudios de espectrofotometría de rendija larga. En los objetos que analicé, esas 4 líneas estaban combinadas en dos pares: $\lambda\lambda$ 4639+42 y 4649+51.

Varios estudios (e.g. Esteban et al. 1999a, 1999b; Peimbert 2003; Ruiz et al. 2003; Tsamis et al. 2003) hicieron notar que las intensidades relativas de cocientes de líneas del multiplete 1 del O II no concordaban con los cálculos teóricos considerando equilibrio termodinámico local (ETL). Ante este problema Ruiz et al. (2003) propusieron que la densidad electrónica presente en estos objetos es menor que la necesaria para producir una distribución colisional de los niveles energéticos de estructura fina que lleguen a ETL. En este trabajo Ruiz y colaboradores presentaron una serie de ecuaciones que indican la fracción del flujo del multiplete aportada por cada una de las 8 líneas como función de la densidad característica del objeto. Para densidades bajas ($n_e \leq 300\text{cm}^{-3}$) encuentran que la suma de las intensidades observadas de $\lambda\lambda$ 4639+42 y 4649+51 representa alrededor del 70 % del total, lo cual implica un factor de corrección de aproximadamente 1.43 debido al 30 % que no vemos.

Para obtener un valor de t^2 , a partir de las líneas del multiplete 1 del OII, es necesario determinar la abundancia de O^{++} de las LR y luego comparar esta abundancia con la determinada de las LCE de [OIII]:

$$T_{\text{OIII LR/OIII LEC}} \equiv T_{4649/5007} \equiv f(T_0, t^2). \quad (5.9)$$

El cociente de estas dos abundancias (las determinadas mediante LR y LCE) es el valor del ADF. De manera práctica, hay dos formas equivalentes de obtener un valor de t^2 para O: (i) hacer un programa que itere hasta igualar el valor del ADF dado, ó (ii) hacer una tabla en donde se determina la temperatura de LR, la temperatura de LCE, T_0 , el valor de ADF y un valor dado de t^2 que incremente desde 0.000 hasta 0.125 (la ecuaciones para determinar cada una de las temperaturas mencionadas, están dadas en el Capítulo 3). En esta tabla se busca el valor del ADF que coincida con el que se encontró de las observaciones; el valor de t^2 requerido para llegar a ese ADF es el dado por la misma tabla.

5.3.2. Líneas de He I

Con el fin de obtener el mejor provecho de los datos, es muy importante considerar la mayor cantidad de procesos que pueden tener cierta influencia en las líneas de interés. En este caso en particular nos interesan las líneas de recombinación del He I, aunque es importante mencionar que también son relevantes las LCE.

Al igual que en el caso de las líneas de HI, la cascada de recombinación de He I tiene $I_\lambda^\alpha \propto n_e n_i T^{\alpha_\lambda}$, pero en el caso de las líneas de helio, cada α_λ es un poco diferente para cada línea. Adicionalmente, el nivel metaestable 2^3S (y en menor medida el 2^1S) hace que haya una dependencia adicional en densidad y profundidad óptica; esto significa que las excitaciones colisionales del nivel 2^3S son energéticamente accesibles. Por lo tanto, la cascada provocada por dichas colisiones se suma a la cascada de recombinación consecuencia de los electrones que van siendo atrapados por el átomo de He.

Como es de esperar, a mayor densidad habrá una mayor probabilidad de que haya colisiones mientras el átomo esté en el nivel metaestable 2^3S (a densidades extremas, esto mismo puede suceder en el nivel 2^1S). La existencia de una opacidad parcial en el nivel 2^3S no corresponde al Caso B², por lo tanto, hay que tratar las líneas que pueden ser afectadas por este nivel con

²En Caso B se supone que todos los fotones emitidos que van al nivel base de He^0 son atrapados ($\tau \rightarrow \infty$), pero todos los demás se escapan sin ser absorbidos. En Caso A se supone que todos los fotones emitidos en la nebulosa escapan sin ser absorbidos y por lo tanto no causan ninguna transición hacia niveles superiores ($\tau \rightarrow 0$).

cuidado (en esencia todos los tripletes), ya que mientras haya más fotones con esta longitud de onda todas estas líneas también se verán afectadas.

Para obtener un valor de t^2 a partir de las líneas de He I es necesario obtener la temperatura electrónica de estas líneas, $T_e(\text{He I})$, para compararla con la temperatura sumada de [O II] y [O III] (esto se explica detalladamente en la Sección 5.5 y en el Apéndice A) y usar HELIO10 para obtener un valor de t^2 ó, de acuerdo a Peimbert et al. (2000),

$$T_e(\text{He}^+) = T_0(1 - 1.43t^2). \quad (5.10)$$

5.3.3. Temperatura de Balmer

Otra de las formas relativamente accesibles en región H II para obtener un valor de t^2 es a partir de la temperatura de Balmer. Observacionalmente, esta temperatura se obtiene de determinar la diferencia de alturas entre el continuo del espectro nebuloso y el continuo de Balmer (es decir, medir la altura del salto de Balmer). La suposición más fuerte en este método es que el continuo estelar no contribuye de manera importante al continuo nebuloso.

Una vez medido el salto de Balmer, hay varias ecuaciones propuestas en la literatura para obtener la temperatura de Balmer. Para este trabajo utilicé la ecuación propuesta por Liu et al. (2001b):

$$T(\text{H}^+) = 368 \times (1 + 0.259 y^+ + 3.409 y^{++}) \times (\text{Bac}/\text{H11})^{-3/2} \text{ K}, \quad (5.11)$$

en donde y^+ es el cociente de He^+/H^+ y y^{++} es el cociente de $\text{He}^{++}/\text{H}^+$, Bac es la medición del salto de Balmer multiplicado por 1 \AA y H11 es el flujo medido de la línea de hidrógeno en $\lambda 3771$. Desafortunadamente, esta medición sólo puede ser una cota superior puesto que la presencia de estrellas tipo A “contaminan” el espectro nebuloso, por lo que en ocasiones no es posible medir la temperatura de Balmer.

Para obtener un valor de t^2 a partir de la temperatura de Balmer, al igual que con las líneas de He I, es necesario comparar $T(\text{Bac})$ con la temperatura del oxígeno, de modo que, de acuerdo a Peimbert et al. (2000),

$$T_e(\text{Bac}) = T_0(1 - 1.67t^2). \quad (5.12)$$

5.4. Artículo 1 — Análisis de dos regiones H II considerando inhomogeneidades de temperatura: implicaciones para las determinaciones de abundancias químicas extragalácticas

Resumen

Los primeros dos objetos que analicé detalladamente fueron NGC 456 y NGC 460, ambas son regiones H II en la Pequeña Nube de Magallanes. Con análisis detallado me refiero a determinar densidades y temperaturas de la manera tradicional y a determinar abundancias iónicas y totales considerando: (i) una temperatura homogénea en todo el objeto y (ii) la presencia de inhomogeneidades de temperatura (la determinación del valor de las inhomogeneidades térmicas requiere mediciones con muy alta S/N). Presentamos las mediciones de las líneas en NGC 456 y NGC 460, así como los resultados del análisis en el primer artículo de la presente tesis.

En este primer artículo criticamos la validez del método directo (que considera una temperatura homogénea en todo el objeto) dado que: (i) la presencia de ADFs implica que el usar la temperatura del cociente (4363/5007) del [O III] para determinar abundancias de todos los iones disponibles, implica errores que llevan a subestimar las abundancias por factores alrededor de 2 para regiones H II; (ii) cuando se comparan las abundancias obtenidas considerando la presencia de inhomogeneidades de temperatura —determinadas comparando $T_e(\text{He I})$ con la temperatura promedio de [O II] y [O III], $T_e([\text{O II}] + [\text{O III}])$ — con las abundancias del método directo, se encuentra que los factores de incremento por considerar t^2 es similar al ADF del objeto específico, por lo cual la inclusión de la estructura de la temperatura en la determinación de abundancias puede ser una explicación para los ADFs observados; y (iii) los modelos de fotoionización no ajustan de manera simultánea la línea auroral del [O III], 4363 Å, y las líneas nebulares, 4959 y 5007 Å, lo cual implica que el presupuesto de energía que usan estos modelos está incompleto.

Proponemos que, aunque el valor de t^2 de cada objeto depende de sus condiciones físicas específicas, la corrección debida a la inclusión de la estructura de la temperatura es de 0.15 a 0.35 dex para regiones H II de baja metalicidad. Esto equivale a un factor de corrección entre 1.4 y 2.2 para objetos de baja metalicidad.

Independientemente de la inclusión o no de la estructura de temperatura en la determinación de abundancias, es importante corregir las abundancias por la fracción de O capturada en granos de polvo para región H II de baja metalicidad; dicha corrección para estos objetos va de 0.09 a 0.11 dex de acuerdo a Peimbert & Peimbert (2010). Cuando se suma esta corrección al efecto causado por la presencia de inhomogeneidades de temperatura encontramos que la

corrección total en las abundancias químicas va de 0.25 a 0.45 dex, para regiones H II de baja metalicidad.

Dado que los estudios de regiones H II de baja metalicidad se pueden utilizar para poner límites en varias áreas importantes de astrofísica, tales como: (i) modelos de gradientes radiales de abundancias en galaxias espirales (Vila-Costas & Edmunds 1992; Zaritsky et al. 1994; Esteban et al. 2005), (ii) la evolución química de galaxias *starburst* (e.g. Carigi et al. 2006; Liu et al. 2008; Pérez-Montero et al. 2008; Bordalo & Telles 2011; Peimbert & Peimbert 2011), (iii) la relación masa-luminosidad y la relación masa-metalicidad (e.g. Tremonti et al. 2004; Kewley & Ellison 2008; Mannucci et al. 2010; Thuan et al. 2010), (iv) la función inicial de masa, la tasa de formación estelar y las determinaciones de *yields* (e.g. Pilyugin et al. 2007; Carigi & Peimbert 2011; Peimbert & Peimbert 2011) y (v) la abundancia del helio primordial (e.g. Peimbert et al. 2007; Izotov 2010; Peimbert et al. 2010), entre otros. Es entonces de suma importancia para estos estudios utilizar abundancias obtenidas con un método que permita la presencia de inhomogeneidades de temperatura o, alternativamente, usar abundancias que no sean afectadas por estas inhomogeneidades térmicas.

El método directo debe ser utilizado sólo como una primera aproximación ya que se deben tomar en cuenta los efectos de otras fuentes de energía adicionales a la fotoionización. El valor de las inhomogeneidades de temperatura, t^2 , mide la importancia general de los muchos mecanismos que inyectan energía al sistema. Proponemos que, si no se tiene información suficiente para estudiar la estructura de la temperatura, es mejor utilizar una corrección promedio para regiones H II de baja metalicidad que suponer que la temperatura es homogénea. Proponemos que dicha corrección es de 0.35 dex y que ésta debe ser explícita para que, si en el futuro la determinación del valor de esta corrección mejora, sea claro cómo actualizar los análisis.

A continuación se anexa este artículo en su versión aceptada en *The Astrophysical Journal*.

Analysis of two SMC H II Regions Considering Thermal Inhomogeneities: Implications for the Determinations of Extragalactic Chemical Abundances

3

Accepted in The Astrophysical Journal, November 2011

María A. Peña-Guerrero² — guerrero@astroscu.unam.mx

Antonio Peimbert² — antonio@astroscu.unam.mx

Manuel Peimbert² — peimbert@astro.unam.mx

and

María Teresa Ruiz³ — mtruiz@das.uchile.cl

Abstract

We present long slit spectrophotometry considering the presence of thermal inhomogeneities (t^2) of two H II regions in the Small Magellanic Cloud (SMC): NGC 456 and NGC 460. Physical conditions and chemical abundances were determined for three positions in NGC 456 and one position in NGC 460, first under the assumption of uniform temperature and then allowing for the possibility of thermal inhomogeneities. We determined t^2 values based on three different methods: (i) by comparing the temperature derived using oxygen forbidden lines with the temperature derived using helium recombination lines, (ii) by comparing the abundances derived from oxygen forbidden lines with those derived from oxygen recombination lines, and (iii) by comparing the abundances derived from ultraviolet carbon forbidden lines with those derived from optical carbon recombination lines. The first two methods averaged $t^2=0.067 \pm 0.013$ for NGC 456 and $t^2=0.036 \pm 0.027$ for NGC 460. These values of t^2 imply that when gaseous abundances are determined with collisionally excited lines they are underestimated by a factor of nearly 2. From these objects and others in the literature, we find that in order to account for thermal inhomogeneities and dust depletion, the O/H ratio in low metallicity H II regions should be corrected by 0.25-0.45 dex depending on the thermal structure of the nebula, or by 0.35 dex if such information is not available.

Keywords H II regions: abundances—galaxies: H II regions— H II regions: thermal inhomogeneities — H II regions: individual (NGC 456, NGC 460).

³Based on observations collected at the European Southern Observatory, Chile, proposal number ESO 69.C-0203(A)

²Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 70-264, México 04510 D.F., México

³Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Casilla Postal 36D, Santiago de Chile, Chile

1. Introduction

The Magellanic Clouds play a fundamental role in astrophysics because they are the closest laboratory we have to probe the extragalactic distance scale and the theories about chemical evolution of stars and galaxies. They are close enough to be able to identify individual objects and isolate them from their environment. In the case of chemical abundance studies of H II regions, it is possible to perform observations that avoid bright stars, Wolf-Rayet stars, and supernova remnants; this can translate in extremely good equivalent widths in emission, $EW_{em}(H\beta) \gtrsim 250 \text{ \AA}$.

There have been many studies of the chemical composition of H II regions in the Magellanic Clouds (e.g. Peimbert & Torres-Peimbert, 1976; Pagel et al. 1978; Westerlund 1990; Caplan et al. 1996; Peimbert et al. 2000). It has been found that the chemical composition within each cloud is uniform, and that the SMC has lower metallicity (approximately 0.40 dex) than the Large Magellanic Cloud (LMC); making the SMC the best object to study low metallicity environments. In particular, H II regions of the SMC provide the means to study low metallicity star-forming neighborhoods and NGC 456 is one of the brightest H II regions of the SMC (Peimbert & Torres-Peimbert, 1976). In this study the number of lines presented for NGC 456 and NGC 460 is considerably larger than in previous works.

Almost all studies of H II regions use the direct method to determine gaseous abundances, and implicitly assume that this value represents the chemical abundances of the ISM. The direct method uses collisionally excited lines (CELs) to obtain chemical abundances, and presuppose a homogeneous temperature structure. When abundances are calculated using recombination lines (RLs), they are approximately factors of 2 higher than abundances obtained with CELs; this is now known as the abundance discrepancy factor (ADF) problem. Moreover, the depletion into dust grains can account for a large fraction of the oxygen atoms.

Esteban et al. (1998) measured the depletion into dust in the Orion nebula and suggested that a 0.08 dex correction to the O/H ratio should be included when considering H II regions. More recent studies of the Orion nebula suggest that the correction is higher (Mesa-Delgado et al. 2009b; Simón-Díaz & Stasińska, 2011) while recent studies of depletion of Mg, Si, and Fe suggest that the correction depends on the O/H ratio of the specific H II region (Peimbert & Peimbert, 2010), reaching a fraction of up to 28 % for high metallicity regions.

Peimbert (1967) proposed to take into account t^2 when using CELs to determine abundances in modeling H II regions, and found that spatial thermal fluctuations of approximately 20 % are capable of producing errors of factors of 2 to 3 on the determination of chemical

abundances. The additional complications to calculate abundances using t^2 , along with the fact that there is no tailored physical model to fit temperature inhomogeneities, have made its reception within the community poor.

Since the idea of Peimbert's temperature inhomogeneities was introduced, several explanations about where such temperature inhomogeneities could be coming from have been proposed: shock waves, shadowed regions, advancing ionization fronts, multiple ionizing sources, X-rays, magnetic reconnection, and inhomogeneous chemical composition, among others (e.g. Peimbert & Peimbert, 2006; Tsamis & Péquignot, 2005; and references therein). However, most of these explanations are capable of either producing only a fraction the t^2 value found in observations or, under fine-tuned circumstances, the total observed t^2 values.

For most objects, two explanations are capable of producing the observed t^2 values: (i) the observed t^2 values come from a variety of mechanisms in a chemically homogeneous medium, where each mechanism is only responsible for a fraction of the total; and (ii) the presence of chemical inhomogeneities within the photoionized region. As of now, no complete self-consistent model has been proposed for either explanation: models for explanation (i) have not been able to explain where all the required energy to keep these thermal inhomogeneities comes from, while models for explanation (ii) have not been able to describe the exact characteristics and evolution of the proposed high metallicity inclusions. As for abundance determinations: option (i) would indicate that RLs give the correct abundances, or that one could use CELs and the formalism of t^2 of Peimbert & Costero (1969) to determine abundances; and models of option (ii) imply that the chemical abundance is intermediate between those obtained from CELs adopting $t^2=0.00$, and RLs adopting a chemically inhomogeneous medium (Tsamis & Péquignot, 2005). For either option, the abundances determined using CELs with $t^2=0.00$ need a systematic correction.

Additional evidence supporting chemically homogeneous models with large t^2 values implied by the ADF problem comes from: the theoretical vs. observational $\Delta Y/\Delta O$ ratio, abundances of F and G young stars of the solar vicinity vs. abundances of H II regions, oxygen abundances of O and B stars vs. abundances of H II regions, protosolar abundances vs. H II region abundances, considering the effect of Galactic chemical evolution (see Peimbert & Peimbert, 2011; and references therein).

In Sections 2 and 3 the observations and reduction procedure are described. In Section 4 temperatures and densities are derived from four and three different line intensity ratios, respectively; also in this section we derive the mean square temperature inhomogeneities, t^2 , in three different ways: (i) from the comparison of the abundances of O II lines to those of

Table 1 — Journal of Observations

Grism	Filter	λ (Å)	Resolution ($\lambda/\Delta\lambda$)	Exp. Time (s)
GRIS-600B+12	-	3450–5900	1300	3×720
GRIS-600R+14	GG435	5250–7450	1700	3×600
GRIS-300V	GG375	3850–8800	700	3×120

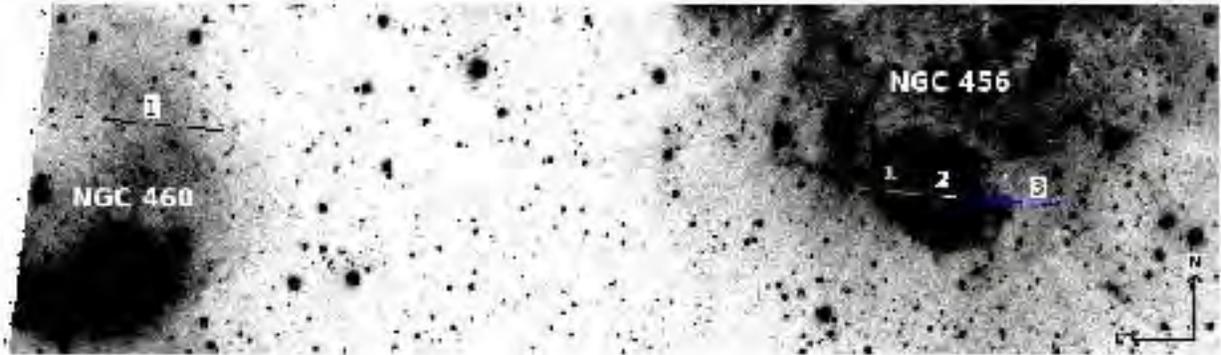
[O III] lines, (ii) using He I lines, and (iii) from the comparison of the abundance of C II lines to those of [C III] λ 1907 + C III] λ 1909 lines. In Section 5 we determine ionic abundances with three different methods: (i) based on RLs, (ii) based on CELs, and (iii) correcting CELs for t^2 ; while the total abundances derived from these methods are presented in Section 6. In Section 7 we present the direct method and its shortcomings, the typical correction to the O/H ratio for low metallicity H II regions, and the implications for the determinations of extragalactic chemical abundances. Finally, the discussion and conclusions are presented in Sections 8 and 9, respectively.

2. Observations

The observations were obtained during the night of September 10th of 2002 with the Focal Reducer Low Dispersion Spectrograph 1, FORS1, at the Very Large Telescope, VLT, Melipal in Cerro Paranal, Chile. We used three grism settings: GRIS-600B+12, GRIS-600R+14 with filter GG435, and GRIS-300V with filter GG375 (see Table 1).

The slit was oriented almost east-west (position angle 82.5°) to observe the brightest regions of NGC 456 ($\alpha=1^h13^m50.8^s$, $\delta=-73^\circ18'03.2''$) which we called NGC 456 Position 2. The linear atmospheric dispersion corrector, LACD, was used to keep the same observed region within the slit regardless of the air mass value. The slit length was 410." and the slit width was set to 0.51", this setting was chosen to have the resolution to deblend the [O II] line λ 3726 from λ 3729 when using the GRIS-600B+12. Three observations were made with each grism configuration to be able to identify and remove cosmic rays.

The aperture extractions were made for a length of 5.6" for NGC 456 Position 2; NGC 456 Position 1 is centered 11.4" east of Position 2 and has a length of 17.2", and NGC 456 Position 3 is centered 19.4" west of Position 2 and has a length of 22.4" (note there is a 3.2" gap to avoid a bright star between positions 2 and 3, see Figure 1). The eastern part of the slit passed through the outer parts of NGC 460; we defined NGC 460 Position 1 as the region centered 199" east of NGC 456 Position 2, with a length of 40".



(a)



(b)

Figure 1 — (1a) VLT image of NGC 460 Position 1 and Positions 1, 2, and 3 of NGC 456. This image of $306'' \times 87''$ has Position 2 located at $\alpha = 1^h 13^m 50.8^s$ and $\delta = -73^\circ 18' 03.2''$ (J2000.0), and was taken with a filter that suppresses light bluer than 4350 \AA . (1b) Same image but with a different saturation level so that Position 2 in NGC 456 is enhanced.

The spectra were reduced using IRAF⁴ reduction packages, following the standard procedure of bias subtraction, aperture extraction, flat fielding, wavelength calibration and flux calibration. For flux calibration the standard stars LTT 2415, LTT 7389, LTT 7987 and EG 21 were used (Hamuy et al. 1992; Hamuy et al. 1994). The observed spectra are presented in Figure 2; a zoom-in of the region around $\lambda 4600$ of the spectrum of NGC 456-2 is presented in Figure 3 to show the quality of the data.

3. Line Intensities and reddening correction

The procedure of line measurement was done using the `splot` task of the IRAF package. Line intensities were measured by integrating the flux in the line between two limits over the local continuum estimated by eye. There were a few cases where line blending was found. In this situation we used a multiple Gaussian profile procedure. The error in the flux calibration has been estimated to be 1%; the contribution to the errors due to the noise was estimated from the continuum. The final adopted errors were estimated using standard error procedures.

The reddening correction, $C(H\beta)$, and the underlying absorption, $EW_{abs}(H\beta)$, were fitted simultaneously to the theoretical ratios. We adopted the extinction law of Seaton (1979), and the underlying absorption ratios obtained from the work by González-Delgado et al. (1999) and from the theoretical ratios determined with the program INTRAT by Storey & Hummer(1995).

The Balmer and helium emission lines were corrected for underlying absorption, and the equivalent widths in absorption adopted are presented in Table 2. The extinction law values used are presented in Tables 3 and 4. The physical conditions used for INTRAT were $T_e=10,000$ K and $n_e=100 \text{ cm}^{-3}$, this is only a first guess, but since the hydrogen lines are nearly independent from temperature and density no further corrections were necessary.

The emission line intensities of all positions in NGC 456 and NGC 460 are presented in Tables 3 and 4, respectively. Table 3 column (1) presents the adopted laboratory wavelength, λ , column (2) the identification for each line, column (3) presents the extinction law value used for each line (Seaton, 1979), $f(\lambda)$. Columns (4-6) present the data from NGC 456-1, showing: the observed flux relative to $H\beta$, $F(\lambda)$; the flux corrected for reddening relative to $H\beta$, $I(\lambda)$; and the percentage error associated with those intensities, respectively. Columns (7-9) and (10-12) present the same data as columns (4-6) but for positions 2 and 3, respectively. In Table 4 the columns are the same as the first 6 columns of Table 3 but for Position 1 of NGC 460. The $EW_{abs}(H\beta)$, $C(H\beta)$, $EW(H\beta)$, as well as the $F(H\beta)$ and $I(\beta)$ for each position in both objects are also presented in these tables.

⁴IRAF is distributed by NOAO, which is operated by AURA, under cooperative agreement with NSF.

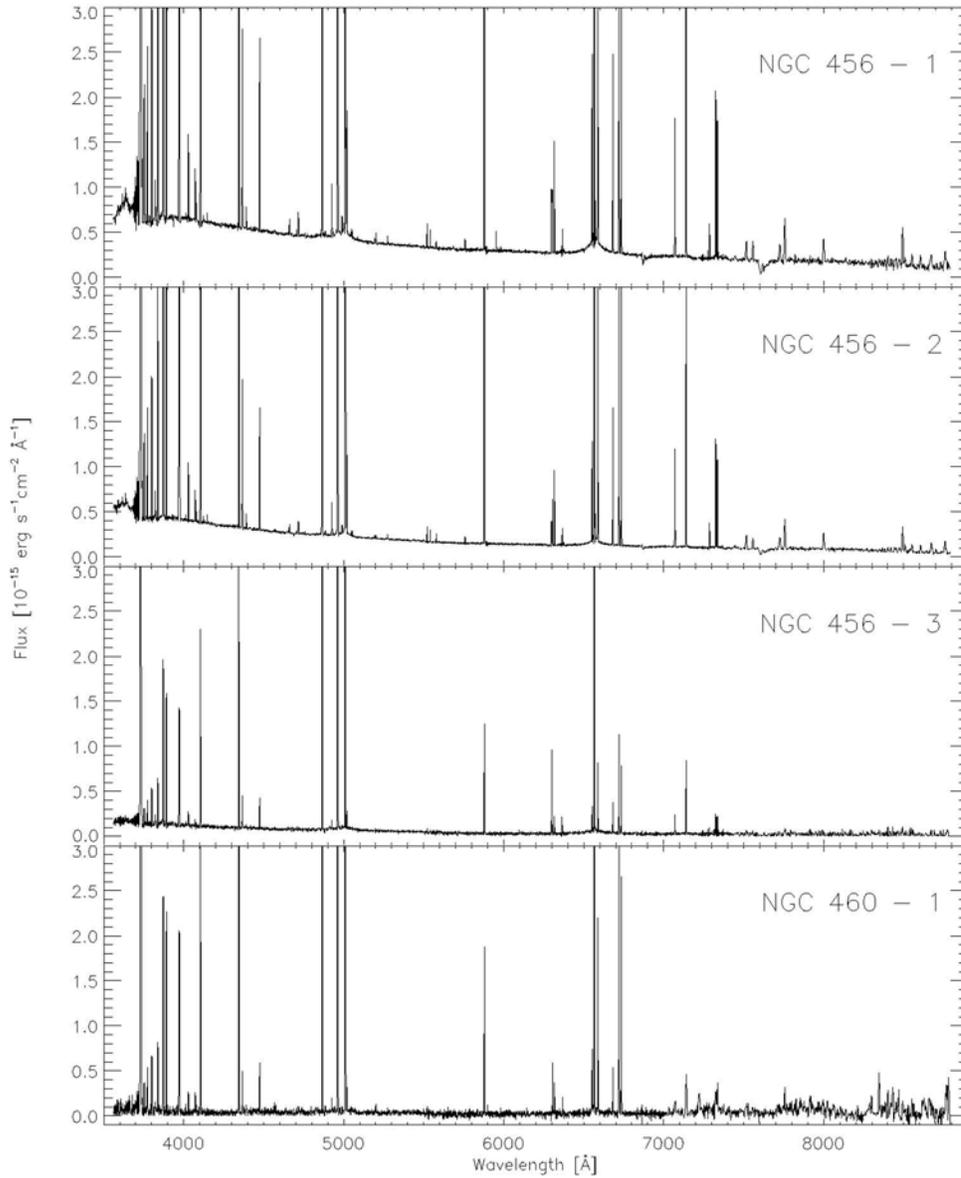


Figure 2 — Spectra of Positions 1, 2, and 3 in NGC 456, and Position 1 of NGC 460. These spectra include the blue (3600-5500 \AA) and red (5500-7400 \AA) high-resolution spectra, as well as the low-resolution spectrum (7400-8800 \AA).

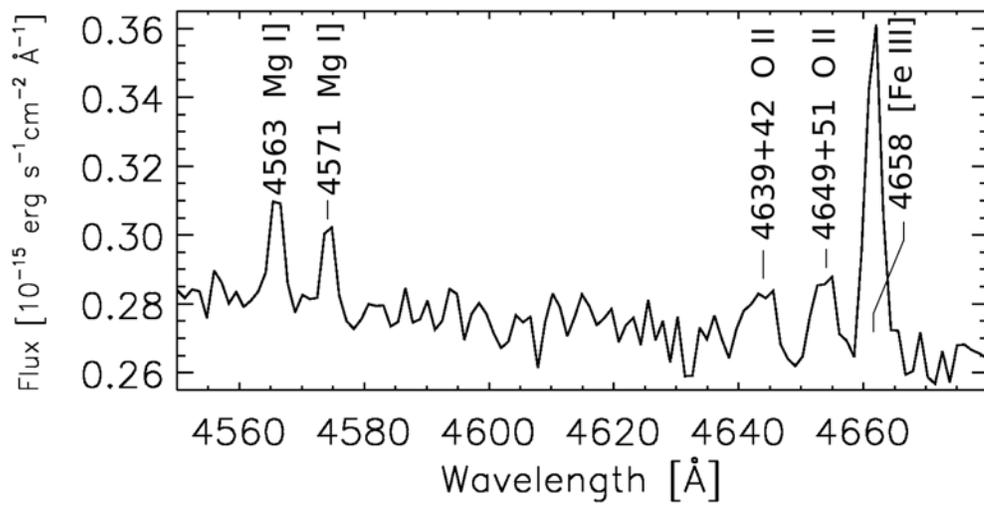


Figure 3 — Zoom-in of the region between $\lambda 4550$ and $\lambda 4680$ in NCG 456 Position 2 to show the quality of the data.

Table 2 — Absolute Equivalent Widths

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

^a González-Delgado et al. (1999).

^b Note that HeI(3889) is included with H8.

^c Extrapolations based on VLT echelle observations of 30 Doradus (Peimbert, 2003).

^d M. Cerviño, private communication, 2006.

Table 3 — NCG 456: Line Intensities of Positions 1, 2, and 3

λ (Å)	Id.	$f(\lambda)$	Position 1			Position 2			Position 3		
			$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% err.	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% err.	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% err.
3587	He I	0.272	0.56	0.64	18	0.59	0.66	10	0.93	1.02	28
3614	He I	0.271	0.95	1.08	14	1.09	1.22	7	0.91	0.99	29
3634	He I	0.270	0.89	1.01	15	1.23	1.37	7	-	-	-
3676	H 22	0.269	-	-	-	0.35	0.44	13	-	-	-
3679	H 21	0.268	-	-	-	0.43	0.53	11	-	-	-
3683	H 20	0.267	-	-	-	0.38	0.49	12	0.68	0.88	33
3687	H 19	0.266	-	-	-	0.54	0.69	10	0.64	0.87	34
3692	H 18	0.265	-	-	-	0.63	0.81	9	0.55	0.82	37
3695	H 17	0.264	-	-	-	0.76	0.99	9	0.99	1.35	28
3704	H 16	0.262	-	-	-	1.24	1.56	7	1.18	1.62	25
3712	H 15	0.260	-	-	-	1.22	1.58	7	1.55	2.11	22
3722	H 14+[S III]	0.257	1.54	1.99	11	1.60	2.05	6	1.46	2.11	23
3726	[O II]	0.256	65.02	73.16	2	58.79	65.23	1	61.13	66.59	4
3729	[O II]	0.255	86.89	97.72	2	73.92	81.98	1	83.15	90.54	3
3734	H 13	0.254	2.13	2.69	9	1.70	2.20	6	1.69	2.44	21
3750	H 12	0.250	2.38	3.00	9	2.48	3.11	5	2.09	2.97	19
3770	H 11	0.245	3.14	3.97	8	3.24	4.06	4	3.05	4.20	16
3798	H 10	0.238	4.11	5.14	7	4.31	5.34	4	3.95	5.39	14
3820	He I	0.233	0.75	0.92	16	0.80	0.97	8	1.65	1.91	21
3836	H 9	0.229	5.97	7.29	6	5.98	7.26	3	5.48	7.19	12
3867	[Ne III]	0.222	17.91	19.82	3	22.23	24.30	2	22.82	24.55	6
3889	H 8+He I	0.218	16.71	19.25	3	16.57	18.93	2	17.26	20.04	7
3967	[Ne III]	0.201	20.25	22.68	3	22.15	24.01	2	21.25	22.68	6
4009	He I	0.193	-	-	-	0.17	0.69	18	-	-	-
4026	He I	0.190	1.37	1.58	12	1.60	1.90	6	1.71	1.97	21
4067	[S II]	0.182	1.01	1.10	14	0.93	0.99	8	0.71	0.76	33
4076	[S II]	0.181	0.32	0.35	24	0.30	0.32	14	-	-	-
4102	H δ	0.176	23.81	26.65	3	23.82	26.45	2	23.62	26.53	6
4125	[Fe II]	0.172	-	-	-	0.30	0.32	14	-	-	-
4144	He I	0.169	-	-	-	0.30	0.42	14	-	-	-
4169	O II	0.164	-	-	-	0.18	0.19	18	-	-	-
4185	O II	0.161	-	-	-	0.12	0.13	21	-	-	-
4267	C II	0.143	<0.30	<0.30	-	0.04	0.04	40	<0.30	<0.30	-
4340	H γ	0.128	45.03	48.25	2	44.52	47.51	1	44.29	47.28	4
4363	[O III]	0.122	4.12	4.34	7	4.36	4.57	4	4.22	4.38	13
4388	He I	0.116	0.58	0.66	18	0.42	0.50	12	-	-	-
4471	He I	0.094	3.77	4.13	7	3.72	3.97	4	3.89	4.20	14
4563	Mg I	0.070	-	-	-	0.08	0.08	27	-	-	-
4571	Mg I	0.068	-	-	-	0.05	0.05	33	-	-	-
4639+42	O II	0.051	-	-	-	0.06	0.06	30	-	-	-
4649+51	O II	0.049	-	-	-	0.07	0.07	28	-	-	-
4658	[Fe III]	0.047	0.36	0.36	23	0.29	0.30	14	-	-	-
4701	[Fe III]	0.037	0.10	0.11	43	0.10	0.10	24	-	-	-
4711	[Ar 4]+He I	0.034	0.44	0.53	21	0.50	0.59	11	-	-	-
4740	[Ar 4]	0.028	-	-	-	0.06	0.06	31	-	-	-
4755	[Fe III]	0.024	-	-	-	0.07	0.07	29	-	-	-
4861	H β	0.000	100.00	100.00	2	100.00	100.00	1	100.00	100.00	3
4881	[Fe III]	-0.004	0.24	0.24	28	0.10	0.10	23	-	-	-
4922	He I	-0.013	1.10	1.14	13	1.03	1.07	7	1.29	1.38	24
4959	[O III]	-0.021	116.26	114.42	2	135.29	133.39	1	127.17	124.85	2
4986	[Fe III]	-0.027	0.60	0.59	18	0.30	0.30	14	-	-	-
5007	[O III]	-0.032	345.85	338.55	1	404.17	396.63	1	375.64	367.27	2
5016	He I	-0.034	2.48	2.49	9	2.44	2.45	5	2.74	2.78	17
5041	S III	-0.040	-	-	-	0.11	0.11	22	0.72	0.70	33
5048	He I	-0.041	0.27	0.32	26	0.20	0.25	17	-	-	-
5056	S III	-0.043	-	-	-	0.08	0.07	27	-	-	-
5192	[Ar III]	-0.072	-	-	-	0.08	0.08	26	-	-	-
5198	[N I]	-0.074	0.21	0.20	30	0.12	0.12	21	-	-	-

Table 3 — NCG 456: Line Intensities of Positions 1, 2, and 3

λ (Å)	Id.	Position 1				Position 2			Position 3		
		$f(\lambda)$	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% err.	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% err.	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% err.
5270	[Fe III]	-0.089	0.17	0.17	33	0.16	0.16	19	-	-	-
5517	[Cl III]	-0.140	0.41	0.38	22	0.43	0.41	11	0.46	0.43	41
5537	[Cl III]	-0.144	0.33	0.30	24	0.31	0.29	13	0.35	0.33	47
5755	[N II]	-0.191	0.22	0.20	30	0.15	0.14	19	-	-	-
5876	He I	-0.216	11.76	10.58	4	12.25	11.17	2	11.74	10.82	8
6300	[O I]	-0.285	-	-	-	1.11	0.98	7	1.99	1.77	20
6312	[S III]	-0.286	1.12	1.00	19	2.02	1.78	5	1.12	1.00	26
6364	[O I]	-0.294	-	-	-	0.38	0.33	12	2.96	2.62	16
6371	[S III]	-0.295	-	-	-	0.05	0.05	33	-	-	-
6548	[N II]	-0.320	5.42	4.61	6	2.94	2.55	4	2.68	2.35	17
6563	H α	-0.322	339.15	288.06	1	330.81	287.11	1	327.01	287.21	2
6583	[N II]	-0.324	12.06	10.83	4	8.19	7.10	3	8.04	7.05	10
6678	He I	-0.337	3.45	2.90	7	3.73	3.23	4	3.81	3.37	14
6716	[S II]	-0.342	12.85	10.83	4	10.04	8.63	2	10.34	9.00	9
6731	[S II]	-0.343	9.46	7.97	5	8.35	7.18	3	7.20	6.26	10
7065	He I	-0.383	2.54	2.11	9	2.95	2.51	4	2.32	2.02	18
7136	[Ar III]	-0.391	8.87	7.30	5	9.90	8.34	2	8.86	7.57	9
7281	He I	-0.406	0.71	0.59	16	0.75	0.63	9	-	-	-
7319	[O II]	-0.410	3.65	2.97	7	3.79	3.16	4	2.87	2.43	16
7330	[O II]	-0.411	2.98	2.43	8	3.03	2.53	4	2.45	2.08	18
7442	N II	-0.422	0.24	0.20	28	0.25	0.21	15	-	-	-
7510	C II	-0.429	0.82	0.67	15	1.06	0.88	7	1.03	0.87	27
7552	[Fe II]	-0.440	0.81	0.65	15	0.88	0.72	8	0.93	0.78	29
7720	[Fe II]	-0.450	0.86	0.68	15	1.14	0.94	7	-	-	-
7751	[Ar III]	-0.452	2.02	1.62	10	2.05	1.68	5	0.99	0.83	28
7994	N II	-0.473	1.35	1.07	12	1.38	1.12	6	-	-	-
8360	P 22	-0.503	-	-	-	0.14	0.12	20	-	-	-
8375	P 21	-0.504	-	-	-	0.11	0.08	23	-	-	-
8413	P 19	-0.507	-	-	-	0.22	0.18	16	-	-	-
8467	P 17	-0.512	-	-	-	0.36	0.29	12	-	-	-
8487	[Fe II]	-0.514	-	-	-	1.91	1.53	5	2.60	2.12	17
8502	P 16+[Cl III]	-0.515	-	-	-	0.51	0.41	10	-	-	-
8546	P 15+[Cl III]	-0.518	0.43	0.33	21	0.45	0.36	11	1.57	1.28	22
8599	P 14	-0.523	0.34	0.26	24	0.58	0.46	10	-	-	-
8665	P 13	-0.528	2.59	1.99	9	0.80	0.64	8	1.43	1.16	23
8694	N II+[Ne II]	-0.530	-	-	-	0.13	0.10	21	-	-	-
8751	P 12	-0.535	-	-	-	1.01	0.80	7	-	-	-
$EW(H\beta)$, in Å			341			383			227		
$EW_{abs}(H\beta)$, in Å			2.4 ± 0.1			2.0 ± 0.1			2.0 ± 0.1		
$C(H\beta)$, in dex			0.16 ± 0.03			0.19 ± 0.03			0.21 ± 0.03		
$F(H\beta)$, in $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$			1.66×10^{-13}			1.04×10^{-13}			2.46×10^{-14}		
$I(H\beta)$, in $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$			2.71×10^{-13}			1.60×10^{-13}			3.62×10^{-14}		

Table 4 — NCG 460: Line Intensities of Position 1

λ (Å)	Id.	$f(\lambda)$	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% err.
3695	H 17	0.264	0.84	1.06	20
3704	H 16	0.262	2.03	2.42	13
3712	H 15	0.260	1.68	2.07	14
3722	H 14+[S III]	0.257	2.35	3.05	12
3726	[O II]	0.246	99.14	111.49	2
3729	[O II]	0.255	118.27	132.94	2
3734	H 13	0.254	1.82	2.52	14
3750	H 12	0.250	2.30	2.92	12
3770	H 11	0.245	4.74	5.65	9
3798	H 10	0.238	5.25	6.28	8
3820	He I	0.233	2.66	3.04	11
3836	H 9	0.229	6.29	7.49	7
3867	[Ne III]	0.222	19.41	21.47	4
3889	H 8+He I	0.218	17.53	20.04	5
3967	[Ne III]	0.201	21.89	22.68	4
4026	He I	0.193	2.02	2.11	15
4067	[S II]	0.182	1.92	0.76	23
4102	H δ	0.176	24.47	26.53	4
4340	H γ	0.128	45.48	48.77	3
4363	[O III]	0.122	3.43	3.62	10
4471	He I	0.094	3.97	4.27	9
4563	Mg I	0.070	0.69	0.71	22
4571	Mg I	0.068	0.31	0.32	33
4861	H β	0.000	100.00	100.00	2
4881	[Fe III]	-0.004	0.82	0.82	21
4922	He II	-0.013	1.21	1.28	17
4959	[O III]	-0.021	100.79	99.07	2
5007	[O III]	-0.032	303.60	296.83	1
5016	He I	-0.034	2.28	2.31	12
5876	He I	-0.216	11.50	10.39	6
6300	[O I]	-0.285	2.31	2.00	12
6312	[S III]	-0.286	2.20	1.90	13
6548	[N II]	-0.320	5.32	4.53	8
6563	H α	-0.322	359.21	305.67	1
6583	[N II]	-0.324	15.00	12.73	5
6678	He I	-0.337	3.81	3.26	10
6716	[S II]	-0.342	27.65	23.26	4
6731	[S II]	-0.343	19.15	16.10	4
7065	He I	-0.383	2.65	2.22	11
7136	[Ar III]	-0.391	9.53	7.83	6
7281	He I	-0.406	1.37	1.14	16
7319	[O II]	-0.410	4.75	3.87	9

Table 4 — NCG 460: Line Intensities of Position 1

λ (Å)	Id.	$f(\lambda)$	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% err.
7330	[O II]	-0.411	3.85	3.13	10
7751	[Ar III]	-0.452	2.11	1.68	13
$EW(H\beta)$, in Å				285	
$EW_{abs}(H\beta)$, in Å				2.0 ± 0.1	
$C(H\beta)$, in dex				0.21 ± 0.03	
$F(H\beta)$, in $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$				3.97×10^{-14}	
$I(H\beta)$, in $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$				6.21×10^{-14}	

Table 5 — Atomic Data for CELs in IRAF v2.15.1

Ion	Transition Probabilities	Collisional Strengths
N ⁰	Wiese et al. (1996)	Dopita et al. (1976)
N ⁺	Wiese et al. (1996)	Lennon & Burke (1994)
O ⁰	Wiese et al. (1996)	Bhatia & Kastner (1995)
O ⁺	Wiese et al. (1996)	McLaughlin & Bell (1993)
O ⁺⁺	Wiese et al. (1996)	Lennon & Burke (1994)
Ne ⁺⁺	Kaufman & Sugar (1986)	Butler & Zeppen (1989)
S ⁺	Keenan et al. (1993)	Ramsbottom et al. (1996)
S ⁺⁺	Kaufman & Sugar (1986)	Galavis et al. (1995)
Cl ⁺⁺	Kaufman & Sugar (1986)	Butler & Zeppen (1989)
Ar ⁺⁺	Kaufman & Sugar (1986)	Galavis et al. (1995)
Ar ⁺³	Kaufman & Sugar (1986)	Zeppen et al. (1987)]

4. Physical Conditions

4.1 Temperatures and densities

The sources for the atomic data of CELs in the used IRAF are presented in Table 5 – for studies of nebulae with higher densities, we recommend to use more recent O⁺ collisional strengths such as those from Wang et al. (2004), Montenegro et al. (2006), Pradhan et al. (2006), and Tayal (2007). The temperatures and densities in Table 6 were determined using the line intensities presented in Tables 3 and 4. These determinations were done with the `temden` task in IRAF, which models populations in five-, six-, or eight-level ions to derive the physical conditions.

4.2 Temperature Inhomogeneities

Instead of assuming a homogeneous temperature throughout the objects we took into account inhomogeneities in the temperature structure, which are described by the formalism developed by Peimbert (1967). To derive the ionic abundance ratios we used the average temperature, T_0 , and the mean square temperature inhomogeneities, t^2 , defined as follows:

$$T_0(ion) = \frac{\int T_e(\mathbf{r})n_e(\mathbf{r})n_{ion}(\mathbf{r})dV}{\int n_e(\mathbf{r})n_{ion}(\mathbf{r})dV},$$

Table 6 — Densities and Temperatures

	NGC 456			NGC 460
	Position 1	Position 2	Position 3	Position 1
Densities (cm ⁻³)				
[O II]	80±15	130±30	60±30	170±20
[S II]	< 250	250±60	< 500	< 150
[Cl III]	< 3,000	< 1,000	< 1,300	-
Temperatures (K)				
[O II]	13,500±250	12,400±400	12,600±800	12,600±600
[N II]	11,300±850	11,700±1,000	-	-
[S II]	8,500±700	9,700±450	7,300±1,400	8,500±450
[O III]	12,650±200	12,165±160	12,300±550	12,400±450

$$t^2(ion) \equiv \frac{\int (T_e - T_0)^2 n_e(\mathbf{r}) n_{ion}(\mathbf{r}) dV}{T_0^2 \int n_e(\mathbf{r}) n_{ion}(\mathbf{r}) dV},$$

where n_e and n_{ion} are the electron and the ion densities, respectively, of the line of sight, and V is the observed volume.

Two independent temperatures are required to infer T_0 and t^2 : one that weights preferentially the high-temperature regions and another that weights preferentially the low-temperature regions (Peimbert, 1967). The temperatures that weight preferentially the high temperature region were defined as in Peimbert et al. (2002):

$$T_{4363/5007} = T_0 \left[\left(1 + \frac{t^2}{2} \left(\frac{91300}{T_0} - 3 \right) \right) \right],$$

for the O⁺⁺ region; for the O⁺ region we used a similar equation for the [O II] $\lambda\lambda$ 3727 and 7325 lines with an energy corresponding to 97800 K.

Following the literature (Peimbert, 2003; Peimbert et al. 2005; and references therein), we can determine a t^2 value from the helium lines. The HELIO10 program determines a temperature that weights preferentially the low temperature regions from the He I lines. This

temperature can be determined with the HELIO10 program, which uses an analysis involving a maximum likelihood method (see Section 5.1), which finds the best simultaneous fit to $T(\text{He I})$, n_e , τ_{3889} , and He^+/H^+ . This $T(\text{He I})$ can be combined with the temperatures derived from the oxygen CELs to derive t^2 and T_0 . In positions 1 and 3 of NGC 456, we simply adopted the t^2 value obtained from the He I lines: $t^2=0.035\pm 0.032$ and $t^2=0.040\pm 0.040$, respectively. For NGC 456-2 and NGC 460-1 the values we obtained with the HELIO10 program are $t^2=0.053\pm 0.017$ and $t^2=0.032\pm 0.032$, respectively.

We used the temperature derived from the ratio of the multiplet 1 of O II lines to the CELs of [O III] as given by equations [8]–[12] in the work of Peimbert et al. 2005,

$$T_{(\text{OII}/[\text{OIII}])} = T_{4651/5007} = f_1(T_0, t^2).$$

With the oxygen RLs in NGC 456-2 we obtained that $T_0 = 10,120$ K and $t^2=0.083\pm 0.019$ using the equations above. For the case of NGC 460-1, $T_0=11,370$ K and $t^2=0.041\pm 0.027$ also with oxygen RLs. In NGC 456 - 2 the oxygen is about 80 % twice ionized (see Section 5.3), hence the value of $t^2(\text{He}^+) \approx t^2(\text{O}^{++})$. NGC 460 has approximately 60 % of its oxygen twice ionized, but since we only have one other t^2 determination to compare it with, we will also assume that $t^2(\text{He}^+) \approx t^2(\text{O}^{++})$.

The combined values of thermal inhomogeneities from the HELIO10 program and from the oxygen RLs resulted in $t^2=0.067\pm 0.013$ for NGC 456 Position 2 and $t^2=0.036\pm 0.027$ for NGC 460 Position 1.

We were able to obtain the C^{++} ionic abundance from both UV CELs and from optical RLs (see Section 5). We found that the abundances are not consistent with a homogeneous temperature structure. A possible value for $t^2(\text{C}^{++})$ in NGC 456 is 0.08 ± 0.04 ; this value represents the t^2 of the UV observed region.

The t^2 determinations in this paper, with the exception of NGC 456-2, lie within typical values of thermal inhomogeneities measured for Galactic H II regions which range between 0.03 and 0.04 (García-Rojas & Esteban, 2007). The t^2 determination of NGC 456 Position 2 lies within typical values for extragalactic H II regions, which range between 0.03 and 0.11. This is probably because in regions that are farther away it is impossible to isolate “simple” volumes and one observes the sum of many physical processes: shadows, high density knots, shock waves, ionization fronts, photoionization, etc.

Table 7 — Ionic Abundance Determinations from Recombination Lines ^a

Ion	NGC 456					
	Position 1		Position 2		Position 3	
	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.035 \pm 0.032$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.067 \pm 0.013$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.040 \pm 0.040$
He ⁺	10.910±0.011	10.906±0.012	10.923±0.008	10.918±0.008	10.945±0.015	10.924±0.019
C ⁺⁺	-	-	7.47±0.18	7.46±0.18	-	-
O ⁺⁺	-	-	8.20±0.19	8.20±0.19	-	-

Ion	NGC 460 Position 1	
	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.036 \pm 0.027$
	He ⁺	10.935±0.014
O ⁺⁺	7.86±0.30	7.86±0.30

^a In units of $12 + \log n(X^{+i})/n(H)$, gaseous content only.

5. Ionic Abundances

5.1 Helium

We used the HELIO10 program to obtain the ionic abundance of He⁺, presented in Table 7. This program is described in Peimbert et al. (2011) and it uses a maximum likelihood method to search for the set of parameters (T_0 , t^2 , n_e , τ_{3889} , $T(\text{He I})$, and He⁺/H⁺) that produce the optimal simultaneous fit to all the observed helium lines as well as the measured $T_e[\text{O III}]$ and $T_e[\text{O II}]$. The effective recombination coefficients for the H I and He I used were those given by Storey & Hummer (1995) for H and by Benjamin et al. (1999) and Porter et al. (2007) for He. The collisional contribution was estimated from Sawey & Berrington (1993) and Kingdon & Ferland (1995). The optical depth effects in the triplets were estimated with calculations made by Benjamin et al. (2002).

Correction for underlying stellar absorption is also important for helium lines, in a similar way as is for hydrogen lines. Hence, to correct for underlying He I absorption for lines with $\lambda < 5000 \text{ \AA}$ we used values determined by González-Delgado et al. (1999), and for redder lines we used the same values as in Peimbert et al. (2005).

Between 9 and 12 He I lines were used as input in the HELIO10 program to determine the t^2 value for each observed position in both NGC 456 and NGC 460.

The t^2 derived from He I lines can be used to redetermine abundances in the high-temperature regions considering temperature inhomogeneities, due to the similar ionization potentials of He⁺ and O⁺⁺. Since the He II line $\lambda 4686$ was not detected, the fraction of He⁺⁺/He⁺ is smaller than 1×10^{-3} for NGC 456 Position 1, 4×10^{-4} for NGC 456 Position 2, and 3×10^{-3} for NGC 456 Position 3 and NGC 460 Position 1.

5.2 C and O from Recombination Lines

The ionic abundance for C^{++} presented in Table 7, was obtained from the measurement of the λ 4267 line of C II. The effective recombination coefficient used was that determined by Davet et al. (2000) for Case A and with $T = 10,000$ K. Although we did measure the λ 4267 line in positions 1 and 3 of NGC 456 and in Position 1 of NGC 460, the errors were too large to provide any information other than an upper limit.

The effective recombination coefficients for determining the ionic abundance of oxygen from the lines of the multiplet 1 of O II were taken from Peimbert et al. (1993) and Storey (1994) assuming Case B for $T_e = 10,000$ K and $N_e = 100 \text{ cm}^{-3}$. The multiplet consists of eight lines each of which depends on the electron density even though the sum of their intensities, $I(\text{sum})$, does not (Ruiz et al. 2003; Bastin & Storey, 2006; Peimbert & Peimbert, 2010). Since these lines are very faint, it is often necessary to estimate the unobserved and/or blended lines.

The measurements of the O II lines in NGC 456-2 and NGC 460-1 are presented in Tables 3 and 4; the abundances derived from these lines are also presented in Table 7. The errors in the measurements of the oxygen RLs in positions 1 and 3 of NGC 456 were too large to provide useful information. For the first two mentioned cases, we were able to detect four of the eight lines in the multiplet. Due to the spectral resolution of the observations, those lines were blended into two pairs: $\lambda\lambda 4639+42$ and $\lambda\lambda 4649+51$.

Measurements of RLs of heavy elements are not common in long-slit spectrophotometry. Contamination from blends of other lines of other ions could be a concern. To check this, we looked into echelle observations of H II regions with good S/N (Peimbert et al. 1993; Esteban et al. 2004; Garía-Rojas et al. 2004; García-Rojas & Esteban 2007); the only other lines that appear in this region of the spectra are: N III $\lambda\lambda$ 4641 and N II λ 4643. The contribution of the sum of these two N lines compared to the sum of the four O lines observed is about 10 % for objects with metallicity and N/O close to solar, and less than 4 % for 30 Doradus that has N/O about three times less than solar and slightly higher than the SMC; given our S/N, we will ignore it (see Figure 3).

5.3 Ionic Abundances from Collisionally Excited Lines

The ionic carbon abundance from CELs was determined with UV spectra of NGC 456 obtained from the on-line data presented by Bonato et al. (1995). We measured the [C III] $\lambda 1907$ C III] $\lambda 1909$ lines using the O III] $\lambda\lambda 1660+66$ lines with the UV $C(H\beta)$ presented in Seaton (1979), and the atomic data contained in the task `ionic` of IRAF v2.15.1. The value of the C^{++}/H^+ abundance is presented in Table 8 with and without considering thermal inhomogeneities.

Table 8 — Ionic Abundance Determinations from Collisionally Excited Lines ^a

Ion	NGC 456					
	Position 1		Position 2		Position 3	
	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.035 \pm 0.032$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.067 \pm 0.013$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.040 \pm 0.040$
C ⁺⁺	-	-	6.75±0.15	7.28±0.18	-	-
N ⁰	-	-	4.54±0.08	4.71±0.06	-	-
N ⁺	6.03±0.03	6.15±0.14	5.92±0.04	6.07±0.04	5.90±0.07	6.02±0.16
O ⁰	-	-	6.00±0.06	6.15±0.05	6.18±0.11	6.30±0.18
O ⁺	7.31±0.03	7.46±0.18	7.35±0.05	7.53±0.04	7.38±0.10	7.53±0.19
O ⁺⁺	7.76±0.02	7.87±0.13	7.88±0.01	8.13±0.07	7.83±0.06	7.96±0.17
Ne ⁺⁺	6.96±0.03	7.09±0.14	7.11±0.02	7.39±0.07	7.10±0.07	7.25±0.19
S ⁺	5.32±0.03	5.44±0.14	5.33±0.03	5.48±0.04	5.29±0.07	5.40±0.15
S ⁺⁺	6.24±0.05	6.37±0.14	6.30±0.03	6.58±0.07	6.03±0.12	6.18±0.22
Cl ⁺⁺	4.34±0.09	4.45±0.18	4.40±0.05	4.64±0.08	4.43±0.16	4.56±0.29
Ar ⁺⁺	5.58±0.03	5.68±0.11	5.64±0.02	5.86±0.06	5.42±0.06	5.54±0.16
Ar ⁺³	-	-	3.88±0.12	4.14±0.14	-	-

	NGC 460 Position 1	
	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.036 \pm 0.027$
N ⁺	6.16±0.05	6.28±0.12
O ⁺	7.57±0.06	7.73±0.16
O ⁺⁺	7.72±0.05	7.84±0.12
Ne ⁺⁺	7.03±0.06	7.16±0.14
S ⁺	5.71±0.04	5.83±0.12
S ⁺⁺	6.30±0.08	6.43±0.14
Ar ⁺⁺	5.62±0.04	5.72±0.11

^a In units of $12 + \log n(X^{+i})/n(H)$, gaseous content only.

With the exception of carbon, all other ionic abundances presented in Table 8 were determined using the task `abund` of IRAF considering only the low and medium-ionization zones, which correspond to the low and high-ionization zones of the present work. For positions 1, 2, and 3 of NGC 456 we used $T_{low} = 13,500$ K, 12,400 K, and 12,600 K, respectively; and $T_{high} = 12,650$ K, 12,165 K, and 12,300 K, respectively.

Ionic abundances considering thermal inhomogeneities, $t^2 \neq 0.000$, were obtained using the traditional determinations, $t^2 = 0.000$, corrected by the formalism presented by Peimbert & Costero (1969), see also Peimbert et al. (2004).

6. Total Abundances

In general we observed that all positions in NGC 456 presented a high O ionization degree implying that there is no substantial amount of He⁰. The amount of He⁺ is similar in all positions of both NGC 456 and NGC 460, which may indicate that the ionization degree is also similar in Position 1 of NGC 460.

In the case of C and N, total gaseous abundances were determined with the following equations:

$$\frac{n(\text{C})}{n(\text{H})} = \text{ICF}(\text{C}) \frac{n(\text{C}^{++})}{n(\text{H}^+)}$$

and

$$\frac{n(\text{N})}{n(\text{H})} = \text{ICF}(\text{N}) \frac{n(\text{N}^+)}{n(\text{H}^+)},$$

where we used the ionization correction factor (ICF) for C with respect to O of Garnett et al. (1995), and multiplied it by the fraction of C⁺⁺/O⁺⁺ in NGC 456-2 following Peimbert (2003); this value amounted to 1.27. The N total gaseous abundance was determined adopting the predicted ICF(N) of Peimbert & Costero (1969), $n(\text{O})/n(\text{O}^+)$.

The total gaseous abundances for Cl, S, and Ar were determined with the following equations:

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

$$\frac{n(\text{S})}{n(\text{H})} = \text{ICF}(\text{S}) \frac{n(\text{S}^+) + n(\text{S}^{++})}{n(\text{H}^+)},$$

and

$$\frac{n(\text{Ar})}{n(\text{H})} = \text{ICF}(\text{Ar}) \frac{n(\text{Ar}^{++}) + n(\text{Ar}^{+++})}{n(\text{H}^+)},$$

where the corresponding ICFs were estimated from Garnett (1989) for Cl, in the case of S from Peimbert et al. (2005), and for Ar the ICF was taken from Liu et al. (2000). For NGC 456-2 these values amounted to 1.26, 1.36, and 1.30, respectively; and 1.26, 1.12, and 1.71 for NGC 460-1.

Following Peimbert & Costero (1969), total gaseous abundances of O and Ne were calculated with the equations:

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

Table 9 — NGC 456 Position 2 Gaseous Abundance Determinations ^a

Element	This paper		PTP ^b	PEFW ^c	GISFHP ^d
	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.067 \pm 0.013$	$t^2 = 0.055$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.000$
He ^e	10.923±0.008	10.918±0.008	10.898	-	-
C ^e	7.57 ±0.18	7.56 ±0.18	-	-	-
C ^f	6.85 ±0.10	7.38 ±0.18	-	-	-
N ^f	6.67 ±0.02	6.89 ±0.03	6.61	6.48	6.43±0.02
O ^e	8.29 ±0.19	8.29 ±0.19	-	-	-
O ^f	7.99 ±0.02	8.23 ±0.05	8.12	8.07	8.06±0.01
Ne ^f	7.25 ±0.02	7.51 ±0.05	7.22	7.12	7.22±0.02
S ^f	6.45 ±0.04	6.72 ±0.13	-	-	6.46±0.02
Cl ^f	4.53 ±0.05	4.78 ±0.11	-	-	4.66±0.04
Ar ^f	5.76 ±0.04	5.98 ±0.13	-	-	5.77±0.01

^a In units of $12 + \log n(\text{X})/n(\text{H})$.

^b Peimbert & Torres-Peimbert (1976).

^c Pagel et al. (1978).

^d Guseva et al. (2011).

^e Recombination lines.

^f Collisionally excited lines.

and

$$\frac{n(\text{Ne})}{n(\text{H})} = \frac{n(\text{O}^+) + n(\text{O}^{++})}{n(\text{O}^{++})} \times \frac{n(\text{Ne}^{++})}{n(\text{H}^+)}.$$

Total gaseous abundances for all available elements are presented in Tables 9 and 10 for NGC 456 positions 1, 2, and 3, and in Table 11 for NGC 460 Position 1. All these abundances are corrected by depletion of O in dust according to Peimbert & Peimbert (2010). Within the errors, abundances in all three positions of NGC 456 are very similar. Observations with higher S/N of NGC 456-1, -3 and of NGC 460-1 would allow to measure a more accurate value of t^2 .

According to Peimbert & Peimbert (2010), a correction of 0.10 dex should be made to the total O abundances due to depletion of oxygen in dust. The adopted total abundance values for all available elements are presented in Tables 12 and 13. For comparison, we also present protosolar abundances and abundances of the Orion nebula, NGC 6822, and NGC 346, which is the brightest H II region of the SMC Peimbert et al. (2000). In addition to this, we obtained an abundance determination for the ISM of the solar vicinity from the Galactic

Table 10 — NGC 456 Positions 1 and 3 Gaseous Abundance Determinations ^a

Element	Position 1		Position 3	
	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.035 \pm 0.032$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.040 \pm 0.040$
He ^b	10.910±0.011	10.906±0.012	10.945±0.015	10.924±0.019
N ^c	6.70 ±0.02	6.79 ±0.07	6.57 ±0.05	6.68 ±0.09
O ^c	7.89 ±0.02	8.01 ±0.10	7.96 ±0.05	8.10 ±0.13
Ne ^c	7.13 ±0.02	7.26 ±0.09	7.26 ±0.05	7.41 ±0.13
S ^c	6.39 ±0.04	6.52 ±0.17	6.20 ±0.07	6.35 ±0.21
Cl ^c	4.39 ±0.03	4.50 ±0.08	4.48 ±0.05	4.61 ±0.08
Ar ^c	5.71 ±0.05	5.81 ±0.16	5.55 ±0.06	5.67 ±0.19

^a In units of $12 + \log n(X)/n(H)$.

^b Recombination lines.

^c Collisionally excited lines.

Table 11 — NGC 460 Position 1 Gaseous Abundance Determinations ^a

Element	This paper		PEFW ^b
	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.036 \pm 0.027$	$t^2 = 0.000$
He ^c	10.935±0.014	10.921±0.015	-
N ^d	6.60 ±0.04	6.70 ±0.07	-
O ^c	8.09 ±0.30	8.10 ±0.30	-
O ^d	7.96 ±0.04	8.09 ±0.09	8.07
Ne ^d	7.30 ±0.03	7.45 ±0.08	7.36
S ^d	6.50 ±0.06	6.63 ±0.16	-
Ar ^d	5.85 ±0.08	5.95 ±0.14	-

^a In units of $12 + \log n(X)/n(H)$.

^b Pagel et al. (1978).

^c Recombination lines.

^d Collisionally excited lines.

Table 12 — NGC 456, NGC 6822 V, NGC 346, 30 Doradus, the Orion Nebula, and Protosolar Total Abundances Relative to O ^a

Element	NGC 456 ^b	NGC 6822 V ^c	NGC 346 ^d	30 Doradus ^e	Orion ^f	Sun ^g
12 + log He/H	10.918±0.008	10.909±0.011	10.900±0.003	10.928±0.003	10.988±0.003	10.98±0.01
12 + log O/H	8.33±0.05	8.45±0.06	8.21±0.06	8.62±0.05	8.77±0.03	8.73±0.05
log C/O	-0.83±0.37	-0.34±0.13	-0.93±0.08	-0.48±0.05	-0.25±0.04	-0.26±0.15
log N/O	-1.44±0.09	-1.40±0.17	-1.40±0.15	-1.27±0.08	-1.04±0.10	-0.86±0.17
log Ne/O	-0.82±0.11	-0.82±0.09	-0.89±0.06	-0.79±0.06	-0.72±0.08	-0.76±0.14
log S/O	-1.51±0.19	-1.65±0.09	-1.65±0.12	-1.63±0.10	-1.55±0.05	-1.57±0.13
log Cl/O	-3.55±0.17	-3.74±0.10	-	-3.70±0.12	-3.44±0.05	-
log Ar/O	-2.35±0.18	-2.39±0.08	-2.39±0.10	-2.36±0.10	-2.15±0.06	-2.29±0.13
log Fe/O	-	-1.44±0.10	-1.47±0.10	-	-1.27±0.20	-1.19±0.11

^a The O and C gaseous abundances have been corrected for the fractions of these elements trapped in dust grains, see text.

^b Values in this column are relative to O with $t^2 = 0.067 \pm 0.013$.

^c Nebular abundances, values for $t^2 = 0.076 \pm 0.018$, obtained for NGC 6822, from Peimbert et al. (2005), with the exception of the Fe/O value that comes from stellar data (Venn et al. 2001).

^dDufour et al. (1982); Peimbert et al. (2000); Relaño et al. (2002); Peimbert et al. (2002), values for $t^2=0.022\pm0.008$. The Fe/O value comes from stellar data (Venn 1999; Rolleston et al. 2003; Hunter et al. 2005).

^e Peimbert (2003), values for $t^2=0.033\pm0.005$.

^f Esteban et al. (2004), values for $t^2=0.022\pm0.002$. The O and C abundances have been increased by 0.08 dex and 0.10 dex respectively to take into account the fractions of these elements trapped in dust grains. The Cl abundance has been decreased by 0.13 dex due to an error of +1.00 dex in the determination of the Cl^+/H^+ ratio.

^g Taken from the protosolar abundances of Asplund et al. (2009).

gradient derived from H II regions, that amounted to $12+\log(\text{O}/\text{H}) = 8.81$ once corrected by 0.12 for dust depletion Peimbert et al. (2005).

7. A Systematic Correction to the Direct Method

7.1 The Direct Method and its Shortcomings

The ADF is defined as the ratio of abundances determined using RLs vs. abundances obtained with CELs. ADFs are now well established for both Planetary Nebulae and H II regions. RLs have a temperature dependence given approximately by $I \propto T_e^{-1}$, thus are brighter at lower temperatures; whereas CELs have a much stronger dependence, $I \propto \exp(kT_e/\Delta E)T_e^{-1/2}$, and thus brighter at higher temperatures.

Several studies (Peimbert et al. 1993, 1995; Tsamis et al. 2003, 2004; Peimbert et al. 2005;

Table 13 — NGC 456 and NGC 460 Total Abundances Relative to O ^a

Element	NGC 456 Position 2		NGC 460 Position 1	
	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.067 \pm 0.013$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.036 \pm 0.027$
12 + log He/H	10.923±0.008	10.918±0.008	10.935±0.014	10.921±0.015
12 + log O/H	8.09±0.02	8.33±0.05	8.06±0.04	8.19±0.09
log C/O ^b	-0.82±0.37	-0.83±0.37	-	-
log C/O ^c	-1.24±0.12	-0.95±0.23	-	-
log N/O	-1.42±0.03	-1.44±0.09	-1.46±0.07	-1.49±0.17
log Ne/O	-0.83±0.03	-0.82±0.11	-0.76±0.07	-0.74±0.17
log S/O	-1.64±0.06	-1.51±0.19	-1.56±0.10	-1.56±0.26
log Cl/O	-3.56±0.06	-3.55±0.17	-	-
log Ar/O	-2.32±0.06	-2.35±0.18	-2.20±0.13	-2.24±0.23

^a The O and C gaseous abundances have been corrected for the fractions of these elements trapped in dust grains, see text.

^b Abundance from RLs relative to O from RLs.

^c Abundance from CELs relative to O from CELs.

García-Rojas & Esteban 2007; Peimbert et al. 2007; Esteban et al. 2009, and references therein) have shown that ADF typical values are from 1.5 to 3 for most H II regions, and from 1.5 to 5 for most Planetary Nebulae. This is clear evidence that the traditional or direct method of abundance determinations — involving the assumption of homogeneous temperature determined from the emission line ratio $4363/(4959+5007)$ Å of [O III] — needs to be corrected. Since the work of Peimbert (1967) and Peimbert & Costero (1969), temperature inhomogeneities have been presented as a viable solution to the so called ADF problem. Peimbert & Peimbert (2011) discuss several methods that have been used to obtain t^2 values based on: (i) the comparison between the temperatures derived from the ratio of the Balmer and Paschen continua to the Balmer line intensities and the temperatures derived from CELs; (ii) the comparison of the C⁺⁺ abundances derived using [C III]+C III] with abundances obtained from C II; (iii) the comparison of O⁺⁺ abundances derived with [O III] with abundances obtained using O II; (iv) the comparison of the temperature that can be derived from He I lines to the temperatures derived from CELs; (v) a high spatial resolution map of 1.5×10^6 columnar temperatures in the Orion nebula determined by O’Dell et al. (2003); and (vi) the comparison of the different ways to calibrate Pagel’s method. In all cases, the t^2 values are consistent with each other and the ADF problem goes away.

In the case of photoionization models, the intensity of nebular lines (such as λ 3727 [O II], or λ 6584 [N II]) can be adjusted in most models of both Planetary Nebulae and H II regions; however, auroral lines (such as λ 4363 [O III]) are in general not adjusted in those photoionization models.

7.2 Typical Correction for Low Metallicity H II regions

We find that O/H abundances in H II regions determined with the direct method are underestimated and have to be corrected by factors of 0.25-0.45 dex. The correction we propose is due to two distinct and important physical processes: thermal inhomogeneities and depletion of oxygen into dust grains.

When allowing thermal inhomogeneities to exist in the abundance determination process, we find that the derived oxygen abundances in H II regions increase by 0.15-0.35 dex, depending on the particular characteristics of the thermal structure of each photoionized region.

According to Peimbert & Peimbert (2010), abundances of photoionized regions require a correction of 0.09-0.10 dex for low metallicity H II regions due to depletion of oxygen into dust. Therefore the total correction amounts to about 0.35 dex in the total O abundance.

Many objects have t^2 determined with uncertainties larger than about 0.030, and frequently these determinations are consistent with $t^2=0.000$; the fact that many such objects exist

does not mean that the $t^2=0.000$ or that there are many objects with negligible temperature inhomogeneities. Since all the objects where the determinations have uncertainties smaller than 0.015, are not consistent with a homogeneous temperature, it means that most objects have meaningful temperature inhomogeneities. To ignore the presence of these inhomogeneities because the data quality is not good enough, produces a very large bias in the study of H II regions in general. For this reasons we recommend to use this average correction of 0.35 dex in the total O abundance, and to explicitly present it so that, if the recommended correction improves with time, it is clear what to do.

7.3 Implications for the Determinations of Extragalactic Chemical Abundances

Studies of abundances in H II regions can also be used to check our understanding of the chemical evolution of our own Galaxy. Peimbert & Peimbert (2011) and Carigi & Peimbert (2011) find that careful determination of chemical abundances in H II regions (once corrected for depletion of oxygen into dust and for temperature inhomogeneities), are consistent with: (i) the protosolar abundances after correcting them for the Galactic chemical evolution (Asplund et al. 2009; Carigi & Peimbert 2011), (ii) young F and G stars of the solar vicinity (Bensby & Feltzing 2006), and (iii) O and B stars of the Orion region (Przybilla et al. 2008; Simón-Díaz & Stasińska 2011).

Since the afore mentioned methods of determining abundances for stars and H II regions are entirely independent, the consistency in the results allows to individually validate each method. In particular it implies that a model with temperature inhomogeneities is a better approximation to reality than the direct method, that considers a homogeneous temperature structure.

Almost all studies of H II regions in the literature are made assuming homogeneous, or nearly homogeneous, temperature throughout the whole object, hence, the abundances derived from these works are underestimated by a factor of approximately 2. The study of abundances in low metallicity H II regions is important to set limits in the models of various areas of astrophysics such as the radial abundance gradients in spiral galaxies (Vila-Costas & Edmunds 1992; Zaritsky et al. 1994; Esteban et al. 2005), the chemical evolution of starburst galaxies (e.g. Liu et al. 2008; Pérez-Montero et al. 2008; Cordalo & Telles 2011; Carigi & Peimbert 2011; Peimbert & Peimbert 2011), the mass-luminosity relation and the mass-metallicity relation (e.g. Tremonti et al. 2004; Kewley & Ellison 2008; Mannucci et al. 2010; Thuan et al. 2010), the initial mass function, star formation rate and yield determinations (e.g. Carigi et al. 2006; Pilyugin et al. 2007; Peimbert & Peimbert 2011), and the primordial helium abundance (Peimbert et al. 2007; Izotov 2010; Peimbert et al. 2010, and references therein), among others. Consequently, it is of great importance for these studies not to use abundances derived

from the direct method, and to use abundances obtained with a method that either allows the presence of thermal inhomogeneities or is not affected by them (e.g. CELs corrected by temperature inhomogeneities or RLs).

8. Discussion: the Thermal Structure of Gaseous Nebulae

In photoionization models, the temperature is nearly homogeneous because the processes considered for both heating and cooling are nearly proportional to the density squared. Strong thermal inhomogeneities require processes that generate either heating or cooling that are not proportional to the density squared.

Observationally, the ADF problem emerges when a homogeneous temperature is assumed. O'Dell et al. 2003 presented a high spatial resolution map of the columnar electron temperatures of the Trapezium with which they found a t^2 value from different lines of sight within the nebula, whereas Tsamis & Walsh (2011), studying components and different velocities, found that each line of sight has thermal inhomogeneities.

All available explanations in the literature for the presence of the ADF require the presence of thermal inhomogeneities. There are two families of mechanisms that produce temperature inhomogeneities: (i) an inhomogeneous cooling function of the photoionized region, i.e. chemical inhomogeneities (Torres-Peimbert et al. 1990; Tenorio-Tagle 1996; Liu et al. 2000; Tsamis & Péquignot 2005; Ercolano et al. 2007; Stasińska et al. 2007), and (ii) an inhomogeneous heating, e.g. shock waves, advancing photoionization fronts, shadowed regions, magnetic reconnection (Peimbert & Peimbert 2006, and references therein). There is a small fraction of Planetary Nebulae and H II regions that are chemically inhomogeneous; these objects will not be discussed in this paper. Models that are chemically inhomogeneous predict abundances that are intermediate between those derived with the direct method and from RLs. For most objects an inhomogeneous heating mechanism is in better agreement with abundances derived from stellar objects (see Section 7.3), and with the thermal structure of the Orion nebula (see Section 7.1). Moreover, t^2 values derived with independent methods are consistent with each other within the errors. Specifically, the fact that the t^2 values from He and O are consistent, implies that the material in the nebulae is well mixed since these elements have different formation histories (Carigi & Peimbert 2011).

Typical photoionization model values of t^2 are about one order of magnitude smaller than the temperature inhomogeneities determined from observations. With near photoionized objects such as the Orion nebula, extremely detailed studies can be made to measure precise values of t^2 : e.g. O'Dell et al. (2003) presented a high spatial resolution map of the columnar electron temperatures of the Trapezium with which they found that shadowed regions can

significantly contribute to the observed thermal inhomogeneities; Tsamis & Walsh (2011) and Tsamis et al. (2011) were able to isolate individual high density regions and found that CELs underestimate abundances; and Mesa-Delgado et al. (2009a) and Mesa-Delgado et al. (2009b) studied the head of HH 202 and found that the ionization front has a t^2 value significantly higher than that of the nebula.

Photoionization models include an energy injection proportional to the density squared; this should be a good approximation if the energy were dominated by photoionization. However, the measurements of the filling factor (which is defined as the occupied volume over the total volume) argue against such an energy budget model. Typical filling factor values for H II regions are in the 0.01-0.10 range. These values are showing that H II regions are pretty much empty, but they are not showing the origin of the energy that is keeping the material apart. This is strong evidence that the traditional energy budget model to study H II regions is incomplete. The fact that it is not known what is feeding the filling factor in H II regions does not mean that abundance results considering $t^2 > 0.00$ are incorrect, it means that models have to be improved to better understand the physics and astrophysics of these objects. Temperature inhomogeneities are showing that photoionization models have to be corrected to account for the additional physics that has not been included.

Chemical abundances determined using CELs strongly depend on the thermal structure of the nebula, whereas abundances obtained with RLs do not. Even though we know many processes capable of generating temperature inhomogeneities, we do not know, quantitatively, the relative importance of each one of them. We can estimate the magnitude and the effect that these thermal inhomogeneities have on the chemical abundances. Although it is interesting to study the origin of such thermal inhomogeneities, it is beyond the scope of this paper to do so. In order to determine abundances we need to know the value of t^2 and not what is producing it.

9. Conclusions

A detailed analysis was performed for the SMC H II regions NGC 456 and NGC 460. This analysis involves abundance determinations considering thermal inhomogeneities ($t^2 \neq 0.00$); for the purpose of comparison with other authors, we also determined abundances with the direct or traditional method, which assumes a homogeneous temperature structure ($t^2 = 0.00$). The abundances of NGC 346 Peimbert et al. (2000), NGC 456, and NGC 460, are similar once corrected for dust depletion. The O/H abundances of the SMC H II regions are 0.58 dex lower than those of the ISM of the solar vicinity, and 0.46 dex lower than the solar photosphere. This indicates that the Small Magellanic Cloud is chemically less evolved than the Milky Way

and so is the best laboratory to study in detail the ISM of low metallicity galaxies.

Determinations of oxygen abundances in this work were done with three methods: (i) using RLs, (ii) using the direct method for CELs, and (iii) using CELs relaxing the homogeneous temperature assumption. The first two methods are not compatible. Temperature inhomogeneities of some sort are required to reconcile observations of RLs and CELs. The ADF only becomes a problem if one demands a homogeneous thermal structure from the start. Our results confirm that the ADF problem can be solved by taking into account the presence of thermal inhomogeneities in a chemically homogeneous medium.

Abundances of H II regions are used to constrain models of many areas of astrophysics, therefore, we need to derive abundances from gaseous nebulae with the highest precision possible. A crucial aspect of the available observations is that they require a complex thermal structure; consequently, thermal inhomogeneities must be taken into account to determine abundances.

There are many ways to obtain a t^2 value (Peimbert & Peimbert 2011), the most commonly used is based on the comparison of abundances derived with [O III] lines with abundances derived using O II lines. In this paper we also obtained t^2 values from He I lines and from the comparison of abundances derived using IUE UV C III] and [C III] lines with abundances derived from optical C II lines. For both NGC 456 and NGC 460, we combined t^2 values of O^{++} and He^+ to obtain an average t^2 . The t^2 value for C^{++} in NGC 456 was not included in such average of t^2 because optical and UV observations do not come from the same place in the H II region; nonetheless, this $t^2(C^{++})$ is relevant because it is not consistent with a homogeneous temperature structure in the H II region.

To obtain accurate values of t^2 , good S/N is required for the faint lines of He I, C II, and O II. He I and O II for the same volume are consistent within the errors. Since each t^2 value comes from a different element and they have different formation histories, this is evidence that the material within the nebula is well mixed; otherwise those t^2 values of different elements would differ from one another.

The homogeneous temperature assumption of the direct method should only be taken as a first approximation because, in addition to photoionization, other energy sources have to be taken into account. Temperature inhomogeneities measure the overall importance of the many mechanisms that inject energy into the system. We find that O/H abundances of low metallicity H II regions are systematically underestimated and have to be corrected by a factor of 0.25-0.45 dex. We suggest that, if no additional information is available, an increase of 0.35 dex on the O/H ratio should be used; this correction includes temperature inhomogeneities

and oxygen depletion into dust.

We are grateful to the anonymous referee for the careful reading of the manuscript and several excellent suggestions. MAPG and AP received partial support from UNAM (grant PAPIIT 112911), and AP and MP received partial support from CONACyT (grant 129753). MTR received partial support from Proyecto Basal PB06 (CATA) and Centro de Astrofísica FONDAP.

References

- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *ARA&A*, 47, 481
- Bastin, R. J. & Storey, P. J. 2006, in *IAU Symp.*, 234, *Planetary Nebulae in Our Galaxy and Beyond*, Ed. Barlow, M. J. & Mendez, R. H. (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 369
- Benjamin, R. A., Skillman, E. D., & Smits, D. P. 1999, *The Astrophysical Journal*, 514, 307
- Benjamin, R. A., Skillman, E. D., & Smits, D. P. 2002, *The Astrophysical Journal*, 569, 288
- Bensby, T. & Feltzing, S. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 367, 1181
- Bhatia, A. K. & Kastner, S. O. 1995, *The Astrophysical Journal Supplement*, 96, 325
- Bonatto, C., Bica, E., & Alloin, D. 1995, *Astronomy & Astrophysics*, 112, 78
- Bordalo, V. & Telles, E. 2011, *The Astrophysical Journal*, 735, 52
- Butler, K. & Zeippen, C. J. 1989, *Astronomy & Astrophysics*, 208, 337
- Butler, K. & Zeippen, C. J. 1994, *Astronomy & Astrophysics*, 108, 1
- Caplan, J., Ye, T., Deharveng, L., Turtle, A. J., & Kennicutt, R. C. 1996, *Astronomy & Astrophysics*, 307, 403
- Carigi, L., Colín, P., & Peimbert, M. 2006, *The Astrophysical Journal*, 644, 924
- Carigi, L. & Peimbert, M. 2011, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 47, 139
- Davey, A. R., Storey, P. J., & Kisielius, R. 2000, *Astronomy & Astrophysics Supplement*, 142, 85
- Dopita, M. A., Mason, D. J., & Robb, W. D. 1976, *The Astrophysical Journal*, 207, 102
- Dufour, R. J., Shields, G. A., & Talbot, R. J. 1982, *The Astrophysical Journal*, 252, 461
- Ercolano, B., Bastian, N., & Stasińska, G. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 379, 945
- Esteban, C., Bresolin, F., Peimbert, M., García-Rojas, J., Peimbert, A., & Mesa-Delgado, A. 2009, *The Astrophysical Journal*, 700, 654

- Esteban, C., García-Rojas, J., Peimbert, M., Peimbert, A., Ruiz, M. T., Rodríguez, M., & Carigi, L. 2005, *The Astrophysical Journal*, 618, L95
- Esteban, C., Peimbert, M., García-Rojas, J., Ruiz, M. T., Peimbert, A., & Rodríguez, M. 2004, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 355, 229
- Esteban, C., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., & Escalante, V. 1998, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 295, 401
- Galavis M. E., Mendoza C., & Zeppen C. J., 1995, *Astronomy & Astrophysics* S 111, 347
- García-Rojas, J., Esteban, C., Peimbert, M., Rodríguez, M., Ruiz, M. T., & Peimbert, A. 2004, *The Astrophysical Journal* S, 153, 501
- García-Rojas, J. & Esteban, C. 2007, *The Astrophysical Journal*, 670, 457
- Garnett, D. R. 1989, *The Astrophysical Journal*, 345, 282
- Garnett, D. R., Skillman, E. D., Dufour, R. J., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., Terlevich, R. J., Terlevich, E., & Shields, G. A. 1995, *The Astrophysical Journal*, 443, 64
- González-Delgado, R. M., Leitherer, C., & Heckman, T. M. 1999, *The Astrophysical Journal Supplement*, 125, 489
- Guseva, N. G., Izotov, Y. I., Stasińska, G., Fricke, K. J., Henkel, C., & Papaderos, P. 2011, *A&A*, 529, A149
- Hamuy, M., Suntzeff, N. B., Heathcote, S. R., Walker, A. R., Gigoux, P., & Phillips, M. M. 1994, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 106, 566
- Hamuy, M., Walker, A. R., Suntzeff, N. B., Gigoux, P., Heathcote, S. R., & Phillips, M. M. 1992, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 104, 533
- Hunter, I., Dufton, P. L., Ryans, R. S. I., Lennon, D. J.; Rolleston, W. R. J., Hubeny, I., & Lanz, T. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 436, 687
- Izotov, Y. I. 2010, in *IAU Symp.*, 268, *Light Elements in the Universe*, Ed. Charbonnel, C., Tosi, M., Primas, F. & Chiappini, C., 107
- Kaufman, V. & Sugar, J. 1986, *JPCRD*, 15, 321
- Keenan, F. P., Hibbert, A., Ojha, P. C., & Caylon, E. S. 1993, *Phys. Scr.*, 48, 129
- Kewley, L. & Ellison, S. 2008, *The Astrophysical Journal*, 681, 1183
- Kingdon, J. & Ferland, G. 1995, *The Astrophysical Journal*, 442, 714
- Lennon, D. J. & Burke, V. M. 1994, *Astronomy & Astrophysics* S, 103, 273
- Liu, X., Shapley, A. E., Coil, A. L., & Ma, C.-P. 2008, *The Astrophysical Journal*, 678, 758
- Liu, X.-W., Storey, P. J., Barlow, M. J., Danziger, I. J., Cohen, M., & Bryce, M. 2000, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 312, 585
- McLaughlin, B. M. & Bell, K. L. 1993, *The Astrophysical Journal*, 408, 753

- Mannucci, F., Cresci, G., Maiolino, R., Marconi, A., & Gnerucci, A. 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 408, 2115
- Mesa-Delgado, A., Esteban, C., García-Rojas, J., Luridiana, V., Bautista, M., Rodríguez, M., López-Martín, L., & Peimbert, M. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 395, 855
- Mesa-Delgado, A., López-Martín, L., Esteban, C., García-Rojas, J., & Luridiana, V. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 394, 693
- Montenegro, A., Eby, M., Kaplan, J. O., Meissner, K. J., & Weaver, A. J. 2006, *GeoRL*, 33, L08703
- O'Dell, C. R., Peimbert, M., & Peimbert, A. 2003, *AJ*, 125, 2590
- Pagel, B. E. J., Edmunds, M. G., Fosbury, R. A. E., & Webster, B. L. 1978, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 184, 569
- Peimbert, A. 2003, *The Astrophysical Journal*, 584, 735
- Peimbert, A. & Peimbert, M. 2010, *The Astrophysical Journal*, 724, 791
- Peimbert, A., Peimbert, M., & Luridiana, V. 2002, *The Astrophysical Journal*, 565, 668
- Peimbert, A., Peimbert, M., & Ruiz, M. T. 2005, *The Astrophysical Journal*, 634, 1056
- Peimbert, M. 1967, *The Astrophysical Journal*, 150, 825
- Peimbert, M. & Costero, R. 1969, *Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya*, 5, 3
- Peimbert, M., & Peimbert, A. 2006, in *IAU Symp.*, 234, *Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond*, Ed. Barlow, M. J. & Méndez, R. H. (Cambridge: Cambridge University Press), 227
- Peimbert, M. & Peimbert, A. 2011, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica (Serie de Conferencias)*, 39, 1
- Peimbert, M., Peimbert, A., Carigi, L., & Luridiana, V. 2010, in *IAU Symp.*, 268, *Light Elements in the Universe*, Ed. Charbonnel, C., Tosi, M., Primas, F. & Chiappini, C., 91
- Peimbert, M., Peimbert, A., Esteban, C., García-Rojas, J., Bresolin, F., Carigi, L., Ruiz, M. T., & López-Sánchez, A. R. 2007, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica (Serie de Conferencias)*, 29, 72
- Peimbert, M., Peimbert, A., & Ruiz, M. T. 2000, *The Astrophysical Journal*, 541, 688
- Peimbert, M., Peimbert, A., Ruiz, M. T., & Esteban, C. 2004, *The Astrophysical Journal Supplement*, 150, 431
- Peimbert, M., Storey, P. J., & Torres-Peimbert, S. 1993, *The Astrophysical Journal*, 414, 626
- Peimbert, M. & Torres-Peimbert, S. 1976, *The Astrophysical Journal*, 203, 581

- Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., & Luridiana, V. 1995, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 31, 131
- Pérez-Montero, E., García-Benito, R., Díaz, Á. I., Pérez, E., & Kehrig, C. 2008, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 396, 285
- Pilyugin, L., Thuan, T. X., & Vílchez, J. M. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 376, 353
- Porter, R. L., Ferland, G. J., & MacAdam, K. B. 2007, *The Astrophysical Journal*, 657, 327
- Pradhan, A. K., Montenegro, M., Nahar, S. N., & Eissner, W. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 366, 6
- Przybilla, N., Nieva, M. F., & Butler, K. 2008, *The Astrophysical Journal*, 688, L103
- Ramsbottom, C. A., Bell, K. L., & Stafford, R. P. 1996, *ADNDT*, 63, 57
- Relaño, M., Peimbert, M., & Beckman, J. 2002, *The Astrophysical Journal*, 564, 704
- Rolleston, W. R. J., Venn, K., Tolstoy, E., & Dufton, P. L. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 400, 21
- Ruiz, M. T., Peimbert, A., Peimbert, M., & Esteban, C. 2003, *The Astrophysical Journal*, 595, 247
- Sawey, P. M. J. & Berrington, K. A., 1993, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 55, 81
- Seaton, M. J. 1979, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 187, 73
- Simón-Díaz, S. & Stasińska, G. 2011, *A&A*, 526, A48
- Stasińska, G., Tenorio-Tagle, G. Rodríguez, M., & Henney, W. J. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 471, 193
- Storey, P. J. 1994, *Astronomy & Astrophysics*, 282, 999
- Storey, P. J. & Hummer, D. G. 1995, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 272, 41
- Tayal, S. S. 2007, *The Astrophysical Journal*, 171, 331
- Tenorio-Tagle, G. 1996, *Astronomical Journal*, 111, 1641
- Thuan, T. X., Pilyugin, L., S., & Zinchenko, I. A. 2010, *The Astrophysical Journal*, 712, 1029
- Torres-Peimbert, S., Peimbert, M., & Peña, M. 1990, *A&A*, 233, 540
- Tremonti, C. A., Heckman, T. M., Kauffmann, G., Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., Seibert, M., Peng, E. W., Schlegel, D. J., Uomoto, A., Fukugita, M., & Brinkmann, J. 2004, *The Astrophysical Journal*, 613, 898

- Tsamis, Y. G., Barlow, M. J., Liu, X.-W., Dazinger, I. J., Storey, P. J. 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 338, 687
- Tsamis, Y. G., Barlow, M. J., Liu, X.-W., Storey, P. J., & Danziger, I. J. 2004, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 353, 953
- Tsamis, Y. G. & Péquignot, D. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 364, 687
- Tsamis, Y. G. & Walsh. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.19396.x
- Tsamis, Y., Walsh, J. R., Vílchez, J. M., & Péquignot, D. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 412, 1367
- Venn, K. A. 1999, *The Astrophysical Journal*, 518, 405
- Venn, K. A., Lennon, D. J., Kaufer, A., McCarthy, J. K., Przybilla, N., Kudritzki, R. P., Lemke, M., Skillman, E. D. & Smartt, S. J. 2001, *The Astrophysical Journal*, 547, 765
- Vila-Costas, M. B. & Edmunds, M. G. 1992, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 259, 121
- Wang, W., Liu, X.-W., Zhang, Y., & Barlow, M. J. 2004, *A&A*, 427, 873
- Westerlund, B. E. 1990, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics.*, 2, 29
- Wiese, W. L., Fuhr, J. R., & Deters, T. M. 1996, *JPCRD*, Monograph 7
- Zaritsky, D., Kennicutt, R. C., Jr. & Huchra, J. P. 1994, *The Astrophysical Journal*, 420, 87
- Zeippen, C. J., Butler, K., & Le Bourlot, J. 1987, *Astronomy & Astrophysics*, 188, 251

5.5. Artículo 2 — Clasificación de regiones H II basada en líneas de oxígeno y helio: casos de TOL 2146–391 y TOL 0357–3915

Resumen

En este segundo artículo presentamos las mediciones de las líneas en dos galaxias H II de baja metalicidad: TOL 2146-391 y TOL 0357-3915; así mismo, presentamos los resultados del análisis detallado realizado a estos objetos. Posteriormente, recomendamos un valor promedio de t^2 , hacemos una descripción amplia del programa HELIO10 y, finalmente, proponemos una clasificación de regiones H II en un amplio intervalo de metalicidades, que está basada en el grado de ionización y el valor de t^2 .

Este artículo es complemento del primero, en cuanto a que en el primero sugerimos un intervalo de correcciones debidas a inhomogeneidades térmicas y a la fracción de O capturada en granos de polvo para objetos en los que no es posible medir un valor preciso de t^2 . En este segundo artículo presentamos un intervalo de valores de t^2 para los mismos objetos y, adicionalmente, proponemos valores promedio de t^2 para objetos de mayor metalicidad.

Dado que el programa HELIO10 fue clave en la obtención de valores de t^2 para los objetos estudiados en este artículo, hicimos una amplia descripción física y astrofísica de dicho programa. Ponemos énfasis en la calidad requerida en las observaciones, indicando que para determinaciones de t^2 con incertidumbres entre 0.015 y 0.020, HELIO10 requiere alrededor de 10 líneas de He I con S/N mayor a 12 y S/N mayor a 25 para la línea de He I más brillante (normalmente, λ 5876).

La contribución principal de este artículo es una clasificación de regiones H II que está basada en el grado de ionización y el valor de t^2 . Dicha clasificación surgió a partir de graficar el grado de ionización, dado por $O^{++}/(O^++O^{++})$, contra los valores de t^2 (Figura 4 del artículo). Dividimos la figura en cinco áreas relevantes y proponemos que éstas tienen significado astrofísico. En base a esta división encontramos los siguientes tipos de regiones H II:

- Tipo Ia — Corresponden al área Ia: $t^2 \geq 0.055$, $O^{++}/(O^++O^{++}) \geq 0.75$. Este tipo de regiones H II frecuentemente tienen una o más de las siguientes características: (i) más de unas cuantas de estrellas O, (ii) una o más detonaciones de formación estelar que hayan durado más de 3 ó 4 millones de años, (iii) la presencia de un cociente relativamente grande de estrellas Wolf-Rayet (WR) a estrellas O, (iv) en algunos casos la presencia de una o algunas RSN de edades menores que 20,000 años y (v) una dispersión significativa de movimientos radiales gaseosos, que en algunos casos llegan a cientos de km s^{-1} (e.g.

Peimbert et al. 1991; Luridiana et al. 1999; Chen et al. 2002; López-Sánchez et al. 2007; Lagos & Muñoz-Tuñón 2011; y referencias en estos trabajos). Muchas de estas características están relacionadas. Es posible que para este tipo de regiones H II haya una fuerte contribución de estrellas WR o RSN y que tengan varias estrellas O porque una sola estrella O en la presencia de una WR o RSN se llamaría nebulosa WR o RSN. También es posible que para este tipo de regiones H II haya pérdida de masa estelar importante asociada a la formación y evolución de estrellas O y que esto contribuya a los altos valores de t^2 . Encontramos que el valor promedio para este tipo de objetos es $t^2(\text{Ia}) = 0.087 \pm 0.015$.

- Tipo Ib — Corresponden al área Ib: $t^2 \geq 0.055$, $O^{++}/(O^+ + O^{++}) < 0.75$. En la muestra que presentamos en el artículo no encontramos regiones H II de este tipo, lo cual implica que los procesos estocásticos que causan gran dispersión en los valores altos de t^2 en las regiones H II de Tipo Ia, están asociados solamente a objetos con alto grado de ionización.
- Tipo IIa — Corresponden al área IIa: $0.010 < t^2 < 0.055$, $O^{++}/(O^+ + O^{++}) \geq 0.75$. Este tipo de regiones H II normalmente tienen las siguientes características: (i) no hay un límite en el número de estrellas O, (ii) actividad de formación de estrellas tipo O que comenzó hace menos de 3 millones de años, (iii) los objetos con edad mayor a 3 millones de años, tienen un cociente pequeño de estrellas WR a estrellas O, (iv) no muestran vestigios de explosiones de SN recientes y (v) los movimientos radiales del gas muestran una dispersión menor que alrededor de 100 km s^{-1} . Presentamos un valor promedio para este tipo de objetos, $t^2(\text{IIa}) = 0.029 \pm 0.004$.
- Tipo IIb — Corresponden al área IIb: $0.010 < t^2 < 0.055$, $O^{++}/(O^+ + O^{++}) < 0.75$. Este tipo de regiones H II tienen las siguientes características: (i) tienen un menor grado de ionización que las regiones H II de Tipo IIa (probablemente debido a un menor número de estrellas O), (ii) no hay un límite en el número de estrellas O, (iii) actividad de formación de estrellas tipo O que comenzó hace menos de 3 millones de años, (iv) los objetos con edad mayor a 3 millones de años, tienen un cociente pequeño de estrellas WR a estrellas O, (v) no muestran vestigios de explosiones de SN recientes y (vi) los movimientos radiales del gas muestran una dispersión menor que alrededor de 100 km s^{-1} . Proponemos que un valor promedio para este tipo de objetos es $t^2(\text{IIb}) = 0.035 \pm 0.006$.

- Tipo III — Corresponden al área III: $0.000 \leq t^2 \leq 0.010$. Los modelos simples⁵ de fotoionización (e.g. modelos de *Cloudy*) serían objetos de este tipo. En la muestra que presentamos en el artículo no encontramos regiones H II de este tipo, lo que probablemente significa que hay procesos adicionales a la fotoionización por estrellas O, que afectan la estructura de la temperatura de las nebulosas. Considerando los errores en las mediciones, cabe mencionar que, potencialmente, algunos de los objetos de esta muestra podrían ser de Tipo III. Por esto, sería muy importante volver a observar esos objetos con telescopios grandes y tiempos de observación grandes, para reducir las barras de error y ver si en efecto permanecen en el área III o no. También sería muy importante continuar haciendo observaciones de alta calidad para incrementar la muestra y definir con mayor precisión el número de objetos de Tipo III.

Dado que para objetos de alto grado de ionización puede no haber suficiente información para decidir utilizar el valor promedio para las regiones H II de Tipo Ia ó el de las regiones H II Tipo IIa, sugerimos que se utilice $t^2(\text{Ia}+\text{IIa}) = 0.051 \pm 0.026$.

Los valores de t^2 observados en regiones H II de esta muestra, están en el intervalo de 0.020 a 0.120 —estos valores provienen de la estructura térmica del objeto y no de los errores en las determinaciones.

Sugerimos que, si no se tiene suficiente S/N en las LR del oxígeno o en las del helio o en algún otro método para hacer una determinación precisa de t^2 , es mejor utilizar un valor promedio del parámetro de las inhomogeneidades de la temperatura que asumir que la temperatura en todo el objeto es homogénea. Sin embargo, es importante mencionar que la determinación de t^2 es específica para cada objeto puesto que ésta depende de sus características físicas específicas.

A continuación se anexa la versión de este artículo enviada a *The Astrophysical Journal*, respuesta al arbitraje.

⁵Aquellos modelos de fotoionización que son unidimensionales y que consideran el decremento del flujo ionizante y la opacidad del polvo, exclusivamente.

A classification of H II regions based on oxygen and helium lines: the cases of TOL 2146–391 and TOL 0357–3915

1

Submitted to The Astrophysical Journal, January 2012

Antonio Peimbert² — antonio@astrocu.unam.mx

María A. Peña-Guerrero² — guerrero@astrocu.unam.mx

and

Manuel Peimbert² — peimbert@astro.unam.mx

Abstract

We present long slit spectrophotometry of two H II galaxies: TOL 2146 – 391 and TOL 0357 – 3915. We performed a detailed analysis that involves abundance determinations relaxing the assumption of homogeneous temperature. The temperature inhomogeneities values, t^2 , were obtained through two methods: (i) comparing abundances from oxygen recombination lines to abundances from collisionally excited lines and (ii) by using the line intensity ratios of a set of He I lines together with the HELIO10 program. We find that the HELIO10 program is a good alternative to obtain a t^2 value in photoionized regions where recombination lines of heavy elements are not available. We have plotted 27 high and low metallicity H II regions in an oxygen degree of ionization versus t^2 diagram; we find areas populated by H II regions and areas void of them; the physical characteristics of each area are discussed. In addition, an average t^2 value can be determined for the objects in each area. We propose to use this $\langle t^2 \rangle$ value for the cases where a direct measurement of t^2 cannot be determined.

Keywords H II regions: abundances—galaxies: H II regions— H II regions: thermal inhomogeneities — H II regions: individual (TOL 2146 – 391, TOL 0357 – 3915).

1. Introduction

H II region chemical abundances provide observational constraints that allow to test models of Galactic chemical evolution through, for example, the determination of radial abundance gradients in spiral galaxies (Vila-Costas & Edmunds 1992; Zaritsky et al. 1994). In addition to

¹Based on observations collected at the European Southern Observatory, Chile, proposal number ESO 69.C-0203(A).

²Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 70-264, México 04510 D.F., México

this, results derived from nebular studies are used in the field of starburst galaxies which, along with other physical properties such as luminosity or the mass-metallicity relation, allow us to study the chemical enrichment of the Universe (e.g. Tremonti et al. 2004; Pérez-Montero et al. 2008; Liu et al. 2008; Peimbert & Peimbert 2011). It is therefore of great importance for these studies to use accurate abundance determinations.

However, there exists an important problem of inconsistency between the abundances determined with recombination lines (RLs) and those determined with collisionally excited lines (CELs) assuming homogeneous temperature. This is usually referred to as the abundance discrepancy factor (ADF) problem. There are two main sets of explanations that have been proposed in the literature for the existence of the ADF problem: (i) temperature inhomogeneities within a chemically homogeneous medium, these inhomogeneities would come from shock waves, shadowed regions, advancing ionization fronts, multiple ionizing sources, X-rays, and magnetic reconnection, among others (e.g. Peimbert & Peimbert 2006 and references therein); and (ii) high metallicity inclusion, which also implies temperature inhomogeneities, these inclusions would be surviving gas from supernova remnants that has not fully mixed with the interstellar medium (e.g. Tsamis & Péquignot; Stasińska et al. 2007; and references therein).

Studies of abundances in H II regions are also used to measure the chemical evolution of our own Galaxy. Peimbert & Peimbert (2011) and Carigi & Peimbert (2011) show that, after considering the O depletion into dust grains and thermal inhomogeneities, H II region chemical abundances are consistent with: (i) the protosolar abundances corrected by 4.5 Gyr of chemical evolution (Asplund et al. 2009; Carigi & Peimbert (2011)), (ii) the abundances of young F and G stars of the solar vicinity (Bensby & Feltzing 2006), and (iii) the abundances of O and B stars of the Orion region (Przybilla et al. 2008; Simón-Díaz & Stasińska 2011).

Peimbert (1967) first recognized the possibility of including thermal inhomogeneities in studies of photoionized regions; later on, Peimbert & Costero (1969) studied the magnitude of the effect of such thermal inhomogeneities on the determination of chemical abundances. These two articles introduced the formalism of temperature inhomogeneities (t^2) to determine chemical abundances; in them, it is found that H II region abundances obtained through the traditional method — which involves assuming a homogeneous temperature throughout the whole volume of the object, usually obtained from the [O III] line ratio $\lambda\lambda 4363/(4959+5007)$ — were underestimated by a factor of approximately 2.5 (although, the exact t^2 value is object dependent and its effect on the abundances is also temperature dependent).

With the availability of large telescopes, it has been possible to use the formalism of t^2 to study the abundance discrepancy factor (ADF) problem. The ADF was defined as the

discrepancy between the abundances determined with recombination lines (RLs) and those determined with collisionally excited lines (CELs) assuming homogeneous temperature. Several studies have shown that ADF typical values are in the 1.5-3 range for most H II regions (e.g. Peimbert et al. 1993, 2005; García-Rojas et al. 2007; Peimbert et al. 2007; Esteban et al. 2009) and in the 1.5-5 range for most Planetary Nebulae (e.g. Liu & Dazinger 1993; Peimbert et al. 1995; Stazińska & Szczerba 2001; Liu 2006; Peimbert & Peimbert 2006). Since CELs can lead to underestimate abundances when ignoring the presence of temperature inhomogeneities, abundances determined from RLs are more reliable.

For chemically homogeneous objects, it is possible to derive accurate abundances from RL ratios (that are independent of t^2), as well as from CELs adopting a t^2 value. There are several ways to determine t^2 values (see Peimbert 1967; Peimbert & Peimbert 2011). The two most frequently used are: (i) from the comparison of abundances derived from [O 3] lines with those derived from O 2 lines (this basically indicates what value of t^2 is required for CELs to reproduce the RL abundances) and (ii) from the comparison of the temperature of forbidden lines to that of the Balmer continuum (this can give accurate O/H abundances without measuring oxygen RLs). Heavy element RLs are particularly faint in low metallicity H II regions such as the ones presented in this paper; moreover, the Balmer discontinuity is smaller and less sensitive at higher temperatures. There is a third method based on He 1 lines which has been previously used and which will be further discussed in this paper. For low metallicity objects, where the oxygen RLs are too faint to be measurable and the Balmer discontinuity is very difficult to measure, He 1 lines can play a key role in abundance determinations.

Unfortunately, there are some H II regions where a precise value of t^2 cannot be acquired, for instance H II galaxies with high redshift or low intrinsic brightness. In this scenarios it is important to recognize that, statistically speaking, a good assumption of the value of $\langle t^2 \rangle$ is much better than assuming that $t^2=0.00$. For those objects, it should be possible to use an average t^2 value obtained from most of the t^2 determinations of H II regions in the literature. In this paper we derive a value of this average for high and low metallicity H II regions, $\langle t^2 \rangle$.

In Sections 2 and 3 we present the observations of TOL 2146 – 391 and TOL 0357 – 3915 as well as a description of the reduction procedure. The characteristics of the code HELIO10 are presented in Section 4. In Section 5 we derive temperatures and densities, as well as the available t^2 values. The ionic abundance determinations based on the ratios of CELs to RLs, and based on RLs alone are presented in Section 6. In Section 7 we determine the total abundances. In Section 8 we present a review of the t^2 values in the literature and recommend an average t^2 value for those objects where a particular t^2 is not available. Finally, in Section

9 we present the summary and conclusions.

2. Observations

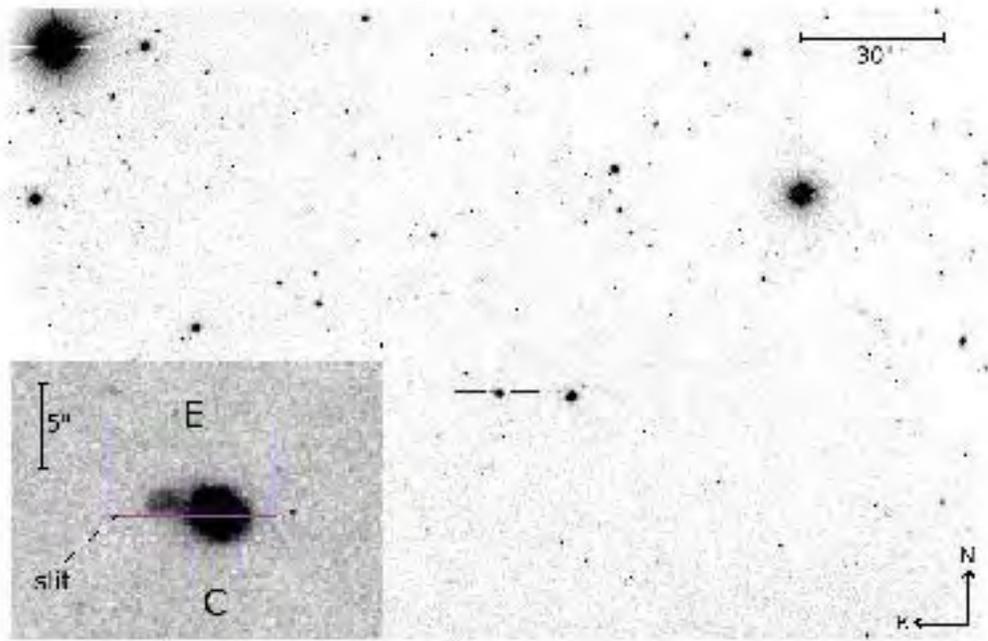
The long slit spectrophotometry presented in this work was obtained at the VLT Melipal facility in Chile, with the Focal Reducer Low Dispersion Spectrograph 1, FORS1. Three grism settings were used: GRIS-600B+12, GRIS-600R+14 with filter GG435, and GRIS-300V with filter GG375 (see Table 1). Observations were made on September 10th and 11th of 2002 for TOL 2146–391 ($\alpha = 21^h 49^m 48.2^s$, $\delta = -38^\circ 54' 08.6''$) and TOL 0357–3915 ($\alpha = 03^h 59^m 08.9^s$, $\delta = -39^\circ 06' 23.0''$), respectively (see Figure 1).

The slit length was 0.51" wide and 410" long for both H II galaxies, TOL 2146 – 391 and TOL 0357 – 3915. The slit was oriented with a position angle of 90° to observe TOL 2146 – 391, and 60° for TOL 0357 – 3915. The linear atmospheric dispersion corrector, was used to keep the same observed region within the slit regardless of the air mass value. The wavelength coverage and the resolutions for the emission lines observed with each grism are given in Table 1. The average seeing during the observations amounted to 0.74" for TOL 2146 – 391 and 0.88" for TOL 0357 – 3915.

We took two extractions from each object, Extraction C stands for the core of each H II region, while Extraction E stands for each extended H II region. In TOL 2146 – 391 Extractions C and E had 15 pixels (3.0") and 49 pixels (9.8"), respectively; while for TOL 0357 – 3915 Extractions C and E had 9 (1.8") and 27 pixels (5.4"), respectively. Extractions C are centered at the brightest region while Extractions E are slightly displaced in order to include most of the emission (see Figure 1). For TOL 2146 – 391, Extraction C included 94% of the flux included in Extraction E, and for TOL 0357 – 3915, Extraction C included 88% of the total flux of Extraction E. We decided to present the analysis of both extractions of both objects for several reasons: (i) we were trying to obtain as much information as possible with the highest precision available, (ii) we were looking to see if there were drastic differences between the central and the outer parts of each extraction (notice the plots present in the inserts), (iii) we were looking for the determination with the best S/N available, and (iv) both analysis were completely independent and helped us to better estimate the errors in the line intensity determinations.

The spectra were reduced using IRAF⁶, following the standard procedure of bias subtraction, aperture extraction, flatfielding, wavelength calibration, and flux calibration. For flux calibration the standard stars LTT 2415, LTT 7389, LTT 7987, and EG 21 were used (Hamuy et al. 1992, 1994). The observed spectra are presented in Figure 2.

⁶IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatory, which is operated by AURA, Inc.,



(a)



(b)

Figure 1 — (1a) VLT images of TOL 2146–391 and (1b) of TOL 0357–3915. These objects are located at $\alpha = 21^h49^m48.2^s$ and $\delta = -38^\circ54'08.6''$ and $\alpha = 03^h59^m08.9^s$, $\delta = -39^\circ06'23.0''$ (J2000.0), respectively. Their redshifts are $z=0.0295$ for TOL 2146 – 391 and $z=0.0744$ for TOL 0357 – 3915.

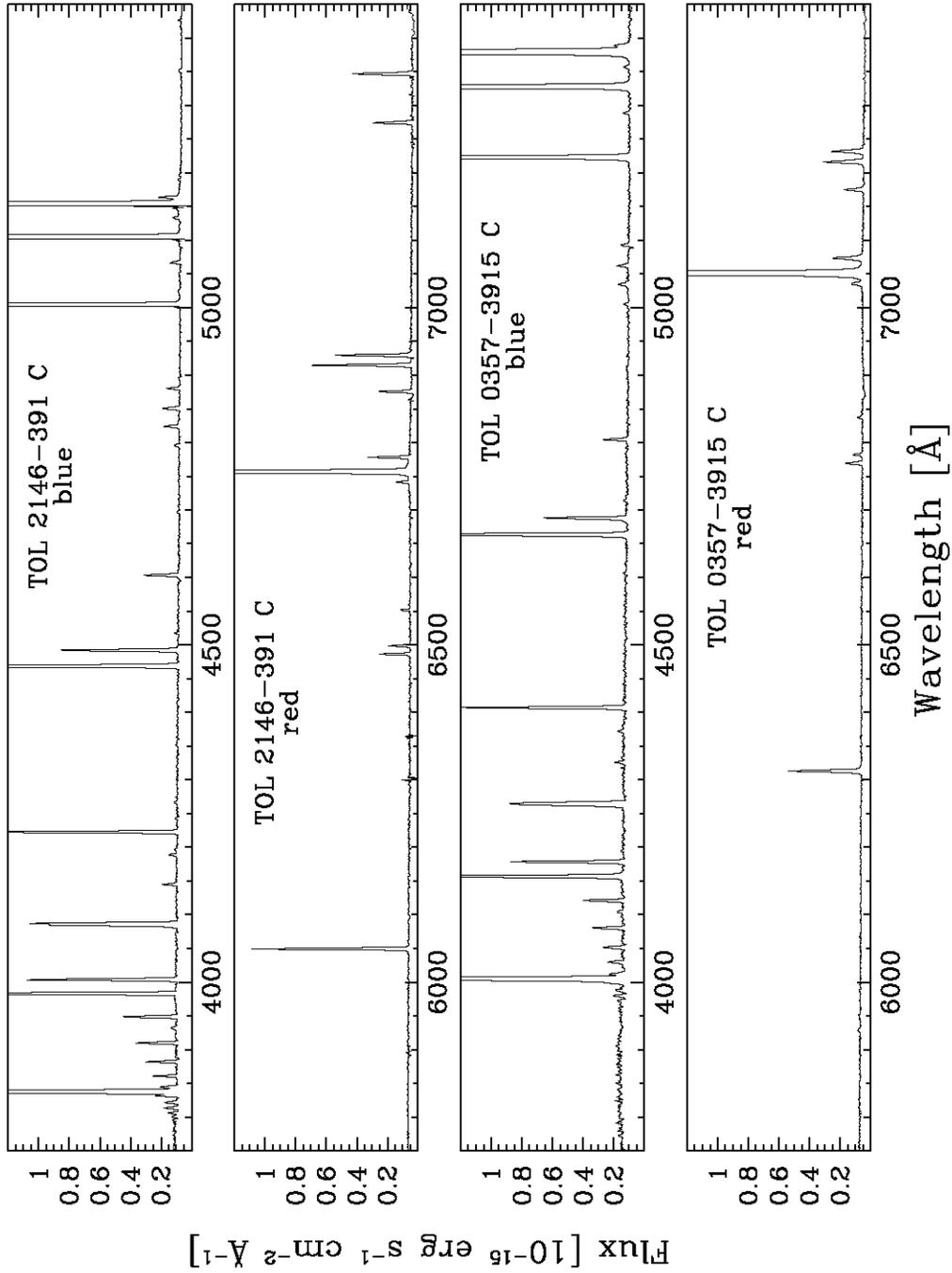


Figure 2 — The spectra of both objects show the observed wavelength range. Spectrum ‘a’ is Extraction C in TOL 2146 – 391, spectrum ‘b’ is Extraction E in TOL 2146 – 391, spectrum ‘c’ is Extraction C in TOL 0357 – 3915, and spectrum ‘d’ is Extraction E in TOL 0357 – 3915. The figure includes the blue and red high-resolution spectra, as well as the low-resolution spectrum.

Table 1 — Journal of Observations

Grism	Filter	λ (Å)	Resolution ($\lambda/\Delta\lambda$)	Exp. Time (s)
GRIS-600B+12	-	3450–5900	1300	3×720
GRIS-600R+14	GG435	5250–7450	1700	3×600
GRIS-300V	GG375	3850–8800	700	3×120

3. Line Intensities and Reddening Correction

The `splot` task of the IRAF package was used for line measurements. Line intensities were obtained by integrating the flux in the line between two limits over the local continuum estimated by eye. When line blending was present, a multiple Gaussian profile was used to determine the line intensities.

We used the measurements of the Balmer decrement of the low resolution spectra to tie the blue and red high resolution spectra. The emission line intensities of all extractions in TOL 2146 – 391 and in TOL 0357 – 3915 are presented in Tables 2 and 3, respectively.

To determine the reddening correction we compared the theoretical Balmer line intensity ratios with the observed ones. A proper determination of the reddening correction is always desired, in this work it is required to allow HELIO10 to be able to extract all the possible information from the He I lines that span from $\lambda\lambda$ 3634 to 7281.

The observed Balmer line intensities have to be corrected for reddening, underlying absorption, and collisional excitation before they can be compared to the theoretical recombination intensities; also both —the theoretical Balmer recombination intensities and the collisional Balmer excitation intensities— depend on the temperature; and to obtain estimates of the temperature it is necessary to use dereddened line intensity ratios. This means that all four quantities need to be fitted self-consistently.

A first approximation to the correction for the reddening coefficients, $C(\text{H}\beta)$ s, is obtained by ignoring underlying absorption and collisional excitation, adopting $T_e = 10,000$ K, and fitting the observed and theoretical $I(\text{H}\alpha)/I(\text{H}\beta)$ ratios. This reddening correction is applied to the [O III] lines to obtain $T_e[\text{O III}]$. This approximation will be enough to determine (i) the theoretical intensities of the Balmer lines —that are only weakly dependent on the temperature—, and (ii) the contribution of collisional excitation to the Balmer line intensities —that is small (Peimbert et al. 2007). Finally, the reddening correction and underlying absorption were fitted simultaneously taking advantage of the fact that reddening is more important for $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$, and $\text{H}\gamma$, while underlying absorption is more important for the weaker bluer Balmer lines. (Notice that the contribution of He II λ 4859 to $\text{H}\beta$ is less than one part in a thousand).

For both extractions of TOL 0357–3915, it was not possible to fit all the observed hydrogen lines to the theoretical ones. The best fit to the Balmer decrement yielded an $\text{H}\beta$ of greater than 100 (102.20 for Extraction C, and 100.80 for Extraction E), which is within the expected observational errors. We took the unconventional decision of choosing this $\text{H}\beta$ value to give the proper weight to the four brightest Balmer lines.

under cooperative agreement with the National Science Foundation.

Table 2 — TOL 2146 – 391: Line Intensities

λ (Å)	ID	Extraction C				Extraction E		
		$f(\lambda)$	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% err	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% err
3634	He I	0.280	0.93	1.11	7	0.82	0.98	10
3646	Balmer Cont	0.278	0.13 ^a	0.15 ^b	19	0.13 ^a	0.16 ^b	26
3676	H 22	0.269	0.39	0.52	11	-	-	-
3679	H 21	0.268	0.24	0.36	14	-	-	-
3683	H 20	0.267	0.33	0.50	12	0.39	0.56	15
3687	H 19	0.266	0.54	0.76	9	0.65	0.90	12
3692	H 18	0.265	0.57	0.84	9	0.50	0.76	13
3695	H 17	0.264	0.86	1.22	7	0.96	1.34	9.5
3704	H 16	0.262	1.23	1.71	6	1.29	1.79	8.5
3712	H 15	0.260	1.20	1.74	6	1.25	1.80	8.5
3726	[O II]	0.256	21.76	25.37	2	22.82	26.60	2
3729	[O II]	0.255	31.04	36.41	1.5	32.31	37.88	2
3750	H 12	0.250	2.17	3.17	7.5	2.22	3.24	6.5
3770	H 11	0.245	2.76	4.03	4.5	2.77	4.06	6
3798	H 10	0.238	3.75	5.37	3.5	3.79	5.42	5
3820	He I	0.233	0.54	0.77	9	0.75	1.01	11
3836	H 9	0.229	5.45	7.44	3	5.43	7.48	4
3869	[Ne III]	0.222	35.26	40.46	1.5	35.44	40.66	2
3889	H 8+He I	0.218	14.88	18.59	2	15.04	18.81	2.5
3967	H 7+He I+[Ne III]	0.201	23.82	27.33	2	24.17	27.72	2
4026	He I	0.190	1.41	1.83	5.5	1.32	1.74	8
4069	[S II]	0.182	0.81	0.90	7.5	0.72	0.81	11
4076	[S II]	0.181	0.23	0.26	14	0.25	0.27	19
4102	H δ	0.176	21.86	25.95	2	21.91	25.74	2
4121	He I	0.173	0.21	0.35	14	0.22	0.36	20
4144	He I	0.169	0.29	0.45	12	0.43	0.60	14
4267	C II	0.143	0.04	0.04	33	0.08	0.09	33
4340	H γ	0.128	42.26	47.08	1.5	42.36	46.86	2
4363	[O III]	0.122	11.87	12.75	2	11.90	12.77	3
4388	He I	0.116	0.36	0.39	11	0.34	0.37	16
4471	He I	0.094	3.29	3.66	4	3.31	3.67	5
4563	Mg I]	0.070	0.23	0.24	14	-	-	-
4571	Mg I]	0.068	0.11	0.12	20	-	-	-

Table 2 — TOL 2146 – 391: Line Intensities

λ (Å)	ID	Extraction C				Extraction E		
		$f(\lambda)$	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% err	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% err
4639+42	O II	0.051	0.03	0.04	36	0.05	0.05	41
4649+51	O II	0.049	0.04	0.04	35	0.03	0.03	52
4658	[Fe III]	0.047	0.57	0.58	9	0.52	0.53	13
4686	He II	0.041	1.69	1.72	5	1.79	1.83	7
4701	[Fe III]	0.037	0.08	0.08	24	-	-	-
4711	[Ar IV]+He I	0.034	1.97	2.14	5	2.03	2.19	7
4740	[Ar IV]	0.028	1.19	1.20	6	1.25	1.26	8.5
4861	H β	0.000	100.00	100.00	1	100.00	100.00	1.5
4881	[Fe III]	-0.004	0.20	0.20	15	0.17	0.16	24
4922	He I	-0.013	1.06	1.13	6.5	1.09	1.17	9
4959	[O III]	-0.021	201.88	197.33	1	200.43	195.83	2
4986+87	[Fe III]	-0.027	0.97	0.95	7	1.14	1.11	9
5007	[O III]	-0.032	612.30	594.14	1	608.01	589.76	1
5016	He I	-0.034	2.42	2.44	4	2.61	2.62	6
5041	Si II	-0.040	0.21	0.21	14	0.28	0.27	18
5048	He I	-0.041	0.12	0.21	19	-	-	-
5159	[Fe II]	-0.065	0.09	0.09	22	-	-	-
5192	[Ar III]	-0.072	0.12	0.11	19	-	-	-
5198	[N I]	-0.074	0.37	0.35	11	0.33	0.31	16
5262	[Fe III]	-0.087	0.15	0.15	17	-	-	-
5270	[Fe III]	-0.089	0.24	0.22	14	-	-	-
5412	He II+[Fe III]	-0.119	0.14	0.12	18	-	-	-
5517	[Cl III]	-0.140	0.30	0.28	12	0.33	0.30	16
5537	[Cl III]	-0.144	0.13	0.12	18	0.15	0.14	24
5876	He I	-0.216	12.59	10.91	2	12.29	10.64	3
6300	[O I]	-0.285	2.45	2.01	4.5	2.49	2.04	6
6312	[S III]	-0.286	1.75	1.44	5	1.74	1.43	7
6364	[O I]	-0.294	0.79	0.64	7.5	0.79	0.64	10.5
6371	Si II	-0.295	0.13	0.11	18	0.14	0.11	25
6548	[N II]	-0.320	1.21	0.97	6	1.34	1.07	8
6563	H α	-0.322	354.22	282.33	1	347.69	277.02	1
6583	[N II]	-0.324	3.43	2.75	4	3.61	2.88	5
6678	He I	-0.337	2.62	2.11	4	2.57	2.08	6

Table 2 — TOL 2146 – 391: Line Intensities

λ (Å)	ID	$f(\lambda)$	Extraction C			Extraction E		
			$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% err	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% err
6716	[S II]	-0.342	8.38	6.63	2.5	8.59	6.79	3.5
6731	[S II]	-0.343	6.62	5.23	3	6.63	5.24	4
7065	He I	-0.383	3.80	2.95	3.5	4.00	3.10	5
7136	[Ar III]	-0.391	5.74	4.39	3	5.91	4.52	4
7281	He I	-0.406	0.60	0.46	9	0.80	0.61	10.5
7320	[O II]	-0.410	1.83	1.38	5	1.88	1.42	7
7330	[O II]	-0.411	1.34	1.02	6	1.33	1.00	8
7751	[Ar III]	-0.452	1.43	1.05	5.5	2.06	1.51	6.5
$EW(\text{H}\beta)^c$			234			213		
$EW_{abs}(\text{H}\beta)^c$			2.0 ± 0.1			2.1 ± 0.1		
$C(\text{H}\beta)^d$			0.29 ± 0.03			0.26 ± 0.03		
$F(\text{H}\beta)^e$			1.78×10^{-14}			1.89×10^{-14}		
$I(\text{H}\beta)^f$			3.47×10^{-14}			3.69×10^{-14}		

^a This is the Balmer discontinuity in emission given in units of $F(\text{H}\beta)/100$ per Å.

^b In units of $I(\text{H}\beta)/100$ per Å, without correction due to the presence of stellar Balmer continuum in absorption.

^c Units of $EW(\text{H}\beta)$ and $EW_{abs}(\text{H}\beta)$ are given in Å.

^d Units of $C(\text{H}\beta)$ are given in dex.

^e Units of $F(\text{H}\beta)$ are given in $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$.

^f Units of $I(\text{H}\beta)$ are given in $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$.

Table 3 — TOL 0357 – 3915: Line Intensities

λ (Å)	ID	Extraction C				Extraction E		
		$f(\lambda)$	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% err	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% err
3634	He I	0.280	0.29	0.33	20	0.20	0.22	37
3646	Balmer Cont	0.278	0.18 ^a	0.21 ^b	25	0.21 ^a	0.23 ^b	36
3679	H 21	0.268	0.51	0.73	15	0.30	0.48	30
3683	H 20	0.267	0.58	0.85	14	0.41	0.64	26
3687	H 19	0.266	0.64	0.97	14	0.50	0.79	24
3692	H 18	0.265	0.61	1.01	14	0.43	0.79	25
3695	H 17	0.264	0.85	1.35	12	0.69	1.15	20
3704	H 16	0.262	1.28	1.94	10	1.19	1.79	15
3712	H 15	0.260	0.96	1.69	11	0.84	1.52	18
3726	[O II]	0.256	30.45	34.56	2	34.44	37.37	3
3729	[O II]	0.255	40.10	46.67	2	44.21	48.09	3
3750	H 12	0.250	1.97	3.25	8	1.97	3.15	12
3770	H 11	0.245	2.46	4.10	7	2.46	3.97	10.5
3798	H 10+[S III]	0.238	3.76	5.89	6	3.80	5.72	8.5
3820	He I	0.233	0.65	1.01	14	0.84	1.17	18
3836	H 9	0.229	4.75	7.28	5	5.13	7.39	7.5
3869	[Ne III]	0.222	37.34	41.98	2	41.08	44.29	3
3889	H 8+He I	0.218	14.41	18.24	3	15.70	18.96	4.5
3967	H 7+He I+[Ne III]	0.201	23.82	28.58	2.5	25.69	29.54	3.5
4009	He I	0.193	-	-	-	0.17	0.41	40
4026	He I	0.190	1.10	1.66	10.5	1.12	1.64	16
4069	[S II]	0.182	0.93	1.03	11	0.86	0.92	18
4076	[S II]	0.181	0.32	0.35	19	0.32	0.34	29
4102	H δ	0.176	21.42	25.68 ^c	2.5	22.52	26.02 ^c	3.5
4267	C II	0.143	0.08	0.09	39	0.09	0.09	56
4287	[Fe III]	0.139	-	-	-	0.28	0.30	31
4340	H γ	0.128	40.65	45.29 ^c	2	42.98	46.41 ^c	3
4363	[O III]	0.122	11.39	12.31	3.5	11.14	11.69	5
4471	He I	0.094	3.19	3.74	6	3.50	3.97	9
4639+42	O II	0.051	0.10	0.11	34	-	-	-
4658	[Fe III]	0.047	0.59	0.62	14	0.90	0.92	18
4686	He II	0.041	1.89	1.98	8	1.33	1.36	14
4711	[Ar IV]+He I	0.034	1.69	2.00	8	1.86	2.14	12

Table 3 — TOL 0357 – 3915: Line Intensities

λ (Å)	ID	Extraction C				Extraction E		
		$f(\lambda)$	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% err	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% err
4740	[Ar IV]	0.028	1.01	1.05	11	0.98	1.01	17
4861	H β	0.000	100.00	102.20 ^c	1.5	100.00	100.80 ^c	2
4922	He I	-0.013	0.83	1.01	12	0.97	1.14	17
4959	[O III]	-0.021	211.98	216.34	1.5	208.46	210.39	1.5
4986+87	[Fe III]	-0.027	1.02	1.04	11	1.30	1.31	15
5007	[O III]	-0.032	644.58	654.95	1	626.16	630.08	1
5016	He I	-0.034	2.34	2.62	7	2.44	2.68	11
5026	N II	-0.036	-	-	-	0.25	0.26	33
5032	S II+[Fe III]	-0.038	-	-	-	0.26	0.26	32
5041	Si II	-0.040	0.65	0.66	14	0.53	0.54	23
5048	He I	-0.041	0.55	0.79	15	0.21	0.43	36
5198	[N I]	-0.074	0.25	0.25	22	0.50	0.50	23
5262	[Fe II]	-0.087	0.31	0.31	19	-	-	-
5270	[Fe III]	-0.089	0.22	0.22	23	-	-	-
5517	[Cl III]	-0.140	0.33	0.32	19	0.30	0.29	30
5537	[Cl III]	-0.144	0.25	0.24	22	<0.30	<0.30	-
5876	He I	-0.216	11.61	11.17	3	11.04	10.75	5
6300	[O I]	-0.285	2.52	2.31	7	2.65	2.49	10
6312	[S III]	-0.286	1.33	1.22	9.5	1.20	1.12	15
6364	[O I]	-0.294	0.76	0.70	13	0.78	0.73	19
6548	[N II]	-0.320	2.18	1.98	7.5	2.24	2.01	11
6563	H α	-0.322	319.29	280.80 ^c	1	311.15	281.06 ^c	1.5
6583	[N II]	-0.324	6.18	5.59	4.5	6.26	5.82	7
6678	He I	-0.337	2.96	2.75	6.5	2.92	2.78	10
6716	[S II]	-0.342	7.26	6.52	4	7.64	7.07	6
6731	[S II]	-0.343	5.56	4.99	5	5.93	5.48	7
7065	He I	-0.383	3.99	3.56	5.5	4.00	3.71	8.5
7136	[Ar III]	-0.391	4.61	4.06	6	4.48	4.09	8

Table 3 — TOL 0357 – 3915: Line Intensities

λ (Å)	ID	$f(\lambda)$	Extraction C			Extraction E		
			$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% err	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$	% err
7281	He I	-0.406	0.48	0.45	16	1.05	0.98	16
7320	[O II]	-0.410	1.51	1.32	9	2.13	1.93	11
7330	[O II]	-0.411	1.26	1.10	10	1.53	1.39	13
7751	[Ar III]	-0.452	2.56	2.20	7	2.20	1.98	11
$EW(\text{H}\beta)^d$			236			196		
$EW_{abs}(\text{H}\beta)^d$			3.5 ± 0.1			2.9 ± 0.1		
$C(\text{H}\beta)^e$			0.17 ± 0.03			0.12 ± 0.03		
$F(\text{H}\beta)^f$			1.34×10^{-14}			1.51×10^{-14}		
$I(\text{H}\beta)^g$			2.03×10^{-14}			2.01×10^{-14}		

^a This is the Balmer discontinuity in emission given in units of $F(\text{H}\beta)/100$ per Å.

^b In units of $I(\text{H}\beta)/100$ per Å, without correction due to the presence of stellar Balmer continuum in absorption.

^c In units of the best fit to the theoretical Balmer decrement.

^d Units of $EW(\text{H}\beta)$ and $EW_{abs}(\text{H}\beta)$ are given in Å.

^e Units of $C(\text{H}\beta)$ are given in dex.

^f Units of $F(\text{H}\beta)$ are given in $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$.

^g Units of $I(\text{H}\beta)$ are given in $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$.

The theoretical Balmer recombination intensity ratios were obtained using the program INTRAT (Storey & Hummer 1995) assuming $T_e=13,415$ K and $n_e=140$ cm⁻³ for TOL 2146–391, and $T_e=12,570$ K and $n_e=120$ cm⁻³ for TOL 0357 – 3915 (forbidden line intensity ratios used to determine densities are not dependent on any of the parameters we are adjusting in this section). INTRAT stands for INTensity RATios of hydrogenic recombination lines for specified transitions.

The fraction of the Balmer line intensities due to collisional excitation from the ground state were estimated from interpolations to the models presented by Peimbert et al. (2007). This correction is not commonly used because it is very small for objects cooler than 12,000 K as well as for ionized regions that are density bounded. However, it is relevant to both, the proper determination of $C(H\beta)$ and $I_{rec}(H\beta)$, for both of these objects; contributing with 3.8% and 3.2% for the $I(H\alpha)$ of TOL 2146 – 391 and TOL 0357 – 3915, respectively. We normalized to $I_{rec}(H\beta)$ because most of the formulas that compare line intensities to that of $H\beta$, implicitly assume that $I(H\beta)$ represents the recombination cascade of the nebular component. Due to the energy level distribution, collisional excitation from the ground level is negligible for the observed permitted lines of all the other ions.

The reddening coefficients, were determined by assuming the extinction law of Seaton (1979), $f(\lambda)$. The values found for $C(H\beta)$ as well as for the assumed $f(\lambda)$ are presented in Tables 2 and 3 for TOL 2146 – 391 and TOL 0357 – 3915, respectively.

The correction due to the underlying absorption equivalent widths for the Balmer lines was done using a stellar spectra template normalized to $EW_{abs}(H\beta)$. The template is presented in Table 4 and the normalizations used are presented in Tables 2 and 3. The template was generated based on the low metallicity instantaneous burst models from González-Delgado et al. (1999). These absorption line ratios do not change considerably during the first 5 Myr, the numbers presented in Table 4 represent an average of the ratios of the models between 0 and 5 Myrs. To complete the template we require $H\alpha$ and $H7$, M. Cerviño kindly ran for us some models with the same code as R. González-Delgado and collaborators, and provided us with the EW_{abs} for many lines required in this template. The high-n Balmer lines are too close to be separated in the spectra provided by this code; alternatively, it is possible to estimate the EW_{abs} from a deep echelle observation of a young H II region. For these, we used the data of 30 Doradus obtained by Peimbert (2003), where we estimated the $EW_{abs}(H \text{ high-n})/EW_{abs}(H\beta)$ required to adjust the observed Balmer lines to the theoretical ones. The $EW_{abs}(H\beta)$ values we adopted do not correspond to any particular age, but do correspond to the intensities that best fit the high n Balmer lines to $H\beta$ ratios. Forbidden lines do not have underlying absorption,

however, permitted lines do; underlying absorption equivalent widths used for the He I lines come from González-Delgado et al. (1999) and from Cerviño (2006; private communication) and are also presented in Table 4. The corrections to the line intensities due to underlying absorption of C II, N II, and O II are expected to be negligible, more than an order of magnitude smaller than our observational uncertainties, and were not considered.

Column (1) in Tables 2 and 3 presents the adopted laboratory wavelength, λ , and column (2) the identification for each line. Column (3) in both tables presents the extinction law value used for each line (Seaton 1979). In both tables, columns (4-6) represent the data of the core extractions, Extraction C, while columns (7-9) represent the data of the extended extractions, Extraction E. Columns (4) and (7) include the observed flux relative to $F(\text{H}\beta)$, $F(\lambda)$; columns (5) and (8) include the flux corrected for reddening (as well as underlying absorption—for H I and He I lines— and collisional excitation—for H I lines) relative to $I_{rec}(\text{H}\beta)$, $I(\lambda)$; finally columns (6) and (9) include the error percentage associated with those intensities, which already include all the errors in $C(\text{H}\beta)$, $EW_{abs}(\text{H}\beta)$, and collisional excitation of the Balmer lines.

Table 4 — Absolute Equivalent Widths

Hydrogen		Helium	
Line	$\frac{EW_{\text{abs}}(\text{Line})}{EW_{\text{abs}}(\text{H}\beta)}$	Line	$\frac{EW_{\text{abs}}(\text{Line})}{EW_{\text{abs}}(\text{H}\beta)}$
H α^a	0.90	3820 ^b	0.108
H γ^b	1.05	4009 ^a	0.100
H δ^b	1.08	4026 ^b	0.193
H7 ^a	0.99	4121 ^a	0.094
H8 ^{b,c}	0.93	4144 ^a	0.104
H9 ^b	0.78	4388 ^b	0.084
H10 ^b	0.67	4471 ^b	0.179
H11 ^d	0.54	4922 ^b	0.107
H12 ^d	0.42	5016 ^a	0.114
H13 ^d	0.35	5048 ^a	0.115
H14 ^d	0.30	5876 ^a	0.138
H15 ^d	0.25	6678 ^a	0.082
H16 ^d	0.20	7065 ^a	0.073
H17 ^d	0.16	7281 ^a	0.032
H18 ^d	0.13		
H19 ^d	0.10		
H20 ^d	0.08		
H21 ^d	0.06		
H22 ^d	0.05		

^a Private communication with M. Cerviño, 2006.

^b From González-Delgado et al. (1999).

^c Note that HeI(3889) is blended with H8, and both are corrected together.

^d Extrapolations based on 30 Doradus Peimbert (2003).

4. HELIO10

Recombination lines are not usually used to determine physical quantities of the ionized regions: the intensities of all HI lines are proportional to $n_e n(\text{H}^+) T_e^{-0.9}$ so their ratios are nearly independent of n_e and T_e ; this is the reason they are ideal to determine the reddening correction. To determine T_e using the Balmer discontinuity it is necessary to have an exquisitely accurate tailored made model of the stellar spectra, since about 80 % of the observed continuum is stellar and the Balmer discontinuity shows up in absorption (at very high densities it is possible to use high order Balmer lines to estimate n_e , e.g. Liu et al. 2000; Peimbert et al. 2004). HeII lines are not more useful than HI lines to determine n_e or T_e , plus, they are generally fainter. On the other hand, RLs of heavy elements could theoretically provide information to derive the physical conditions, but are usually too faint to do much with them (although very deep echelle observations of the O II multiplet 1 lines have been shown to be useful for n_e determinations, e.g. Ruiz et al. 2003; Peimbert et al. 2005).

HeI lines are a few orders of magnitude stronger than heavy element recombination lines and have a less homogeneous (more complicated) temperature and density dependence than RLs from hydrogenoid ions making HeI lines the best RLs to determine physical conditions. The intensity of each HeI line is proportional to $n_e n(\text{H}^+) T_e^{-\alpha}$, however, each line has a slightly different α —for the brightest HeI lines, α is in the 0.7-1.1 range— making it possible to determine the temperature from a ratio of He I lines. Also, adding information and complexity to the determinations, the metastable level 2^3S produces an additional dependence on density and optical depth, $\tau(2^3\text{S})$. The 2^3S level is stable for 2.5 hours before radiatively decaying, thus providing enough excited atoms to produce an appreciable effect on (i) the optical depth to the $n^3\text{P}-2^3\text{S}$ HeI lines; these, in turn, affect many of the triplet lines (HeI $\lambda\lambda$ 3889 and 7065 are the most affected optical lines); as well as (ii) an appreciable target for collisional excitations which in turn enhances all the optical He I lines (again, the most affected are He I $\lambda\lambda$ 3889 and 7065). In the end, each triplet HeI line has a unique dependence on n_e , T_e , and $\tau(2^3\text{S})$; while singlet HeI lines depend on n_e and T_e (singlet lines are not affected by the opacity produced by the metastability of the 2^3S level, they only depend weakly on the opacity produced by the —much smaller— metastability of the 2^1S level). Even with the additional complications of having one more variable, triplets tend to be better than singlets because they have approximately 3 times more intensity and have a stronger dependence on n_e .

Properly measured HeI line intensities of the photoionized material (i.e. lines that have been properly corrected for the reddening produced by dust grains and for the underlying absorption present in the stellar spectra), can be used to determine the average physical con-

ditions of such gas parcel. Theoretically, one needs at least four He I lines —three independent He I line ratios— to be able to solve for all the unknowns (i.e. n_e , T_e , and $\tau(2^3\text{S})$ along with the $n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$ ratio); in practice, more lines are better since the dependence on n_e , T_e , and $\tau(2^3\text{S})$ is weak for most line ratios.

HELIO10 is an extension of the maximum likelihood method used in previous works to determine $t^2(\text{He}^+)$ (see Peimbert et al. 2000, 2002; Peimbert 2003; Esteban et al. 2004; Peimbert et al. 2005). This version of the code can determine $T_e(\text{He I})$ using only He I line intensities. The code also yields T_0 and t^2 by combining the information of the He I lines with the information of the [O II] (7325/3727) and [O III] (4363/5007) line ratios.

The effective recombination coefficients for the HI and He I lines were those given by Storey & Hummer (1995) for H, and by Benjamin et al. (1999) and Porter et al. (2007) for He. The collisional contribution was estimated from Sawey & Berrington (1993) and Kingdon & Ferland (1995). The optical depth effects in the triplets were estimated from calculations made by Benjamin et al. (2002). The collisional strengths come from McLaughlin & Bell (1993) for [O II] and Lennon & Burke (1994) for [O III], while the transition probabilities come from Wiese et al. (1996).

In its simplest mode HELIO10 uses up to 20 He I/H β ratios with their uncertainties to search for the most likely values for $T_e(\text{He I})$, $n_e(\text{He I})$, $\tau(2^3\text{S})$, and $n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$. It firsts assumes a certain set of values and, using the relevant atomic data, estimates the theoretical He I/H β ratios. Then, it compares the observed ratios to the theoretical ones determining

$$\chi^2 = \sum_{\lambda} \frac{\left\{ \left[\frac{I(\lambda)}{I(\text{H}\beta)} \right]_{obs} - \left[\frac{I(\lambda)}{I(\text{H}\beta)} \right]_{theo} \right\}^2}{\sigma_{I(\lambda)}^2}.$$

Using multidimensional optimization algorithms, HELIO10 then searches the parameter space looking for the minimum χ^2 value, χ_{min}^2 ; and, finally, it determines the available parameter space within $\chi_{min}^2 \leq \chi^2 \leq \chi_{min}^2 + 1$ to estimate the 1σ error bars of each one of the four variables.

Additional constraints can be included to better determine the physical conditions of the nebula on any or all of the variables; any available determination independent of the He I lines can be used as an input (with the corresponding uncertainty). When the solution given by the He I lines alone is very uncertain, an additional constraint directly restricts one variable and indirectly restricts all the others; when the solution given by the He I lines alone has uncertainties of a similar magnitude as those given by the additional constraint, the output for that variable becomes a weighted average while the others become slightly better restricted

(when using these additional constraints the corresponding variables will have an output that does not necessarily match the partial input).

In general the temperatures derived from the He I line data are smaller than those derived from forbidden line data. When combining He I data with forbidden line data, to determine self-consistent physical conditions, instead of searching for $T_e(\text{He I})$ HELIO10 searches for T_0 and t^2 (as well as for $n_e(\text{He I})$, $\tau(2^3\text{S})$, and $n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$); this T_0 and t^2 together with a specific shape define a distribution of temperatures. HELIO10 simulates five types of temperature distributions: gaussian, square, symmetric triangle, left triangle, and right triangle. For a certain set of He I lines, the exact determination of t^2 depends on the shape of the distribution: right triangles require slightly larger t^2 than left triangles, and square distributions require slightly larger t^2 values than symmetric triangle distributions, gaussian distributions lie in the middle. The dispersion between the distributions is less than 10% on the t^2 values except for the most extreme cases. To be able to distinguish between these distributions using He I lines alone, the uncertainties in the intensity determinations would be required to be at least two orders of magnitude smaller than the observed ones; the recommended shape of the distribution depends on the mechanism responsible for the thermal inhomogeneities. For this work we will present the results obtained using gaussian distributions. HELIO10 does not model density variations, but the models are robust for H II regions because their densities usually are lower than the critical density of the 2^3S level, $n_{crit} \approx 3,000 \text{ cm}^{-3}$ (critical densities for the [O II] (7325/3727) and [O III] (4363/5007) ratios are much higher).

The practical limitation of the HELIO10 program when determining t^2 , is the number and signal-to-noise (S/N) of the He I lines it requires. For a fair t^2 determination, with the error in the 0.030-0.040 range, at least 8 He I lines are required, 5 of them with a S/N greater than 20. For a precise t^2 determination, with an error smaller than 0.020, at least 5 He I lines with a S/N greater than 35 are required. For the objects discussed in this paper, the S/N of the fifth best He I line are in the 20 to 25 range.

When working with HELIO10, the five most accessible/useful lines usually are: $\lambda\lambda$ 3889, 4471, 5876, 6678, and 7065; the lack of any one of these lines strongly diminishes the quality of the determinations. These lines are about 300 (for λ 5876) to 50 (for λ 7065) times brighter than oxygen RLs in oxygen-poor H II regions like the ones presented in this paper ($12 + \log(\text{O}/\text{H}) \approx 8.15$).

Due to the similar ionization potentials of He^+ and O^{++} , the t^2 derived from He I lines can be used to determine abundances considering thermal inhomogeneities in H II regions with high O^{++}/O ratios.

Table 5 — Densities and Temperatures

	TOL 2146 – 391		TOL 0357 – 3915	
	Extraction C	Extraction E	Extraction C	Extraction E
Densities (cm^{-3})				
He I	390±190	660±255	240±95	230±95
[O II]	280±30	280±30	340±50	350±90
[S II]	160±30	125±35	110±50	130±75
[Cl III]	< 2000	< 1000	< 2000	-
[Fe III]	64±12	43±16	60±18	78±32
Temperatures (K)				
He I	13850±750	13300±1250	13690±1650	14450±2000
[O II]	14120±420	14140±600	13600± $^{370}_{800}$	13620±950
[S II]	11320± $^{390}_{850}$	10100± $^{850}_{660}$	13620± $^{2050}_{1400}$	11390± $^{1975}_{1260}$
[O III]	15800±170	15810±225	14870±230	14770±350

5. Physical Conditions

5.1 Temperatures and Densities from CELs

Temperature and density measurements determined from CELs are presented in Table 5. All temperatures of heavy elements as well as densities from [O II], [S II], and [Cl III] were determined fitting the line intensities in Tables 2 and 3 to the `temden` task in IRAF; which models a five-, six-, or eight-level ion to derive the physical conditions.

The [Fe III] density was estimated using the theoretical intensity determinations presented by Keenana et al. (2001). The tables presented in their paper show that (i) for $n_e \leq 300 \text{ cm}^{-3}$, the two brightest optical [Fe III] lines are $\lambda\lambda$ 4658 and 4986, and (ii) their ratio is strongly density dependent, going from $I(4986)/I(4658) \approx 1.08$ at $n_e = 100 \text{ cm}^{-3}$ to $I(4986)/I(4658) \approx 0.05$ at $n_e = 3,000 \text{ cm}^{-3}$; making this ratio an excellent density indicator —specially since, at low densities, it is much more sensitive than the [O II], [S II], and [Cl III] density determinations. Unfortunately, the computations presented by Keenan and collaborators stop at $n_e = 100 \text{ cm}^{-3}$, however, extrapolations to slightly lower values should be accurate.

For the purpose of observations with spectral resolution in the $1,000 < \Delta\lambda/\lambda < 10,000$ range, such as the ones presented in this paper, it is better to try to derive the density using the [Fe III] $I(4986 + 4987)/I(4658)$ ratio. From the data of Keenan et al. (2001), we fitted:

$$\log \left(\frac{I(4986 + 4987)}{I(4658)} \right) = 0.05 + 0.25(\log T_e - 4) - 0.66(\log n_e - 2) + 0.18(\log T_e - 4)(\log n_e - 2),$$

which adjusts the calculated ratios for $7,000 \text{ K} < T_e < 20,000 \text{ K}$ and $100 \text{ cm}^{-3} < n_e < 300 \text{ cm}^{-3}$ to better than 2% and for $100 \text{ cm}^{-3} < n_e < 1000 \text{ cm}^{-3}$ to better than 5%; we expect this ratio to be a good estimate (better than 5%) for $30 \text{ cm}^{-3} < n_e < 1000 \text{ cm}^{-3}$. From this fit, the line intensities, and T_e we can estimate:

$$\log n_e = 2 - \left[\frac{\log \left(\frac{I(4986+4987)}{I(4658)} \right) - 0.05 - 0.25(\log T_e - 4)}{0.66 - 0.18(\log T_e - 4)} \right];$$

the determinations of $n_e[\text{Fe III}]$ presented in Table 5 were obtained using this equation.

5.2 Temperatures and Densities from RLs

The only temperatures and densities available from RLs are those of He I that were obtained using the program HELIO10 (see Section 4); they are presented in Table 5. It can be seen that for TOL 2146 – 391 the RL temperatures are 2,250 K lower than those from CELs, showing that this H II region cannot be reproduced by using simple (homogeneous temperature) models. For the case of TOL 0357 – 3915, the temperature difference is only 750 K and the error bars are larger; however, there are strong reasons to think that the true $T_e(\text{He I})$ is even lower and not closer to $T_e[\text{O III}]$ implying a non negligible correction to the chemical abundances (see Section 5.3).

Other RL determinations such as n_e from the multiplet 1 of O II or n_e from high order Balmer lines are not available due to the quality of the observations. Also, $T_e(\text{Bac})$ is unavailable because the nebular Balmer continuum discontinuity has been distorted by the presence of the stellar Balmer continuum in absorption.

5.3 Temperature Inhomogeneities

In order to account for an inhomogeneous temperature structure throughout the objects, we used the t^2 formalism developed by Peimbert (1967). This formalism is designed to study a photoionized object that has both thermal structure and ionization structure (as are all real astronomical objects); each ionic species has its own average temperature and its own value of thermal inhomogeneities:

$$T_0(\text{ion}) = \frac{\int T_e(\mathbf{r}) n_e(\mathbf{r}) n_{\text{ion}}(\mathbf{r}) dV}{\int n_e(\mathbf{r}) n_{\text{ion}}(\mathbf{r}) dV},$$

$$t^2(\text{ion}) \equiv \frac{\int (T_e - T_0)^2 n_e(\mathbf{r}) n_{\text{ion}}(\mathbf{r}) dV}{T_0^2 \int n_e(\mathbf{r}) n_{\text{ion}}(\mathbf{r}) dV},$$

with n_e , n_{ion} , and V representing the electron density, ion density, and the observed volume, respectively.

We used two independent sets of temperatures to derive T_0 and t^2 , one set whose intrinsic average weights preferentially the high-temperature regions and one temperature that weights preferentially the low-temperature regions (Peimbert 1967). The temperatures that weight preferentially high-temperature regions were $T_e[\text{O II}]$ and $T_e[\text{O III}]$ for the low and high-ionization zones, respectively. These temperatures can be represented as a function of T_0 and t^2 as in Peimbert et al. (2004):

$$T_{4363/5007} = T_0 \left[\left(1 + \frac{t^2}{2} \left(\frac{91300}{T_0} - 3 \right) \right) \right]$$

and

$$T_{7325/3727} = T_0 \left[\left(1 + \frac{t^2}{2} \left(\frac{97800}{T_0} - 3 \right) \right) \right].$$

The temperature that weights preferentially the low-temperature region was determined from the He I lines with good S/N. We used the HELIO10 program to find $T_e(\text{He I})$ and $t^2(\text{He}^+)$; for a detailed description of the program see Section 4. The t^2 values we obtained with the HELIO10 program for each extraction in both objects were: $t^2(\text{He}^+)=0.096\pm0.038$ for TOL 2146 – 391 C, $t^2(\text{He}^+)=0.098\pm0.055$ for TOL 2146 – 391 E, $t^2(\text{He}^+)=0.028\pm0.064$ for TOL 0357 – 3915 C, and $t^2(\text{He}^+)=0.004\pm0.054$ for TOL 0357 – 3915 E.

The t^2 values found for TOL 0357 – 3915 have errors that are too large, they are consistent with large temperature inhomogeneities as well as with no temperature inhomogeneities; therefore, it is not possible to work with these t^2 values with good confidence.

To obtain another value of the thermal inhomogeneities, $t^2(\text{O}^{++})$, we also used the temperature derived from the ratio of the RLs of the multiplet 1 of O II to the CELs of [O III] as given in Peimbert (2005) (see also Peimbert & Peimbert 2010):

$$T_{\text{OII}/[\text{OIII}]} = T_{4651/5007} = f_1(T_0, t^2).$$

From the oxygen RLs in TOL 2146 – 391 we were able to obtain $T_0 = 13,765$ K and $t^2(\text{O}^{++})=0.084\pm0.041$ for Extraction C, and $T_0 = 14,524$ K and $t^2(\text{O}^{++})=0.113\pm0.044$ for Extraction E. For TOL 0357 – 3915 we did obtain measurements of the oxygen RLs in both extractions, however, the S/N was too small to determine reliable O abundances.

We combined the t^2 values in TOL 2146 – 391 to obtain a final value of the thermal inhomogeneities for each extraction; these amounted to $t^2=0.091\pm0.028$ for TOL 2146 – 391 C and $t^2=0.107\pm0.034$ for TOL 2146 – 391 E.

When a t^2 determination is consistent with zero, but has an error greater than about 0.030, it does not mean that the object has negligible temperature inhomogeneities: it means that the method used to determine t^2 does not have good enough S/N; nonetheless, it is better to use the derived t^2 value to determine abundances than to assume that the temperature is homogeneous, otherwise abundances will be systematically underestimated. For objects where t^2 values are poorly determined, it is even better to use an average t^2 of objects with similar physical conditions. All t^2 values depend on the specific characteristics of the thermal structure of each nebula and, although well determined t^2 values from observations of H II regions range between 0.020 and 0.120, we recommend to use $\langle t^2 \rangle$ only if not enough information is available to obtain a particular t^2 value.

Since there was not enough information in the He I lines nor in the O II RLs of TOL 0357 – 3915 to obtain a precise determination of t^2 , we decided to follow the recipe derived in Section 8. Since this object has a value of $O^{++}/(O^+ + O^{++}) \geq 0.75$, we adopted $t^2 = 0.051 \pm 0.026$.

6. Ionic Abundances

6.1 Ionic Abundances from CELs Available ionic abundances of both objects are presented in Table 7. These were determined using the task `abund` of IRAF. For TOL 2146 – 391 C and E we used $T_{[OII]} = 14,120$ K and 14,140 K, and $T_{[OIII]} = 15,800$ K and 15,810 K, respectively. For TOL 0357 – 3915 C and E we used $T_{[OII]} = 13,600$ K and 13,720 K, and $T_{[OIII]} = 14,870$ K and 14,770 K, respectively.

Ionic abundances considering thermal inhomogeneities, $t^2 \neq 0.00$, were obtained using the traditional determinations corrected by the formalism presented by Peimbert & Costero (1969) (see also Peimbert & Peimbert 2011). Abundances assuming a homogeneous temperature, $t^2 = 0.00$, are also presented in Table 7 only for the purpose of comparison with other authors.

6.2 Ionic Abundances from RLs

6.2.1 Helium RLs

The He^+ abundances were determined with the HELIO10 program and the lines presented in Tables 2 and 3 (see Section 4). He^{++} abundances were determined using the H^+ and He^{++} recombination coefficients given by Storey & Hummer (1995) in their program INTRAT, as well as the λ 4686 line from Tables 2 and 3. Ionic He abundances are presented in Table 6.

6.2.2 Oxygen RLs

Measurements of the RLs of multiplet 1 of O II in TOL 2146 – 391 are presented in Table 2, and ionic O abundances from RLs are presented in Table 6. We were also able to measure the oxygen RLs in both extractions of TOL 0357 – 3915, nonetheless the errors in these measurements are too large to provide useful information. In all cases, we were able to detect

only four of the eight lines in the multiplet. Due to the spectral resolution of the observations, those lines were blended into two pairs: $\lambda\lambda 4639+42$ and $\lambda\lambda 4649+51$.

For a density of 280 cm^{-3} , the sum of $\lambda\lambda 4639+42$ and $\lambda\lambda 4649+51$ represents about 69% of the multiplet (Peimbert et al. 2005; Peimbert & Peimbert 2010). We used equations 3 and 4 of Peimbert & Peimbert (2010) to obtain the ionic abundance of the oxygen RLs in TOL 2146 – 391.

7. Total Abundances

The ionization correction factors (ICFs) used to obtain total abundances are presented in Table 8, total gaseous abundances for all available elements are presented in Table 9 for TOL 2146 – 391, and in Table 10 for TOL 0357 – 3915. Within the errors, abundances in both Extractions of TOL 2146 – 391 are very similar as well as in TOL 0357 – 3915. Observations with higher S/N of these objects would allow to measure a more precise value of the thermal inhomogeneities in both objects.

Total gaseous abundances were calculated using the following equations:

$$\frac{n(\text{N})}{n(\text{H})} = \text{ICF}(\text{N}) \times \frac{n(\text{N}^+)}{n(\text{H}^+)},$$

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

$$\frac{n(\text{Ne})}{n(\text{H})} = \text{ICF}(\text{Ne}) \times \frac{n(\text{Ne}^{++})}{n(\text{H}^+)},$$

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

$$\frac{n(\text{S})}{n(\text{H})} = \text{ICF}(\text{S}) \times \frac{n(\text{S}^+) + n(\text{S}^{++})}{n(\text{H}^+)},$$

and

$$\frac{n(\text{Ar})}{n(\text{H})} = \text{ICF}(\text{Ar}) \times \frac{n(\text{Ar}^{++}) + n(\text{Ar}^{+++})}{n(\text{H}^+)}.$$

The estimated ICF values, as well as the references to the analytical approximations to the ICF values, are presented in Table 8.

To obtain the total O/H abundances, a correction of 0.08-0.12 dex should be added to the gaseous O/H abundances due to oxygen depletion into dust (Peimbert & Peimbert 2010).

Therefore a correction of 0.10 dex is already included in the total O/H abundances presented in this work (see Table 7).

8. Discussion

As mentioned in Section 5.3, there was not enough information in the observed lines of TOL 0357 – 3915 to obtain a meaningful t^2 determination. We decided to search the literature for all the H II regions with good t^2 determinations in order to find an average t^2 value that could be representative for our object. For objects with several t^2 determinations, we chose only the ones with the smallest error bars; to these objects we added Extraction C of TOL 2146 – 391. Table 11 presents the 27 object sample we found, 8 of them are Galactic H II regions and the other 19 are extragalactic H II regions. For each object we present the oxygen abundance derived from CELs and $t^2=0.000$, as well as the oxygen abundance assuming the presence of thermal inhomogeneities including the fraction of oxygen depleted into dust grains; we also present the t^2 determination, the oxygen ionization degree given by $O^{++}/(O^++O^{++})$, the [O 3] temperature, and the [O 2] density.

In Figure 3 we present the O/H versus t^2 diagram for the data presented in Table 11. Galactic objects are presented by filled circles and extragalactic objects are presented by open circles. For those 5 objects without a quoted error in the t^2 determination, we adopted an error bar of 40% of the measured value. From this figure it can be seen that there is no correlation between both quantities, implying that the O/H value by itself is not responsible for the derived t^2 values.

Photoionization models of H II regions computed with CLOUDY (Ferland et al. 1998) find typical t^2 values in the 0.002 to 0.006 range. On the other hand the t^2 values presented in Table 11 are in the 0.019 to 0.120 range. This difference implies that, in addition to photoionization by O stars, other sources of energy are needed to explain the observed t^2 values.

In Figure 4 we present the $O^{++}/(O^++O^{++})$ versus t^2 diagram for the H II regions listed in Table 11; symbols and errors are the same as those presented in Figure 3. The objects are not distributed randomly, we therefore divided the figure in five areas: Area Ia ($t^2 \geq 0.055$, $O^{++}/(O^++O^{++}) \geq 0.75$), Area Ib ($t^2 \geq 0.055$, $O^{++}/(O^++O^{++}) < 0.75$), Area IIa ($0.010 < t^2 < 0.055$, $O^{++}/(O^++O^{++}) \geq 0.75$), Area IIb ($0.010 < t^2 < 0.055$, $O^{++}/(O^++O^{++}) < 0.75$), and Area III ($0.000 \leq t^2 \leq 0.010$). Of the 21 Type II H II regions, 8 are Galactic and 13 extragalactic, and of the Galactic ones 5 are of Type IIb and 3 of Type IIa. Notice there are no H II regions in Areas Ib and III in Figure 4.

We have decided to call the H II regions in Areas Ia, IIa, and IIb as H II regions of Type Ia, Type IIa and Type IIb, respectively. We consider that this division has physical meaning

Table 6 — Ionic Abundance Determinations from Collisionally Excited Lines^a

Ion	TOL 2146 – 391			
	Extraction C		Extraction E	
	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.091 \pm 0.028$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.107 \pm 0.034$
N ⁺	5.36±0.06	5.63±0.13	5.39±0.08	5.73±0.17
O ⁰	6.05±0.09	6.33±0.03	6.06±0.12	6.41±0.03
O ⁺	6.83±0.09	7.16±0.15	6.84±0.13	7.25±0.29
O ⁺⁺	7.74±0.02	7.96±0.10	7.74±0.03	8.00±0.12
Ne ⁺⁺	6.96±0.03	7.20±0.10	6.97±0.02	7.25±0.13
S ⁺	5.07±0.06	5.34±0.12	5.07±0.08	5.41±0.17
S ⁺⁺	5.81±0.03	6.04±0.10	5.81±0.03	6.09±0.12
Cl ⁺⁺	3.86±0.09	4.07±0.10	3.91±0.12	4.16±0.13
Ar ⁺⁺	5.17±0.03	5.35±0.09	5.30±0.03	5.53±0.11
Ar ⁺³	4.93±0.04	5.15±0.24	4.95±0.06	5.22±0.43
	TOL 0357 – 3915			
	Extraction C		Extraction E	
	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.051 \pm 0.026$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.051 \pm 0.026$
N ⁺	5.69±0.14	5.84±0.16	5.72±0.14	5.86±0.16
O ⁰	6.16±0.15	6.30±0.17	6.19±0.21	6.34±0.23
O ⁺	6.98±0.16	7.22±0.18	7.02±0.22	7.20±0.25
O ⁺⁺	7.84±0.04	7.97±0.10	7.84±0.05	7.97±0.09
Ne ⁺⁺	7.15±0.03	7.29±0.08	7.05±0.06	7.19±0.09
S ⁺	5.11±0.10	5.25±0.12	5.13±0.13	5.27±0.15
S ⁺⁺	5.81±0.09	5.94±0.11	5.79±0.15	5.93±0.17
Cl ⁺⁺	4.07±0.14	4.19±0.15	3.98±0.22	4.10±0.23
Ar ⁺⁺	5.18±0.04	5.28±0.07	5.19±0.07	5.30±0.09
Ar ⁺³	4.92±0.07	4.04±0.10	4.91±0.11	5.04±0.13

^a In units of $12 + \log n(X^{+i})/n(\text{H})$, gaseous content only.

Table 7 — Ionic Abundance Determinations from Recombination Lines^a

Ion	TOL 2146 – 391			
	Extraction C		Extraction E	
	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.091 \pm 0.028$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.107 \pm 0.034$
He ⁺	10.849±0.015	10.834±0.017	10.843±0.019	10.833±0.031
He ⁺⁺	9.17±0.02	9.16±0.02	9.20±0.03	9.19±0.03
O ⁺⁺	7.94±0.11	7.92±0.11	8.02±0.14	8.00±0.14
Ion	TOL 0357 – 3915			
	Extraction C		Extraction E	
	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.051 \pm 0.026$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.051 \pm 0.026$
He ⁺	10.909±0.011	10.904±0.011	10.914±0.015	10.908±0.015
He ⁺⁺	9.08±0.06	9.07±0.06	9.22±0.03	9.20±0.03

^a In units of $12 + \log n(X^{+i})/n(\text{H})$, gaseous content only.

Table 8 — Ionization Correction Factors

Element	ICF				Reference
	TOL 2146 – 391				
	Extraction C		Extraction E		
	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.091 \pm 0.028$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.107 \pm 0.034$	
N	9.18	7.24	8.93	6.65	1
O	1.02	1.02	1.02	1.02	2
Ne	1.12	1.16	1.13	1.18	1
S	1.26	1.26	1.26	1.26	3
Cl	1.36	1.36	1.36	1.36	4
Ar	1.12	1.10	1.13	1.11	5
	TOL 0357 – 3915				
	Extraction C		Extraction E		
	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.051 \pm 0.026$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.051 \pm 0.026$	
N	8.19	7.24	7.58	6.65	1
O	1.02	1.01	1.01	1.02	2
Ne	1.14	1.17	1.13	1.15	1
S	1.26	1.26	1.26	1.26	3
Cl	1.36	1.36	1.36	1.36	4
Ar	1.14	1.13	1.14	1.14	5

References.— (1) Peimbert & Costero (1969), (2) Torres-Peimbert & Peimbert (1977), (3) Peimbert et al. (2005), (4) Garnett (1989), and (5) Liu et al. (2000).

Table 9 — TOL 2146 – 391: Gaseous Abundance Determinations^a

Element	Extraction C		Extraction E	
	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.091 \pm 0.028$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.107 \pm 0.034$
He ^b	10.849±0.011	10.844±0.017	10.843±0.019	10.833±0.031
N ^c	6.32 ±0.01	6.49 ±0.08	6.34 ±0.02	6.55 ±0.10
O ^b	8.09 ±0.01	8.08 ±0.11	8.17 ±0.02	8.17 ±0.01
O ^{c,d}	7.89 ±0.01	8.12 ±0.09	7.89 ±0.03	8.17 ±0.11
Ne ^c	7.02±0.02	7.26 ±0.11	7.02 ±0.02	7.32 ±0.13
S ^c	5.98 ±0.04	6.22 ±0.09	5.98 ±0.04	6.28 ±0.11
Cl ^c	4.00 ±0.06	4.21 ±0.09	4.04 ±0.07	4.30 ±0.11
Ar ^c	5.42 ±0.09	5.63 ±0.05	5.51 ±0.09	5.77 ±0.07

^a In units of $12 + \log n(X)/n(\text{H})$.

^b Recombination lines.

^c Collisionally excited lines.

^d O abundance has been corrected for the fraction trapped in dust grains, see text.

Table 10 — TOL 0357 – 3915: Gaseous Abundance Determinations^a

Element	Extraction C		Extraction E	
	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.051 \pm 0.026$	$t^2 = 0.000$	$t^2 = 0.051 \pm 0.026$
He ^b	10.916±0.013	10.915±0.012	10.922±0.017	10.922±0.017
N ^c	6.60 ±0.02	6.70 ±0.11	6.60 ±0.03	6.69 ±0.11
O ^{c,d}	7.90 ±0.02	8.03 ±0.12	7.90 ±0.03	8.04 ±0.12
Ne ^c	7.21 ±0.03	7.35 ±0.13	7.12 ±0.04	7.26 ±0.13
S ^c	5.99 ±0.05	6.13 ±0.13	5.98 ±0.07	6.12 ±0.13
Cl ^c	4.20 ±0.08	4.32 ±0.11	4.12 ±0.12	4.24 ±0.11
Ar ^c	5.42 ±0.09	5.53 ±0.08	5.44 ±0.10	5.55 ±0.08

^a In units of $12 + \log n(X)/n(\text{H})$.

^b Recombination lines.

^c Collisionally excited lines.

^d O abundance has been corrected for the fraction trapped in dust grains, see text.

Table 11 — Average t^2 for Wide Metallicity Range H II regions (WMR)

Object	Location ^a	O/H ^b	O/H ^c	t^2	$\frac{O^{++}}{O^{+}+O^{++}}$	T_e [O III]	n_e [O II]	References	Type ^d
NGC 3576	G	8.56	8.92	0.038±0.009	0.67	8500±50	2300±200	1	IIb
M16	G	8.50	8.90	0.039±0.006	0.25	7650±250	1050±250	2	IIb
M17	G	8.52	8.88	0.033±0.005	0.83	8950±380	480 ±150	3	IIa
M8	G	8.51	8.85	0.040±0.004	0.28	8090±140	1800±800	3	IIb
H1013	X	8.45	8.84	0.037	0.49	7370±630	280 ±60	4	IIb
NGC 595	X	8.45	8.80	0.036	0.44	7450±330	260 ±30	4	IIb
M20	G	8.53	8.79	0.029±0.007	0.17	7800±300	240 ±70	2	IIb
Orion	G	8.51	8.79	0.028±0.006	0.83	8300±40	2400±300	5, 6	IIa
NGC 3603	G	8.46	8.78	0.040±0.008	0.93	9060±200	2300±750	2	IIa
K932	X	8.41	8.73	0.033	0.79	8360±150	470 ±40	4	IIa
NGC 2403	X	8.36	8.72	0.039	0.67	8270±210	370 ±40	4	IIb
NGC 604	X	8.38	8.71	0.034±0.015	0.71	8150±160	270 ±30	4	IIb
S 311	G	8.39	8.67	0.038±0.007	0.31	9000±200	260 ±110	7	IIb
NGC 5447	X	8.35	8.63	0.032	0.86	9280±180	280± $_{280}^{690}$	4	IIa
30 Doradus	X	8.33	8.61	0.033±0.005	0.85	9950±60	279 ±16	8	IIa
NGC 5461	X	8.41	8.60	0.027±0.012	0.77	8470±200	540 ±110 ^e	4, 9	IIa
NGC 5253	X	8.18	8.56	0.072±0.027	0.78	11960±290	660 ±140	10	Ia
NGC 6822	X	8.08	8.45	0.076±0.018	0.89	13000±1000	190 ±30	11	Ia
NGC 5471	X	8.03	8.33	0.082±0.030	0.78	14100±300	220 ±70 ^f	9	Ia
NGC 456	X	7.99	8.33	0.067±0.013	0.80	12165±200	130 ±30	12	Ia
NGC 346	X	8.07	8.23	0.022±0.008	0.69	13070±50	144± $_{38}^{44}$ ^g	13, 14	IIb
NGC 460	X	7.96	8.19	0.032±0.032	0.56	12400±450	170 ±20	12	IIb
NGC 2363	X	7.76	8.14	0.120±0.010	0.95	16200±300	550 ±100	4	Ia
TOL 2146 – 391	X	7.79	8.09	0.107±0.034	0.86	15800±170	280 ±30	15	Ia
TOL 0357 – 3915	X	7.90	8.12	0.029±0.064	0.87	14870±230	340 ±50	15	Ia
Haro 29	X	7.87	8.05	0.019±0.007	0.88	16050±100	235 ±85 ^g	13, 16	IIa
SBS 0335–052	X	7.35	7.60	0.021±0.007	0.93	20500±200	297 ±85 ^g	13, 17	IIa
I Zw 18	X	7.22	7.41	0.024±0.006	0.90	19060±610	87± $_{56}^{65}$ ^g	13, 17	IIa

$\langle t^2(\text{WMR}) \rangle = 0.044$

^a G=Galactic object, X=Extragalactic object.

^b Total O abundance with homogeneous temperature, $t^2=0.000$. In units of $12+\log(\text{O}/\text{H})$.

^c Total O abundance with thermal inhomogeneities, $t^2>0.000$, plus the correction due to depletion of O into dust grains (Peimbert & Peimbert 2010). In units of $12+\log(\text{O}/\text{H})$.

^d The Type of H II region corresponds to the clasification we present in this work.

^e Derived from [Cl III] lines.

^f Derived from [S II] lines.

^g Derived from He I lines.

^h It is important to keep in mind that when $t^2 \sim 0.1$, higher orders are needed so these values of t^2 should be taken with care.

References.— (1) García-Rojas et al. (2004); (2) García-Rojas et al. (2006); (3) García-Rojas et al. (2007); (4) Esteban et al. (2009); (5) Esteban et al. (2004); (6) O’Dell et al. (2003); (7) García-Rojas et al. (2005); (8) Peimbert (2003); (9) Esteban et al. (2002); (10) López-Sánchez et al. (2007); (11) Peimbert et al. (2005); (12) Peña-Guerrero et al. (2012); (13) Peimbert et al. (2007); (14) Peimbert et al. (2000); (15) This work; (16) Izotov et al. (1997); (17) Izotov & Thuan (1999).

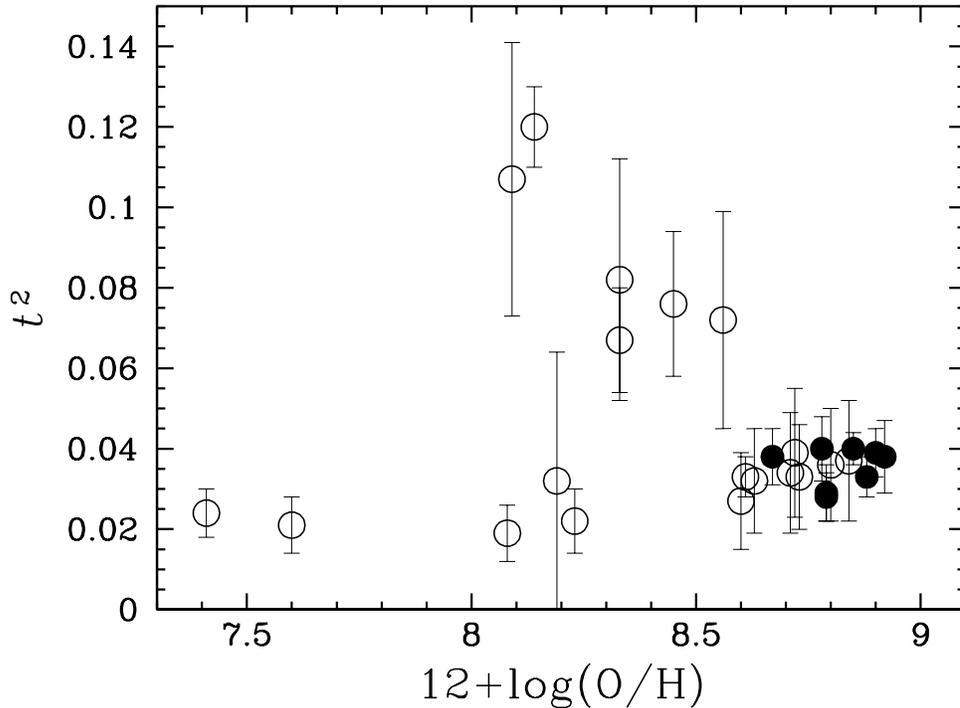


Figure 3 — Plot of $12 + \log(O/H)$ values with correction for t^2 and dust depletion of O versus the measured t^2 values. The open circles represent abundance measurements of extragalactic H II regions, and the black circles represent Galactic H II regions.

and can be useful for the study of H II regions. In what follows we give a general description of these Types.

Table 11 includes six Type Ia H II regions: NGC 5253 H II-2, NGC 6822-V, NGC 456, NGC 5471, NGC 2363, and TOL 2146 – 391. These objects have in common the following characteristics: (i) more than a few O stars, (ii) one or more bursts of star formation that have lasted more than three to four million years, (iii) the presence of a relatively large WR to O stars ratio, (iv) in some cases the presence of one or a few SNRs with ages smaller than about twenty thousand years, and (v) a significant spread of gaseous radial motions, reaching in some cases hundreds of km s^{-1} (e.g. Peimbert et al. 1991; Luridiana et al. 1999; Chen et al. 2022; López-Sánchez et al. 2007; Lagos & Muñoz-Tuñón 2011; and references therein). Many of these characteristics are related. It would seem that for all of these objects there is a strong contribution from either WR or SNR. It would also seem that they have to have several O

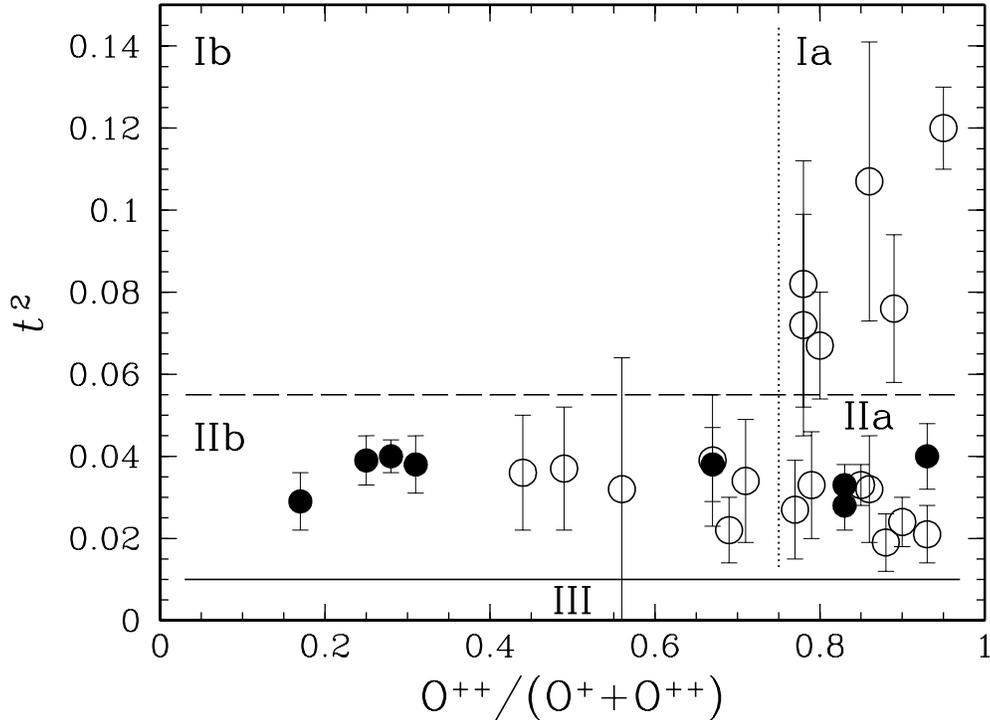


Figure 4 — Plot of ionization degree versus the measured t^2 values. The symbols and error bars are the same as those of Figure 3.

stars because one single O star in the presence of a WR or a SNR would be regarded as a WR nebula or a SNR.

Table 11 includes 10 Type IIa and 11 Type IIb H II regions. Typically these objects have in common some of the following characteristics: (i) there is no limitation on the number of O stars, (ii) for most of the H II regions, the star formation activity of O stars started less than three million years ago, (iii) for the objects older than three million years, they have a small ratio of WR to O stars (at least in the observed fraction), (iv) they do not show vestiges of recent SN explosions (at least in the observed fraction), and (v) their bulk gaseous radial motions show a spread smaller than about 100 km s^{-1} .

For observations that are representative of the whole object, the lower degree of ionization of the Type IIb relative to that of the Type IIa H II regions is due to the later type of their most massive stars. This correlates with a smaller number of O stars formed inside Type IIb H II regions. For objects where only a small fraction is observed, the degree of ionization also

depends on how close the observations are to the ionizing stars.

The t^2 values in H II regions are real and have been corroborated by different types of determinations (for a review see Peimbert & Peimbert 2011). The lack of Type III H II regions implies that, in addition to photoionization from O stars, additional processes affecting the temperature structure of the nebulae have to be taken into account.

Shadowed regions behind clumps close to the ionization front, can make a significant contribution to the observed temperature inhomogeneities in the Orion nebula (O'Dell et al. 2003), which is a Type IIa H II region. It is possible that an additional contribution to the observed temperature inhomogeneities for Type Ia H II regions might be due to the mass loss processes associated with the formation and evolution of O stars.

It has been estimated that the amount of kinetic energy deposited in the interstellar medium (ISM) due to mass loss by an O star, a WR star, and a Type II SN is about $1-2 \times 10^{51}$ ergs. The time span for the injection of energy into the ISM by these processes is about 2 to 3 million years for an O star, 200 to 300 thousand years for a WR star, and 20 to 30 thousand years for a SN remnant (e.g. Peimbert et al. 1991, and references therein). From the time scale of these processes a higher effect on the t^2 values is expected from those objects that at present include WR stars and SNRs. We propose that this is the main reason for the extremely high t^2 values in Type Ia H II regions.

In an H II region, the effect of shocks on the intensity of [O III] $\lambda 4363$ is very strong, while on the intensity of [O III] $\lambda 5007$ and [O II] $\lambda 3727$ the effect of shocks is negligible (e.g. Peimbert et al. 1991). This result implies that, if t^2 is not known and if the RLs of O II have not been detected, it is considerably better to obtain the O/H value by using a photoionization model like CLOUDY to fit $\lambda\lambda 5007$ and 3727 without fitting $\lambda 4363$, than to derive the O/H value by using the temperature derived from the $4363/5007$ ratio, the so called direct determination. The use of the $4363/5007$ ratio under the assumption of $t^2=0.00$ will underestimate the O/H abundance. For further discussion of this point see McGaugh (1991), Kewley & Ellison (2008), Peña-Guerrero et al. (2012).

Even though the t^2 value depends on the specific characteristics of each object, we find that t^2 values for H II regions in Areas IIa and IIb show very small dispersion. For Type IIa H II regions $\langle t^2 \rangle = 0.029 \pm 0.002$ with a dispersion of $\sigma(t^2) = 0.004$; while for Type IIb H II regions $\langle t^2 \rangle = 0.035 \pm 0.002$ with $\sigma(t^2) = 0.004$. The very small dispersion of Type II H II regions, implies that there has to be a series of physical processes present in all H II regions, that will produce a typical t^2 value of about 0.030 (considerably larger than those predicted by conventional photoionization models).

For Type Ia H II regions $\langle t^2 \rangle = 0.087 \pm 0.009$ with $\sigma(t^2) = 0.014$. The large t^2 values of Type Ia regions show that there should be additional physical processes that are less general than those present in Type II H II regions; moreover, the large dispersion shows that they must have a stochastic nature. The absence of Type Ib H II regions indicates that these processes are associated only with objects of high degree of ionization.

When the observations are not deep/accurate enough to determine t^2 , the $O^{++}/(O^+ + O^{++})$ ratio, together with Figure 4, can be used to estimate the t^2 value of a particular region. When $O^{++}/(O^+ + O^{++}) < 0.75$, we are talking about an object of Area IIb and we can assume $t^2(\text{IIb}) = 0.035 \pm 0.006$. If $O^{++}/(O^+ + O^{++}) \geq 0.75$, it is useful to be able to determine whether the object belongs to Area Ia or IIa, so we can use $t^2(\text{Ia}) = 0.087 \pm 0.015$ or $t^2(\text{IIa}) = 0.029 \pm 0.004$; without this information we must group all these objects in the same bin and assume that $t^2(\text{Ia+IIa}) = 0.051 \pm 0.026$.

9. Summary and Conclusions

We determined the physical conditions of TOL 2146 – 391 and TOL 0357 – 3915, through a detailed analysis involving abundance determinations considering the presence of thermal inhomogeneities. In order to compare with other studies, we also determined abundances assuming a homogeneous thermal structure throughout both objects. We used two methods to determine values of t^2 : (i) with a set of He I lines and the HELIO10 program, and (ii) by comparing the abundances obtained from RLs of O II to the abundances obtained from CELs of [O III]; we then combined $t^2(\text{He}^+)$ with $t^2(\text{O}^{++})$ and obtained a final value of the thermal inhomogeneities. For TOL 2146 – 391 we found $t^2 = 0.091 \pm 0.028$ and $t^2 = 0.107 \pm 0.034$ for extractions C and E, respectively; for TOL 0357 – 3915 we adopted $t^2(\text{Ia+IIa}) = 0.051 \pm 0.026$. In addition, for all H II regions, total oxygen abundances have to include the fraction of oxygen depleted into dust grains. For TOL 2146 – 391, both corrections add up to 0.23 dex and 0.28 dex for Extractions C and E, respectively; while for TOL 0357 – 3915, they add up to 0.20 dex and 0.21 dex for Extractions C and E, respectively.

Since RLs of heavy elements are too faint in low metallicity objects, one alternative to determine the value of t^2 and its effect on the abundances is through the comparison of the temperatures determined with He I RLs versus the temperatures obtained using CELs. This can be done by obtaining precise measurements of He I lines, which are two or three orders of magnitude brighter than oxygen RLs.

In order to determine values of $t^2(\text{He}^+)$ with an uncertainty of about 0.015-0.020, HELIO10 requires about 10 He I lines with S/N greater than 12 (the tenth brightest optical He I line has an intensity of approximately 1% of $H\beta$), and a S/N greater than 25 for the brightest

HeI line (the brightest optical HeI line is λ 5876, which has an intensity of approximately 10% of H β).

Based on the detailed studies of H II regions with a wide metallicity range, the measured t^2 values usually lie between 0.020 and 0.120. This range comes from the thermal structure of each region and not from errors in the determinations.

For many Galactic and extragalactic H II regions available in the literature neither the oxygen RLs nor the HeI lines have good enough S/N to provide a precise value of t^2 ; moreover, it is not possible to use any other method to obtain an accurate value of t^2 . For these type of objects or observations we propose to use one of the available $\langle t^2 \rangle$, the one that represents the type of the observed H II region: Type Ia, Type IIa, or Type IIb. From the sample of objects used in this paper, the average for each type of regions are: $t^2(\text{Ia}) = 0.087 \pm 0.015$, $t^2(\text{IIa}) = 0.029 \pm 0.004$, and $t^2(\text{IIb}) = 0.035 \pm 0.006$; for objects of high degree of ionization without additional information, we recommend $t^2(\text{Ia+IIa}) = 0.051 \pm 0.026$.

We find that it is better to use an average value of t^2 than to assume a homogeneous temperature structure; moreover, abundances must be corrected for depletion of oxygen into dust grains. Ignoring these corrections when determining abundances for H II regions, will lead to systematically underestimate their abundances by a factor of about 2.

We are grateful to an anonymous referee for a careful reading of the manuscript and several useful suggestions. We are grateful to María Teresa Ruiz for her assistance in the initial aspects of this work. AP and MAPG received partial support from UNAM (grant PAPIIT 112911) and AP and MP received partial support from CONACyT (grant 129753).

References

- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *ARA&A*, 47, 481
- Benjamin, R. A., Skillman, E. D., & Smits, D. P. 1999, *The Astrophysical Journal*, 514, 307
- Benjamin, R. A., Skillman, E. D., & Smits, D. P. 2002, *The Astrophysical Journal*, 569, 288
- Bensby, T. & Feltzing, S. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 367, 1181
- Carigi, L. & Peimbert, M. 2011, *RevMexAA*, 47, 139
- Chen, C.-H. R., Chu, Y.-H., Gruendl, R., Lai, S. P., & Wang, Q. D. 2002, *A. J.*, 123, 2462
- Esteban, C., Bresolin, F., Peimbert, M., García-Rojas, J., Peimbert, A., & Mesa-Delgado, A. 2009, *The Astrophysical Journal*, 700, 654
- Esteban, C., Peimbert, M., García-Rojas, J., Ruiz, M. T., Peimbert, A., & Rodríguez, M. 2004, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 355, 229
- Esteban, C., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., & Rodríguez, M. 2002, *The Astrophysical Journal*, 581, 241
- Ferland, G. J., Korista, K. T., Verner, D. A., Ferguson, J. W., Kingdon, J. B., & Verner, E. M. 1998, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 110, 761
- García-Rojas, J. & Esteban, C., 2007, *The Astrophysical Journal*, 670, 457
- García-Rojas, J., Esteban, C., Peimbert, A., Rodríguez, M., Peimbert, M., & Ruiz, M. T. 2007, *RevMexAA*, 43, 3
- García-Rojas, J., Esteban, C., Peimbert, M., Costado, M. T., Rodríguez, M., Peimbert, A., & Ruiz, M. T. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 368, 253
- García-Rojas, J., Esteban, C., Peimbert, M., Peimbert, A., Rodríguez, M., & Ruiz, M.T. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 362, 301
- García-Rojas, J., Esteban, C., Peimbert, M., Rodríguez, M., Ruiz, M.T., & Peimbert, A. 2004, *The Astrophysical Journal*, 153, 501
- Garnett, D. R. 1989, *The Astrophysical Journal*, 345, 282
- González-Delgado, R. M., Leitherer, C., & Heckman, T. M. 1999, *The Astrophysical Journal Supplement*, 125, 489
- Hamuy, M., Suntzeff, N. B., Heathcote, S. R., Walker, A. R., Gigoux, P., & Phillips, M. M. 1994, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 106, 566
- Hamuy, M., Walker, A. R., Suntzeff, N. B., Gigoux, P., Heathcote, S. R., & Phillips, M. M. 1992, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 104, 533

- Izotov, Y. I. & Thuan, T. X. 1999, *The Astrophysical Journal*, 511, 639
- Izotov, Y. I., Thuan, T. X., & Lipovetsky, V. A. 1997, *The Astrophysical Journal*, 108, 1
- Keenan, F. P., Aller, L. H., Ryans, R. S. I., & Hyung, S. 2001, *Proc. Natl. Acad. Sci.*, 98, 9476
- Kewley, L. J. & Ellison, S. L. 2008, *The Astrophysical Journal*, 681, 1183
- Kingdon, J. B. & Ferland, G. J. 1995, *The Astrophysical Journal*, 442, 714
- Lagos, P. & Muñoz-Tuñón, C. 2011, in *A Universe of Dwarf Galaxies*, eds. M. Koleva, Ph. Prugniel, and I. Vauglin, EAS Publication Series, 48, 165
- Lennon, D. J. & Burke, V. M. 1994, *Astronomy & Astrophysics*, 103, 273
- Liu, X., Shapley, A. E., Coil, A. L., & Ma, C.-P. 2008, *The Astrophysical Journal*, 678, 758
- Liu, X.-W. 2006, *PNe (IAU Symp. 234)*, ed. R. H. Méndez and M. J. Barlow (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 219
- Liu, X.-W. & Danziger, J. 1993, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 263, 256
- Liu, X.-W., Storey, P. J., Barlow, M. J., Danziger, I. J., Cohen, M., & Bryce, M. 2000, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 312, 585
- López-Sánchez, A. R., Esteban, C., García-Rojas, J., et al. 2007, *The Astrophysical Journal*, 656, 168
- Luridiana, V., Peimbert, M., & Leitherer, C. 1999, *The Astrophysical Journal*, 527, 110
- McGaugh, S. S. 1991, *The Astrophysical Journal*, 380, 140
- McLaughlin, B. M. & Bell, K. L. 1993, *The Astrophysical Journal*, 408, 753
- O'Dell, C. R., Peimbert, M., & Peimbert, A. 2003, *Astronomical Journal*, 125, 2590
- Peimbert, A. 2003, *The Astrophysical Journal*, 584, 735
- Peimbert, A. & Peimbert, M. 2010, *The Astrophysical Journal*, 724, 791
- Peimbert, A., Peimbert, M., & Luridiana, V. 2002, *The Astrophysical Journal*, 565, 688
- Peimbert, A., Peimbert, M., & Ruiz, M. T. 2005, *The Astrophysical Journal*, 634, 1056
- Peimbert, M. 1967, *The Astrophysical Journal*, 150, 825
- Peimbert, M. & Costero, R. 1969, *Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya*, 5, 3
- Peimbert, M. & Peimbert, A. 2006, *PNe (IAU Symp. 234)*, ed. R. H. Méndez and M. J. Barlow (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 227
- Peimbert, M. & Peimbert, A. 2011, *RevMexAA (Serie de Conferencias)*, 39, 1
- Peimbert, M., Peimbert, A., Esteban, C., García-Rojas, J., Bresolin, F., Carigi, L., Ruíz, M. T., & López-Sánchez, A. R. 2007, *RevMexAA (Serie de Conferencias)*, 29, 72
- Peimbert, M., Peimbert, A., & Ruiz, M. T. 2000, *The Astrophysical Journal*, 541, 688

- Peimbert, M., Peimbert, A., Ruiz, M. T., & Esteban, C. 2004, *The Astrophysical Journal Supplement*, 150, 431
- Peimbert, M., Sarmiento, A., & Fierro, J. 1991, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 103, 815
- Peimbert, M., Storey, P. J., & Torres-Peimbert, S. 1993, *The Astrophysical Journal*, 414, 626
- Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., & Luridiana, V., 1995, *RevMexAA*, 31, 131
- Peña-Guerrero, M. A., Peimbert, A., Peimbert, M., & Ruiz, M. T. 2012, *The Astrophysical Journal*, 746, 115
- Pérez-Montero, E., García-Benito, R., Díaz, Á. I., Pérez, E., & Kehrig, C. 2008, *ASPCS*, 396, 85
- Porter, R. L., Ferland, G. J., & MacAdam, K. B. 2007, *The Astrophysical Journal*, 657, 327
- Przybilla, N., Nieva, M. F., & Butler, K. 2008, *The Astrophysical Journal*, 688, L103
- Ruiz, M. T., Peimbert, A., Peimbert, M., & Esteban, C. 2003, *The Astrophysical Journal*, 595, 247
- Sawey, P. M. J. & Berrington, K. A., 1993, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 55, 81
- Seaton, M. J. 1979, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 187, 73p
- Simón-Díaz, S. & Stasińska, G. 2011, *A&A*, 526, A48
- Stasińska, G., Tenorio-Tagle, G. Rodríguez, M., & Henney, W. J. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 471, 193
- Stasińska, G. & Szczerba, R. 2001, *A&A*, 379, 1024
- Storey, P. J. & Hummer, D. G. 1995, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 272, 41
- Torres-Peimbert, S. & Peimbert, M. 1977, *RevMexAA*, 2, 181
- Tremonti, C. A., Heckman, T. M., Kauffmann, G., Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., Seibert, M., Peng, E. W., Schlegel, D. J., Uomoto, A., Fukugita, M., & Brinkmann, J. 2004, *The Astrophysical Journal*, 613, 898
- Tsamis, Y. G. & Péquignot, D. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 364, 687
- Vila-Costas, M. B. & Edmunds, M. G. 1992, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 259, 121
- Wiese, W. L., Fuhr, J. R., & Deters, T. M. 1996, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, Monograph 7, Melville, NY: AIP Press

Zaritsky, D., Kennicutt, Jr., R. C., & Huchra, J. P. 1994, *The Astrophysical Journal*, 420, 87

Capítulo 6

Recalibración del método de líneas fuertes de Pagel

El estudio de las abundancias químicas de regiones H II se ha hecho una herramienta fundamental para restringir importantes parámetros astrofísicos tales como los modelos de nucleosíntesis en estrellas con masas bajas, intermedias y altas, la evolución química Galáctica y de otras galaxias y los modelos de evolución química del Universo. En particular, el estudio de regiones H II y galaxias H II con altos corrimientos al rojo son una pieza clave en los modelos de evolución química del Universo.

Es difícil hacer una determinación precisa de la metalicidad en regiones H II y galaxias H II con altos corrimientos al rojo debido a que, frecuentemente, sólo se pueden observar con suficiente S/N las líneas más intensas (i.e. $H\alpha$, $H\beta$, $[O II] 3727 \text{ \AA}$, $[O III] 4959$ y 5007 \AA , $[N II] 6548 \text{ \AA}$, etc). Para esto son necesarios los indicadores de metalicidad como O_{23} y también es que necesario que éstos estén calibrados de la mejor forma posible. La calibración que presento en este trabajo considera aspectos de las regiones H II que frecuentemente son ignorados. En la literatura se ha considerado de manera independiente la estructura de temperatura del objeto, la estructura del grado de ionización y la fracción de O capturada en granos de polvo. La calibración que se presenta en esta tesis es la primera que considera estos tres factores de manera simultánea. Estas consideraciones permiten que las metalicidades determinadas con dicha calibración sean más cercanas a la realidad que las abundancias químicas determinadas con calibraciones previas.

Hemos observado que las temperaturas determinadas mediante LCE son sistemáticamente alrededor de 2,000 K menores que las temperaturas determinadas mediante LR, lo cual es consistente con la dependencia en la temperatura de ambos tipos de líneas (ver Capítulo 3).

La rama de alta metalicidad puede recalibrarse de manera independiente de la estructura de la temperatura utilizando LR para determinar abundancias. Desafortunadamente, no hay suficientes objetos en la literatura donde se presentan las mediciones de las líneas del multiplete 1 del O II con buena S/N para determinar abundancias precisas. Sin embargo, sí se pueden determinar abundancias con LCE considerando la presencia de inhomogeneidades térmicas, al igual que para objetos de la rama de baja metalicidad, donde no es posible medir, con suficiente S/N, ninguna línea de recombinación del multiplete 1 del O II.

6.1. Antecedentes importantes

Después de que Pagel et al. (1979) introducen el diagrama $O_{23}-O/H$, se publicaron una serie de calibraciones por distintos autores; estas calibraciones se pueden dividir en 2 familias: las hechas con abundancias determinadas mediante el método directo y las hechas con modelos de fotoionización. La diferencia entre ambas familias es de hasta 0.6 dex (Kewley & Ellison 2008). Si uno acepta la premisa de homogeneidad de temperatura, la calidad de las abundancias determinadas mediante el método directo es aproximadamente proporcional a la S/N de la línea auroral de [O III], $\lambda 4363$; por lo tanto, las calibraciones mismas están sujetas a la S/N de esta línea.

En el caso de modelos de fotoionización, $\lambda 4363$ no se ajusta de manera simultánea con las líneas $\lambda\lambda 4959$ y 5007 de [O III], por lo que las calibraciones estimadas a partir de modelos numéricos serán distintas a las estimadas a partir de observaciones. En general, las calibraciones estimadas a partir de modelos de fotoionización darán abundancias mayores, sin embargo, esto depende de lo que se decida ajustar. Hay tres casos: (i) ajustar las intensidades de $\lambda\lambda 4959$ y 5007 , (ii) ajustar la intensidad de $\lambda 4363$ y (iii) ajustar el cociente de $\lambda\lambda 4363/(4959+5007)$. En el caso (i) las abundancias resultantes son mayores que las determinadas por el método directo, en el caso (ii) las abundancias resultantes serán ligeramente mayores que las determinadas por el método directo y en el caso (iii) las abundancias resultantes serán parecidas a las determinadas por el método directo.

Dado que $\lambda\lambda 4363$, 4959 y 5007 son LCE, sus intensidades están dadas por ecuaciones similares a la 3.11. La diferencia de las abundancias resultantes en los modelos de fotoionización viene de t^2 y del término $\exp(-\Delta E/kT)$, que para $\lambda 4363$ es de $62,200K/T$ (e.g. Peimbert & Costero, 1969; Zhang, Ercolano, & Liu, 2007), para $\lambda\lambda 4959$ y 5007 es de $29,200K/T$ (e.g. Peimbert & Costero, 1969; Zhang, Ercolano, & Liu, 2007) y para el cociente de $\lambda\lambda 4363/(4959+5007)$ la forma funcional es ligeramente distinta y su dependencia es de $91,300K/T$ (e.g. Peimbert

& Costero 1969; Peimbert et al. 2004).

Pilyugin (2000) propuso que en lugar de una calibración absoluta para cada rama, se considerara una familia de curvas dependientes de la temperatura y de O_{23} para cada rama. En ese artículo él presentó un ajuste lineal para cada rama, considerando que, para la rama de baja metalicidad, la calidad del método de Pilyugin es comparable a la del método directo; sin embargo, para la rama de alta metalicidad, encontró que su ajuste lineal tenía una calidad menor que la del método directo.

Posteriormente, Pilyugin (2001), encontró una mejor relación para la rama de alta metalicidad proponiendo el índice de excitación (o parámetro P), llamó a la familia de curvas de tipo $O/H=f(O_{23}, P)$ método-P, sin embargo, para esta recalibración utilizó las observaciones de 10 regiones HII. Finalmente, Pilyugin & Thuan (2005) aumentaron el número de objetos para calibrar la rama superior a 104 regiones HII y calibraron la rama inferior utilizando observaciones de 318 regiones HII; la ecuación de ese trabajo que corresponde a la rama de alta metalicidad (es decir $12+\log(O/H)\geq 8.25$), se presenta a continuación:

$$(O/H) = \frac{O_{23} + 726.1 + 842.2P + 337.5P^2}{85.96 + 82.76P + 43.98P^2 + 1.793O_{23}}, \quad (6.1)$$

esta ecuación es igual a la número [22] de Pilyugin (2001). La ecuación que corresponde a la rama de baja metalicidad (es decir $12+\log(O/H)\leq 8.00$) es:

$$(O/H) = \frac{O_{23} + 106.4 + 106.8P - 3.40P^2}{17.72 + 6.60P + 6.95P^2 - 0.302O_{23}}, \quad (6.2)$$

esta ecuación es igual a la número [24] de Pilyugin (2001). Ambas ecuaciones en unidades de $12+\log(O/H)$. De aquí en adelante me referiré a las abundancias dadas por estas ecuaciones como $(O/H)_{PT}$.

Utilizando las ecuaciones 6.1 y 6.2, Pilyugin & Thuan (2005) presentaron la calibración mostrada en la figura 6.1.

6.2. Recalibración

A partir de los estudios previos de regiones HII que encontré en la literatura y de los estudios de los cuatro objetos que analicé durante el doctorado (presentados en la Tabla 4.5), concluimos que las curvas que proponen Pilyugin & Thuan (2005) subestiman la abundancia puesto que ignoran la presencia de inhomogeneidades de temperatura y la fracción de O capturada en granos de polvo.

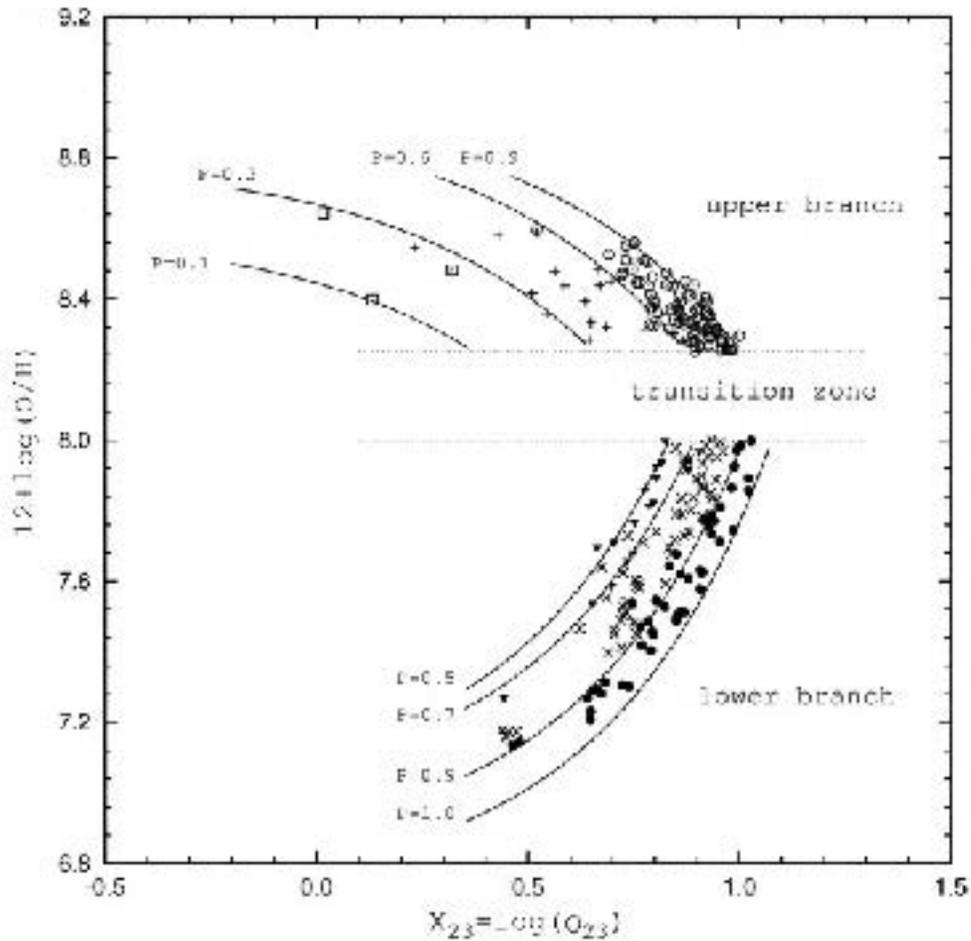


FIGURA 6.1: Diagrama $O_{23}-O/H$. Esta figura muestra la familia de curvas de la forma $O/H=f(O_{23}, P)$ presentadas por Pilyugin & Thuan (2005); las abundancias de los objetos representados en esta gráfica, fueron determinadas con el método directo. En la rama de alta metalicidad, los cuadrados en blanco representan las observaciones de regiones H II de alta metalicidad con $0.0 < P < 0.3$, los signos de más representan las observaciones de regiones H II de alta metalicidad con $0.3 < P < 0.6$ y los círculos en blanco representan las observaciones de regiones H II de alta metalicidad con $0.6 < P < 0.9$. En la rama de baja metalicidad, los triángulos negros representan las observaciones de regiones H II de baja metalicidad con $0.5 < P < 0.7$, las cruces representan las observaciones de regiones H II de baja metalicidad con $0.7 < P < 0.9$ y los círculos negros representan las observaciones de regiones H II de baja metalicidad con $0.9 < P < 1.0$. La zona de transición ($8.00 \leq 12 + \log(O/H) \leq 8.25$) está señalada con las líneas punteadas. Esta figura fue tomada de Pilyugin & Thuan (2005).

Consideramos entonces que las abundancias corregidas por los dos efectos antes mencionados, $(O/H)_{recal}$, tiene la siguiente forma:

$$(O/H)_{recal} = (O/H)_{PT} + f(P, O/H) \quad (6.3)$$

en donde $(O/H)_{PT}$ es la abundancia determinada con las ecuaciones de Pilyugin y Thuan (PT) y f es una función que depende del parámetro P y de la abundancia corregida por la presencia de inhomogeneidades de temperatura y la fracción de O capturada en granos de polvo, que varía con la metalicidad. Encontramos que, de forma genérica, el factor de corrección es mayor conforme aumenta la metalicidad.

Como primera aproximación a la función f , decidimos tomar una función de corrección lineal de la forma:

$$f(P, O/H) = C_1 + C_2P + C_3(O/H)_{MD} + C_4P(O/H), \quad (6.4)$$

donde $(O/H)_{MD}$ representa las abundancias determinadas con el método directo (MD) y C_1 , C_2 , C_3 y C_4 son constantes.

Encontramos que la diferencia entre las abundancias corregidas y las abundancias del método directo, $\Delta(O/H)$, están en el intervalo de 0.16 a 0.40 dex (Figura 6.2).

Los valores de C_1 y C_3 los encontramos a partir de la relación entre el parámetro P y las abundancias corregidas por la presencia de inhomogeneidades de temperatura y la fracción de O capturada en granos de polvo. De esta forma, $C_1 = 0.0825 \pm 0.0025$ y $C_3 = 0.375 \pm 0.010$.

Los valores determinados para C_2 y C_4 son $C_2 = 0.01 \pm 0.05$ y $C_4 = 0.002 \pm 0.008$, por los que podemos asumir que son consistentes con cero y eliminarlos de la ecuación. De esta manera, el ajuste queda como:

$$\Delta(O/H) = 0.0825(O/H)_{MD} - 0.375. \quad (6.5)$$

Como $(O/H)_{MD} = (O/H)_{PT}$, podemos reescribir la ecuación 6.3 de la siguiente manera:

$$(O/H)_{recal} = (O/H)_{PT} + [0.0825(O/H)_{PT} - 0.375]. \quad (6.6)$$

Sustituyendo las ecuaciones de alta y baja metalicidad 6.1 y 6.2, respectivamente, obtenemos las nuevas calibraciones que consideran la estructura de temperatura, la estructura del grado de ionización y la fracción de O capturada en granos de polvo:

$$(O/H)_{recal} = \frac{O_{23} + 1837 + 2146P + 850P^2}{209.5 + 201.7P + 107.2P^2 + 4.37O_{23}} \quad (6.7)$$

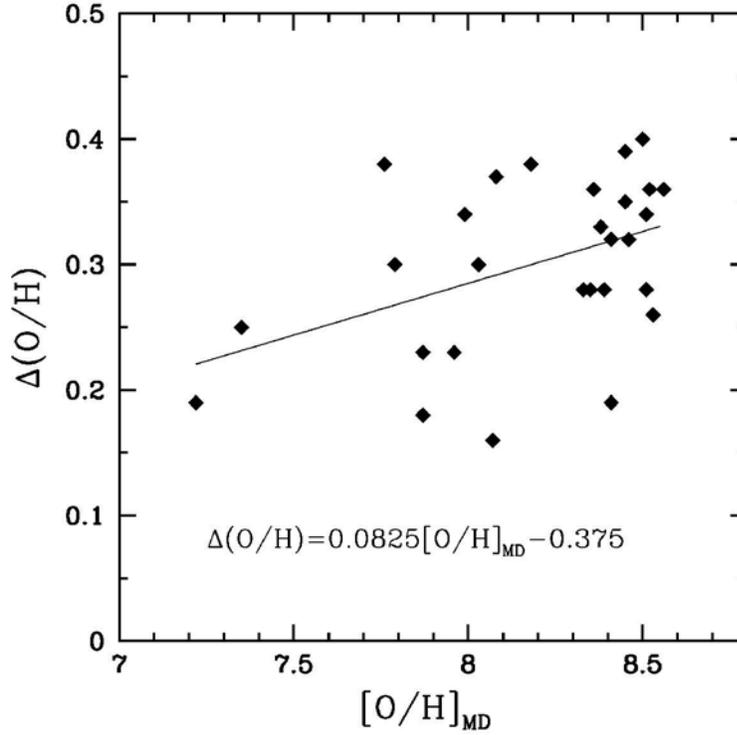


FIGURA 6.2: Diagrama $\Delta(O/H) - [O/H]_{MD}$. Esta figura muestra la corrección requerida por las abundancias determinadas por el método directo, MD, como función de la abundancia de oxígeno del objeto. $\Delta(O/H)$ representa la diferencia entre las abundancias corregidas y las abundancias del método directo. La línea representa el mejor ajuste para las correcciones.

para la rama de alta metalicidad (que ahora es $12 + \log(O/H) \geq 8.55$) y

$$(O/H)_{\text{recal}} = \frac{O_{23} + 90.73 + 94.58P - 5.26P^2}{14.81 + 5.52P + 5.81P^2 - 0.252O_{23}} \quad (6.8)$$

para la rama de baja metalicidad (que ahora es $12 + \log(O/H) \leq 8.29$). Utilizando las ecuaciones 6.7 y 6.8 hicimos la recalibración del método de Pagel (figura 6.3).

En la Figura 6.4 se presenta la familia de curvas de Pilyugin & Thuan (2005) y nuestra recalibración de las mismas.

De manera equivalente a usar el parámetro P para incorporar la estructura de ionización en la calibración del diagrama O₂₃–O/H, se podría utilizar el grado de ionización del oxígeno dado por $O^{++}/(O^{+}+O^{++})$, siendo este último más robusto que el parámetro P. Sin embargo, el parámetro P tiene la ventaja de que es fácilmente observable (pues requiere sólo líneas

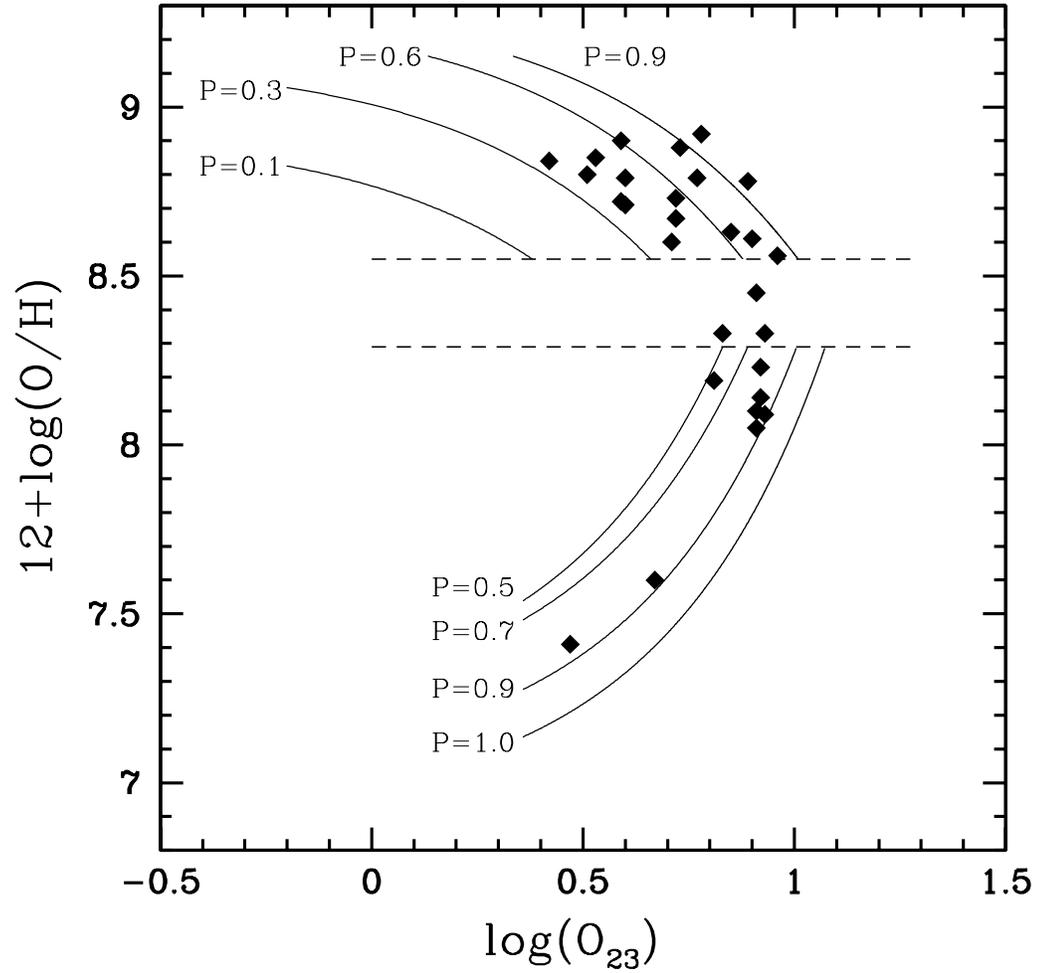


FIGURA 6.3: Diagrama $O_{23}-O/H$. Esta figura muestra nuestra recalibración del método de Pagel. Los diamantes negros representan las abundancias determinadas considerando la presencia de inhomogeneidades de temperatura y la fracción de O capturada en granos de polvo de los objetos presentados en la Tabla 4.5. Las líneas discontinuas representan la zona de transición entre las ramas de alta y baja metalicidad que, debido a la corrección, ahora está en $8.29 \leq 12+\log(O/H) \leq 8.55$.

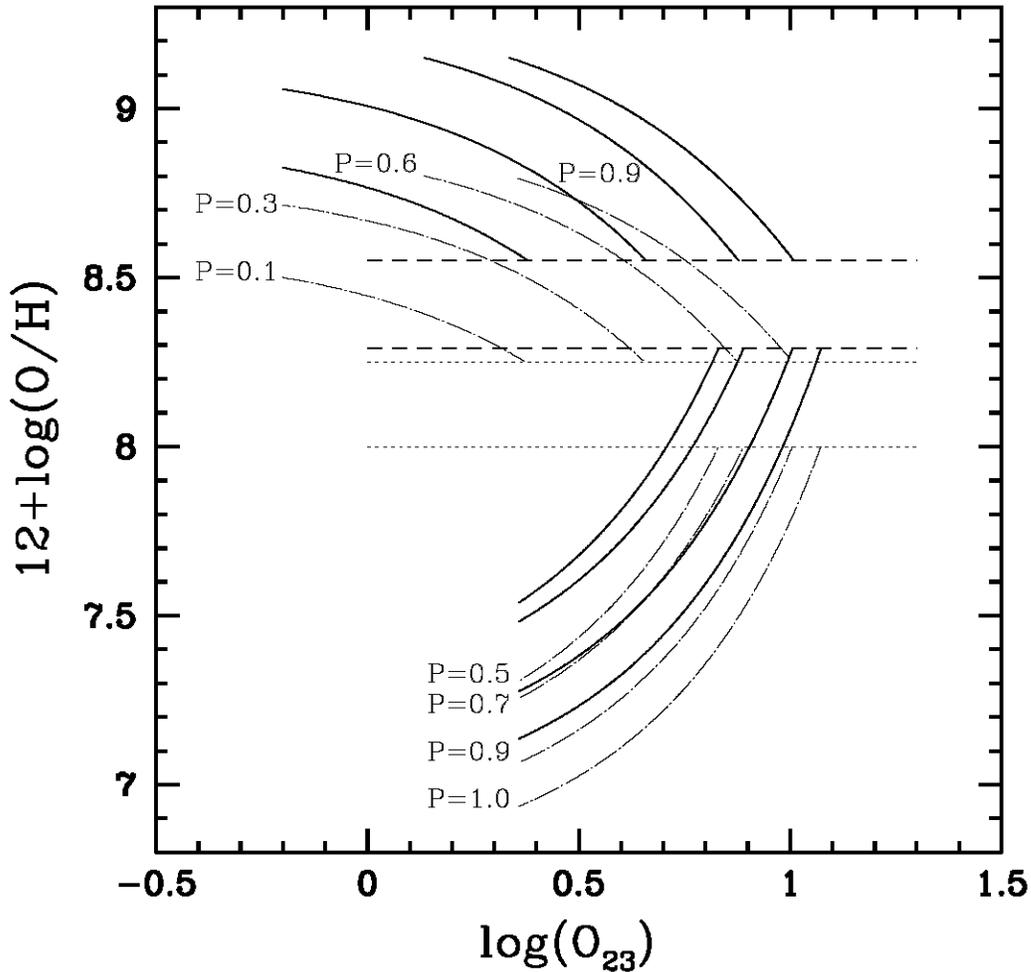


FIGURA 6.4: Comparación entre calibración del diagrama $O_{23}-O/H$ de Pilyugin & Thuan (2005) y la recalibración del mismo diagrama propuesta en esta tesis. Las curvas de Pilyugin & Thuan están representadas por líneas con guiones y puntos. La recalibración propuesta en esta tesis está representada por líneas sólidas. Las líneas horizontales punteadas representan la zona de transición entre las ramas de alta y baja metalicidad de la calibración de Pilyugin y Thuan que está en $8.00 \leq 12+\log(O/H) \leq 8.25$. Las líneas horizontales discontinuas representan la zona de transición entre las ramas de alta y baja metalicidad de la recalibración que está en $8.29 \leq 12+\log(O/H) \leq 8.55$. Por claridad, sólo están indicados los valores del parámetro P para las curvas de Pilyugin y Thuan.

fuertes), mientras que para determinar $O^{++}/(O^+ + O^{++})$ hay que hacer un análisis del objeto y se requieren las abundancias iónicas de oxígeno.

Se puede utilizar la estrecha relación que existe entre el parámetro P y $O^{++}/(O^+ + O^{++})$ para llegar a la fracción de O^+ y O^{++} del objeto, a partir del diagrama $O_{23} - O/H$ (ver Figura 6.5). La relación entre el parámetro P y $O^{++}/(O^+ + O^{++})$ se puede aproximar con la siguiente ecuación:

$$OID = 0.9821P - 0.0048, \quad (6.9)$$

donde el grado de ionización del oxígeno, OID, es $O^{++}/(O^+ + O^{++})$.

Para verificar si la relación anterior podría ser uno a uno, agregué de manera independiente cuatro puntos extremos que podrían ser parte de la muestra, dos en la parte superior (uno de cada lado de la línea de tendencia) y otros dos en la parte inferior de la gráfica (nuevamente de cada lado de la línea de tendencia. La intención de agregar uno por uno éstos cuatro puntos extremos (e ir quitando el punto anterior), fue para ver el efecto que tenía cada punto sobre los coeficientes de la línea de tendencia. Concluí que en efecto la relación podría ser uno a uno, es decir que

$$OID = P. \quad (6.10)$$

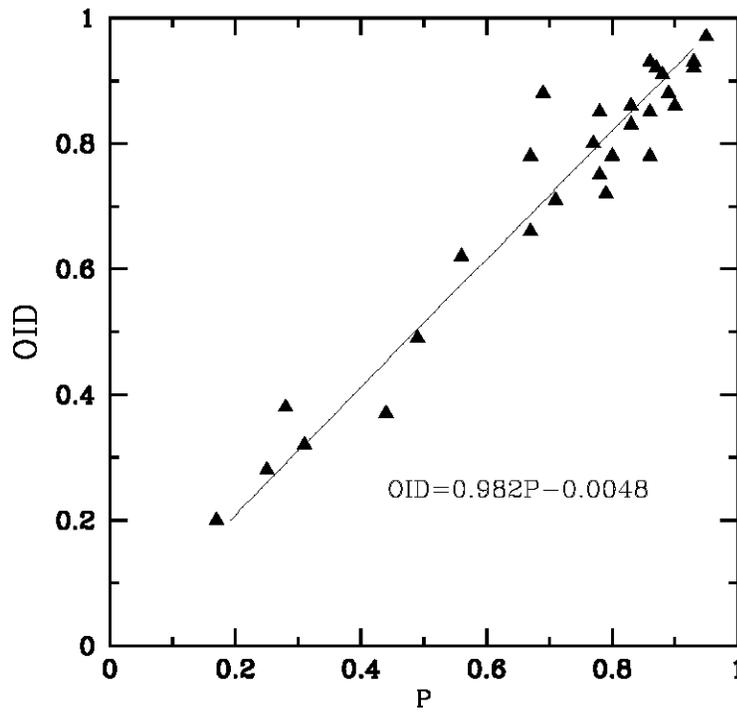


FIGURA 6.5: Diagrama P–OID. Esta figura muestra la relación entre el parámetro P y el grado de ionización del oxígeno representado por $O^{++}/(O^{+}+O^{++})$, donde $P = [O\ III] 4959 + 5007 / ([O\ II] 3727 + [O\ III] 4959 + 5007)$ y $OID = O^{++} / (O^{+} + O^{++})$.

Capítulo 7

Conclusiones, implicaciones y trabajo futuro

Conclusiones

En este trabajo presento una recalibración del método de líneas fuertes de Pagel para la determinación de abundancias químicas, considerando la presencia de inhomogeneidades de temperatura, el grado de ionización y la fracción de O capturada en granos de polvo. La muestra utilizada en dicha recalibración consistió en 28 objetos con valores de t^2 que varían entre 0.020 y 0.120. De éstos, 5 objetos son galaxias H II y 8 son regiones H II Galácticas y 15 son regiones H II extragalácticas. Hice el análisis detallado de cuatro de estos objetos (NGC 456, NGC 460, TOL 2146 – 391 y TOL 0357 – 3915) y los demás los obtuve de la literatura.

El análisis de NGC 456 y NGC 460 se presentó en Peña-Guerrero, Peimbert, Peimbert y Ruiz (2012, *The Astrophysical Journal*, 746, 115), mientras que el análisis de TOL 2146 – 391 y TOL 0357 – 3915 se presenta en Peimbert, Peña-Guerrero y Peimbert (2012, enviado a *The Astrophysical Journal*).

En el primer artículo concluimos que el método directo (que supone una temperatura homogénea en todo el objeto) debe tomarse sólo como una primera aproximación y que, aunque no sabemos exactamente qué fracción de t^2 es causada por cada uno de los procesos físicos que ocurren en las regiones fotoionizadas, sí podemos determinar la magnitud total y el efecto de tomar en cuenta las inhomogeneidades de temperatura en la determinación de abundancias. Entonces, concluimos que lo relevante para la determinación de abundancias es el valor total de t^2 y no qué la produce; el campo queda abierto para determinar las fracciones y las causas que producen los valores observados de t^2 . También confirmamos que la presencia de inhomogenei-

dades térmicas puede de hecho explicar el problema del ADF. En la literatura se encuentran básicamente dos familias de explicaciones para la presencia del ADF: (i) enfriamiento inhomogéneo (causado por inhomogeneidades químicas) y (ii) calentamiento inhomogéneo (causado por procesos diversos como ondas de choque, regiones ensombrecidas, reconexión magnética, frentes de ionización en movimiento, rayos cósmicos, vientos, etc.). Ambas familias de explicaciones son capaces de producir inhomogeneidades de temperatura, pero en regiones H II no hay inhomogeneidades químicas suficientes, por lo que debemos considerar que el calentamiento inhomogéneo es la causa del ADF. Adicionalmente, se debe corregir por la fracción de O capturada en granos de polvo. Para las regiones fotoionizadas en las que no se tiene suficiente información para obtener valores precisos de t^2 , proponemos que una corrección promedio debida a la presencia de inhomogeneidades de temperatura y a la fracción de O capturada en granos de polvo es de 0.35 dex para las abundancias totales de oxígeno en regiones H II (aunque es necesario mantener presente que los valores de t^2 dependen de las condiciones físicas específicas de cada objeto).

En el segundo artículo damos una descripción física y astrofísica del programa HELIO10 para obtener un valor de t^2 a partir de la comparación de las temperaturas del He I contra la temperatura de [O II] y [O III] y presentamos una clasificación de regiones H II basada en líneas de He I y O. Adicionalmente, para las regiones fotoionizadas en donde no es posible obtener valores precisos de t^2 , presentamos un valor promedio t^2 general (cuando no se puede determinar $O^{++}/(O^+ + O^{++})$, $t^2=0.044$) y otro que es dependiente del tipo de región H II que se trate, de acuerdo a la clasificación que proponemos. Esta clasificación sugiere que sí hay una relación entre los valores de t^2 y el grado de ionización del oxígeno, aunque dicha relación no es fácil de cuantificar. La clasificación tiene cierta similitud con la clasificación de SN y sugiere cinco tipos de regiones H II:

- Tipo Ia — $t^2 \geq 0.055$ y $O^{++}/(O^+ + O^{++}) \geq 0.75$, con $\langle t^2 \rangle$ de $t^2(\text{Ia}) = 0.087 \pm 0.015$. Estos objetos tienen los valores más altos de t^2 debido a que, como son objetos extragalácticos y se puede observar todo el objeto, los valores de t^2 son la suma de todos los procesos físicos que agregan una fracción al valor total de t^2 .
- Tipo Ib — $t^2 \geq 0.055$ y $O^{++}/(O^+ + O^{++}) < 0.75$. No encontramos objetos de este tipo en la muestra usada para esta clasificación, lo que probablemente se debe a que los procesos que incrementan el valor de t^2 están asociados solamente con objetos cuyos valores de $O^{++}/(O^+ + O^{++})$ son grandes.

- Tipo IIa — $0.010 < t^2 < 0.055$ y $O^{++}/(O^+ + O^{++}) \geq 0.75$, con $\langle t^2 \rangle$ de $t^2(\text{IIa}) = 0.029 \pm 0.004$. En este tipo de regiones H II encontramos objetos tanto Galácticos como extragalácticos cuyos valores de t^2 son intermedios, lo cual se debe a que: (i) los procesos físicos que incrementan el valor de t^2 son menos estocásticos que para regiones H II Tipo Ia, (ii) no ha transcurrido el tiempo necesario para que dominen el espectro observado procesos violentos como explosiones de SN o estrellas WR y (iii) se observa sólo una fracción pequeña del objeto.
- Tipo IIb — $0.010 < t^2 < 0.055$ y $O^{++}/(O^+ + O^{++}) < 0.75$, con $\langle t^2 \rangle$ de $t^2(\text{IIb}) = 0.035 \pm 0.006$. Para este tipo de objetos también encontramos objetos tanto Galácticos como extragalácticos cuyos valores de t^2 son intermedios y, adicionalmente, los valores de $O^{++}/(O^+ + O^{++})$ son menores que para regiones H II Tipo IIa. Estas características se deben a que: (i) los procesos físicos que incrementan el valor de t^2 son menos estocásticos que para regiones H II tipos Ia y IIa, (ii) no ha transcurrido el tiempo necesario para que dominen el espectro observado procesos violentos como explosiones de SN o estrellas WR y (iii) se observa sólo una fracción pequeña del objeto.
- Tipo III — $0.000 \leq t^2 \leq 0.010$. Considerando los errores en las determinaciones de t^2 , tenemos un objeto en la muestra que podría ser de este tipo. Las regiones H II de Tipo III son aquellas en las que la estructura de temperatura está mayormente dominada por la fotoionización de estrellas O.

Dado que para objetos de algo grado de ionización puede no haber suficiente información para decidir utilizar el valor promedio de las regiones H II de Tipo Ia ó el de las regiones H II Tipo IIa, sugerimos que se utilice $t^2(\text{Ia} + \text{IIa}) = 0.051 \pm 0.026$.

Las abundancias determinadas por modelos de fotoionización deben considerar que estos modelos tienen una inyección de energía proporcional a la densidad al cuadrado, lo cual es una buena aproximación cuando la energía está dominada por fotoionización. En general, éste no es el caso de las regiones H II observadas, en las que se miden factores de llenado entre 0.01 y 0.10, lo cual significa que más del 90% del volumen que ocupan dichas regiones H II está vacío. No sabemos el origen de la energía que mantiene separado el material, pero esos valores del factor de llenado indican que el total de la energía en las regiones H II observadas no está dado por fotoionización y, por lo tanto, el presupuesto de energía considerado por modelos de fotoionización y por el método directo está incompleto. El modelo de t^2 está incompleto en cuanto a que tampoco explica el origen de las inhomogeneidades de temperatura que se observan, sin embargo, el valor de t^2 en sí mismo es una medida de la energía que no se está

considerando y, por lo tanto, es una mejor aproximación a la realidad.

En esta tesis, encontramos que una primera aproximación a la función de corrección en la abundancia total del oxígeno debida a la presencia de inhomogeneidades de temperatura y a la fracción de O capturada en granos de polvo, está aproximada por la ecuación

$$\Delta(\text{O}/\text{H}) = 0.0825(\text{O}/\text{H})_{\text{MD}} - 0.375, \quad (7.1)$$

donde $(\text{O}/\text{H})_{\text{MD}}$ son las abundancias determinadas con el método directo (MD), en unidades de $12+\log(\text{O}/\text{H})$, y $\Delta(\text{O}/\text{H})$ es la diferencia en dex entre las abundancias corregidas por t^2 más la fracción de O capturada en granos de polvo y las determinadas con el MD. Para la muestra utilizada en esta tesis $\Delta(\text{O}/\text{H})$ tiene valores que varían de 0.16 a 0.40 dex, dependiendo de las condiciones físicas específicas de cada objeto.

Las ecuaciones para las familias de curvas que consideran simultáneamente la estructura de temperatura, la estructura de ionización y la fracción de O capturada en granos de polvo en el diagrama $\text{O}_{23} - \text{O}/\text{H}$ (que llamo curvas recalibradas) son:

$$(\text{O}/\text{H})_{\text{recal}} = \frac{\text{O}_{23} + 1837 + 2146\text{P} + 850\text{P}^2}{209.5 + 201.7\text{P} + 107.2\text{P}^2 + 4.37\text{O}_{23}} \quad (7.2)$$

para la rama superior ($12+\log(\text{O}/\text{H}) \geq 8.55$) y

$$(\text{O}/\text{H})_{\text{recal}} = \frac{\text{O}_{23} + 90.73 + 94.58\text{P} - 5.26\text{P}^2}{14.81 + 5.52\text{P} + 5.81\text{P}^2 - 0.252\text{O}_{23}}, \quad (7.3)$$

para la rama inferior ($12+\log(\text{O}/\text{H}) \leq 8.29$). En ambos casos P es el índice de excitación definido por Pilyugin (2001) como $\text{P} = [\text{O III}] 4959 + 5007 / ([\text{O II}] 3727 + [\text{O III}] 4959 + 5007)$ y O_{23} es el indicador de metalicidad definido por Pagel et al. (1979) como el cociente $([\text{O II}] 3727 + [\text{O III}] 4959 + 5007) / \text{H}\beta$.

Implicaciones

La corrección que presentamos en esta tesis, aumenta las abundancias totales de oxígeno de manera vertical en el diagrama $\text{O}_{23} - \text{O}/\text{H}$ por un valor entre 0.16 y 0.40 dex. Este aumento en las abundancias tiene importantes implicaciones en varias áreas de astrofísica, entre las cuales destacan:

- Función inicial de masa (IMF, por sus siglas en inglés) — se requiere hacer una revisión de esta relación dado que los resultados de esta tesis muestran que la abundancia de oxígeno (y, en consecuencia, de los demás elementos pesados) es mayor en el medio interestelar. Esto implica que se producen 1.4 y 2.5 veces más estrellas masivas de las que indican

los modelos para ajustar las abundancias determinadas por el método directo. Hay tres maneras de conseguir que aumente el número de estrellas de intermedia y alta masa: (i) subir toda la curva de la IMF (cambiando la constante que multiplica a toda la ecuación), (ii) cambiando la pendiente (incrementando el valor del exponente) y (iii) incrementando el límite superior de masa.

- Tasa de formación estelar (SFR, por sus siglas en inglés) — dado que sugerimos que hay alrededor del doble de estrellas que forman elementos pesados, es necesario corregir la tasa a la cual se forman las estrellas masivas.
- Función de luminosidad y relación masa-luminosidad — ambas relaciones deben ser modificadas dado el mayor número de estrellas que forman elementos pesados. Sin embargo, el oxígeno es producido por estrellas masivas que viven un corto tiempo.
- Rendimientos químicos (o *yields*, en inglés) — las tasas de producción neta se verán modificadas puesto que la abundancia de oxígeno es superior a la que ha sido ajustada por modelos de evolución química.
- Gradientes radiales de abundancias en galaxias espirales — al igual que en el diagrama $O_{23} - O/H$, las abundancias utilizadas para determinar la composición química de las galaxias espirales, también deben ser corregidas por la presencia de inhomogeneidades de temperatura y la fracción de O capturada en granos de polvo. Aunque la pendiente del gradiente en sí cambia poco, el ajuste total debe aumentar por un factor de alrededor de 2.
- Modelos de evolución química — se requieren ajustes para que los modelos numéricos lleguen a las abundancias de elementos pesados que tenemos hoy en día.
- Astrobiología — vivimos en un Universo que tiene alrededor del doble de oxígeno (y una mayor cantidad de elementos pesados), existe entonces una mayor probabilidad de que haya más lugares en donde se puedan encontrar los elementos necesarios para la vida (teniendo los demás factores biogénicos).

Trabajo futuro

La recalibración encontrada en este trabajo se presentará en un artículo que está ya en preparación (Peña-Guerrero, Peimbert y Peimbert, “Recalibration of Pagel’s Method for H II regions considering the thermal structure, the ionization structure, and the depletion of O into dust grains”).

Los 16 objetos observados durante el periodo del doctorado se presentarán en un artículo futuro que apoyará y mejorará la precisión de la corrección presentada en este trabajo.

De la búsqueda extensa en la literatura para hallar los candidatos a observar en telescopios de 2, 4 y 8 m, extraje una lista de 71 objetos ya observados que tienen al menos 8 líneas de He I con suficiente S/N para obtener una medición confiable de t^2 . Estos objetos también se podrán incluir en una nueva calibración de las curvas presentadas en este trabajo y considero que también apoyarán y ayudarán a mejorar la calidad de dicha calibración.

Parte III

Apéndices

Apéndice A

Programa HELIO10

A grandes rasgos, HELIO10 calcula varios modelos en los que determina las intensidades de 20 líneas de helio como función de T_0 , t^2 , $\tau(3889)$ y $n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$; posteriormente, compara las intensidades de estas líneas con las intensidades presentadas en el archivo de entrada y, dependiendo de las diferencias, califica cada modelo. Finalmente, escoge los valores de T_0 , t^2 , $\tau(3889)$ y $n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$ que mejor ajusten las observaciones. El valor central así como el error asociado a cada una de estas variables se presenta en el primer archivo de los resultados. Para simular t^2 , HELIO10 supone tres zonas del gas a distintas temperaturas. Se presenta una descripción física y astrofísica de este programa en Peimbert, Peña-Guerrero y Peimbert (2012, enviado a *The Astrophysical Journal*; un borrador se presenta en la Sección 5.5 de esta tesis). A continuación se describe el programa de manera funcional.

A.1. Descripción funcional del programa

HELIO10 está escrito en FORTRAN77. El programa es una extensión del método de máxima verosimilitud presentado en Peimbert et al. (2000, 2002) y artículos posteriores. Esta versión del código ajusta varios modelos hasta encontrar el modelo óptimo (χ^2 menor), usando los datos del archivo de entrada. Para realizar los cálculos, HELIO10 puede utilizar hasta 25 ecuaciones en la misma corrida; estas ecuaciones son las intensidades de hasta 20 líneas junto con las restricciones adicionales a T_0 , t^2 , $\tau(3889)$ y $n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$.

Cada modelo utiliza un valor de la densidad, la temperatura del oxígeno (que obtiene del promedio ponderado de [O II]+[O III]), t^2 , la opacidad de la línea 3889 Å del nivel metaestable 2^3S y la cantidad de He^+/H^+ para calcular el valor de las intensidades esperadas de las líneas de He I. Por cada línea cuya intensidad difiera de la del archivo de entrada, HELIO10 penaliza

en el valor de χ^2 .

Para representar un valor de $t^2(\text{He}^+)$, HELIO10 supone tres zonas del gas a distintas temperaturas: la central representa 2/3 del total del gas a la temperatura promedio (T_0) y la superior e inferior representan 1/6 del gas con temperaturas de $T_0 + 1.73$ y $T_0 - 1.73$, respectivamente. El factor de 1.73 surge de la representación gaussiana de temperaturas, de modo que $(1/6 + 1/6)^{-1/2} = 1.73$.

Las constantes atómicas utilizadas en las ecuaciones de las intensidades de las líneas, fueron tomadas de Benjamin et al. (1999) y Porter et al. (2007). Tras correr muchos modelos, el programa encuentra la solución óptima (la que minimiza χ^2), presentando los valores de $T_e(\text{He I})$, $n_e(\text{He I})$, $t^2(\text{He}^+)$, $n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$ y τ_{3889} asociados a la solución óptima. Las incertidumbres correspondientes a cada uno de estos valores también se presentan en el primer archivo de los resultados.

El programa no supone regiones con variaciones de densidad, sin embargo, los modelos son robustos para regiones H II debido a que éstas tienen una densidad baja (es decir $n_e \lesssim 1000 \text{ cm}^{-3} \ll n_{crit}$).

A.2. Archivo de entrada

El archivo de entrada o *input file* está compuesto por 3 partes: (i) el encabezado (*headers*) y las características de la distribución de la temperatura, (ii) las especificaciones del resultado y intensidades de las líneas que se quieren ajustar y (iii) las restricciones que se desean en los valores de la abundancia de He/H, la profundidad óptica de 3889 Å, t^2 , la densidad y T_0 .

(i) Encabezado y características de la distribución de la temperatura

A fin de diferenciar una corrida de otra (adicionalmente a los resultados), es importante describir la información relevante de cada corrida.

La distribución de la temperatura se escoge con el “modo” en el que trabajará el programa, hay cinco posibilidades (o modos). El modo 1 corresponde a una distribución gaussiana, modo 2 corresponde a una distribución cuadrada, el modo 3 corresponde a una distribución de triángulo simétrico, el modo 4 corresponde a una distribución de triángulo izquierdo y el modo 5 corresponde a una distribución de triángulo derecho. El modo 1 fue el que se utilizó para correr todos los modelos de los objetos analizados durante esta tesis. La diferencia entre las determinaciones de t^2 de las distintas distribuciones es alrededor del 10 %, siendo el de la gaussiana un valor intermedio.

A continuación se requiere la extensión que recibirá tanto el archivo de entrada como los

resultados (o *outputs*); por ejemplo, el nombre del objeto y/o número de corrida.

(ii) Especificaciones del resultado e intensidades de las líneas

Se pueden escoger cinco tipos de resultados que el programa llama *output* 1, 2, 3, 4 y 5; HELIO10 los puede determinar de manera simultánea. Los archivos de resultados 1, 3 y 5 están dados en matrices centradas en la solución óptima; los archivos de resultados 2 y 4 están dados en matrices centradas en una solución determinada por el usuario. El *output* 1 presenta la solución óptima con sus respectivos errores, el *output* 2 y el 3 presentan cómo cambia la abundancia de He conforme varía la densidad y/o t^2 y, finalmente, el *output* 4 y el 5 presentan una matriz que indica la calificación de χ^2 conforme varía la densidad y/o t^2 . En el trabajo de esta tesis se utilizaron los archivos de resultados 1, 3 y 5, exclusivamente.

En esta parte también se indica la temperatura del oxígeno en unidades de 10^4K . Esta temperatura es el promedio ponderado de [O II] + [O III], es decir:

$$T = T_e[\text{OIII}] \times \alpha + T_e[\text{OII}] \times \beta, \tag{A.1}$$

donde α y β representan los porcentajes de O^{++} y O^+ , respectivamente.

Junto al valor de la temperatura, el programa requiere también un valor para δ , que representa el valor de las energías de excitación multiplicadas por las constantes que cambian de acuerdo a la relevancia de los posibles iones de oxígeno (i.e. las líneas [O II] u [O III]):

$$T_{O3} = \left[T_{(4363/5007)} - \frac{t^2}{2} 91300 \right] \left[1 - \frac{3}{2} t^2 \right]^{-1} \tag{A.2}$$

y

$$T_{O2} = \left[T_{(7320+30/3727)} - \frac{t^2}{2} 97800 \right] \left[1 - \frac{3}{2} t^2 \right]^{-1}, \tag{A.3}$$

entonces,

$$\delta = 0.65 \left(\frac{n(\text{O}^+)}{n(\text{O}^+) + n(\text{O}^{++})} \right). \tag{A.4}$$

A continuación, el archivo de entrada toma las 20 líneas de He I para las que puede determinar intensidades. Junto a las longitudes de onda se requieren datos en 2 columnas, la primera de ellas corresponde a la intensidad logarítmica con respecto a $\text{H}\beta$ y la segunda columna es el error de cada línea, también logarítmico. Para las líneas que no se tienen en las observaciones, es recomendable simplemente dejar el valor de la intensidad que aparece (que es la primera apuesta que usa el programa) y, para el error de esta línea, se recomienda dar un margen grande para que HELIO10 pueda encontrar libremente el valor correspondiente.

(iii) Restricciones

No es necesario especificar, pero sí se pueden escoger las restricciones que se requieran en los valores de la abundancia de He/H, $\tau(3889)$, t^2 , n_e y T_0 . Al lado de cada una de estas variables hay 2 columnas, la primera corresponde al valor esperado y la segunda al error. Si no se requiere ninguna restricción, simplemente se presenta un error descomunadamente grande para que HELIO10 ajuste el mejor valor.

Finalmente, el programa requiere el valor de los vectores central, superior e inferior, para t^2 , $\tau(3889)$ y n_e . Éstos indicarán el paso con que se moverán las matrices de los *outputs* 2, 3, 4 y 5, así como el centro de las matrices 2 y 4.

A.3. Resultados del programa

El *output* 1 presenta la solución óptima, que se determina en base al menor valor de χ^2 , que está dado por la siguiente ecuación:

$$\chi^2 = \sum_{\lambda} \frac{\left\{ \left[\frac{I(\lambda)}{I(\text{H}\beta)} \right]_{\text{obs}} - \left[\frac{I(\lambda)}{I(\text{H}\beta)} \right]_{\text{teo}} \right\}^2}{\sigma_{I(\lambda)}^2}, \quad (\text{A.5})$$

en donde el cociente de las intensidades observada es la que HELIO10 toma del archivo de entrada y el cociente de intensidades teóricas son las que encuentra el programa. Los valores a 1, 2 y 3σ también se presentan en el *output* 1.

En algunos casos, las intensidades de las líneas que ajusta HELIO10 pueden estar lejos de las intensidades de las líneas que se le dieron al programa en el archivo de entrada por más de 3σ ; esto se puede ver en el *output* 3 y 5. De ser el caso, se recomienda quitarle las restricciones a esa línea a fin de incrementar la incertidumbre aceptada para que el programa pueda ignorar la información de esta línea. Ésta es una de las razones por las que se buscó obtener objetos que presentaran al menos 8 líneas de He I.

El *output* 3 y 5 son útiles y necesarios para orientar al usuario en cómo “guiar” al programa para que la solución óptima reproduzca mejor las condiciones físicas del objeto en cuestión. Sería un error aceptar las intensidades observadas de las líneas, así como los errores presentados; sabemos que algunas intensidades pueden ser erróneas (e.g. rayos cósmicos, defectos en el CCD, problemas de calibración, etc.). Por esto, es importante tener un estudio detallado previo que conjunte la información que se puede obtener con HELIO10.

Dada la similitud en cuanto a potenciales de ionización de He^+ y de O^{++} , $t^2(\text{He}^+)$ puede ser utilizada para determinar abundancias considerando inhomogeneidades de temperatura en regiones H II con un valor alto del cociente O^{++}/O .

A.4. Limitaciones de HELIO10

Hay cinco líneas de HeI que afectan de manera relevante la calidad de las determinaciones de HELIO10: $\lambda\lambda$ 3889, 4471, 5876, 6678 y 7065. La falta de cualquiera de estas líneas afecta seriamente la capacidad del programa para determinar condiciones físicas confiables. Afortunadamente, estas líneas se observan con suficiente facilidad en un espectro de rendija larga y, adicionalmente, son alrededor de 300 a 50 veces (para $\lambda\lambda$ 5876 y 7065, respectivamente) más brillantes que las LR del multiplete 1 del OII en regiones HII de baja metalicidad ($12+\log(\text{O}/\text{H})\approx 8.15$).

La limitación práctica de HELIO10 para determinar de manera precisa un valor de $t^2(\text{He}^+)$, es el número y S/N de las líneas de HeI: para una determinación con un error entre 0.030 y 0.040, se requieren al menos 8 líneas de HeI, de las cuales, 5 tengan una S/N mayor a 20; para una determinación con un error menor a 0.020 se requieren al menos 5 líneas de HeI con una S/N mayor a 35.

Bibliografía

- [1] Aller, L. H. 1942, *The Astrophysical Journal*, 95, 52
- [2] Alloin, D., Collin-Souffrin, S., Joly, M., & Vigroux, L. 1979, *Astronomy & Astrophysics*, 78, 200
- [3] Azimlu, M., Marciniak, R., & Barmby, P. 2011, *Astronomical Journal*, 142, 139
- [4] Bastin R. J. & Storey P. J. 2006, *International Astronomical Union Symposium 234*, “Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond”, editores Barlow, M. J. & Méndez, R. H., Cambridge: Cambridge University Press, 369
- [5] Benjamin, R. A., Skillman, E. D., & Smits, D. P. 1999, *The Astrophysical Journal*, 514, 307
- [6] Berkhuijsen, E. M. & Müller, P. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 490, 179
- [7] Binette, L., Ferruit, P., Steffen, W., & Raga, C. 2003, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 39, 55
- [8] Bordalo, V. & Telles, E. 2011, *The Astrophysical Journal*, 735, 52
- [9] Bresolin, F. 2007, *The Astrophysical Journal*, 656, 186
- [10] Buat, V., Boissier, S., Burgarella, D., Takeuchi, T. T., Le Floch, E., Marcellac, D., Huang, J., Nagashima, M., & Enoki, M. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 483, 107
- [11] Burbidge, E. M. & Burbidge, G. R. 1965, *The Astrophysical Journal*, 142, 634
- [12] Cantó, J. 1981, Khan, F. D. ed., “Herbig-Haro objects - Recent Observational and Theoretical Developments. Investigating the Universe”, *ASSL Vol. 91*, D. Reidel Publishing Co., Dordrecht, p. 95
- [13] Caplan, J., Ye, T., Deharveng, L., Turtle, A. J., & Kennicutt, R. C. 1996, *Astronomy & Astrophysics*, 307, 403
- [14] Carigi, L., Colín, P., & Peimbert, M. 2006, *The Astrophysical Journal*, 644, 924
- [15] Carigi, L. & Peimbert, M. 2011, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 47, 139
- [16] Carigi, L., Peimbert, M., Esteban, C., & García-Rojas, J. 2005, *The Astrophysical Journal*, 623, 213
- [17] Castellanos, M., Díaz, A., & Terlevich, E. 2002, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 329, 315
- [18] Chen, C.-H. R., Chu, Y.-H., Gruendl, R., Lai, S. P., & Wang, Q. D. 2002, *Astronomical Journal*, 123, 2462
- [19] Cox, A. “Allen’s Astrophysical Quantities”, Editorial Springer, cuarta edición, 2000, E.U.A.
- [20] De Lucia, G. 2009, *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 27, 242
- [21] Delgado, G. Viironen, K. Corradi, R. L. M., & Mampaso, A. 2005, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica (Serie de Conferencias)*, 24, 229
- [22] Denicoló, G., Terlevich, R., & Terlevich, E. 2002, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 330, 69
- [23] Díaz, A. I., Terlevich, E., Vílchez, J. M., & Pagel, B. E. J. 1991, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 235, 245
- [24] Díaz, A. I. & Pérez-Montero, E. 2000, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 312, 130
- [25] Dopita, M. A. & Evans, I. N. 1986, *The Astrophysical Journal*, 307, 431
- [26] Dors, O. L. & Copetti, M. V. F. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 437, 837

- [27] Edmunds, M. G. & Pagel, B. E. J. 1978, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 185, 77
- [28] Edmunds, M. G. & Pagel, B. E. J. 1984, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 211, 507
- [29] Ercolano, B. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 397, 69
- [30] Ercolano, B., Bastian, N., & Satińska, G. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 379, 945
- [31] Esteban, C., Bresolin, F., Peimbert, M., García-Rojas, J., Peimbert, A., & Mesa-Delgado, A. 2009, *The Astrophysical Journal*, 700, 654
- [32] Esteban, C., García-Rojas, J., Peimbert, M., Peimbert, A., Ruiz, M. T., Rodríguez, M., & Carigi, L. 2005 *The Astrophysical Journal*, 618, L95
- [33] Esteban, C., Peimbert, M., García-Rojas, J., Ruiz, M. T., Peimbert, A., & Rodríguez, M. 2004, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 355, 229
- [34] Esteban, C., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., & García-Rojas, J. 1999a, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 35, 85
- [35] Esteban, C., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., García-Rojas, J., & Rodríguez, M. 1999b, *The Astrophysical Journal Supplement*, 120, 113
- [36] Esteban, C., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., & Rodríguez, M. 2002, *The Astrophysical Journal*, 581, 241
- [37] Ferland, G. J., Korista, K. T., Verner, D. A., Ferguson, J. W., Kingdon, J. B., & Verner, E. M. 1998, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 110, 761
- [38] García-Rojas, J. & Esteban, C. 2007, *The Astrophysical Journal*, 670, 457
- [39] García-Rojas, J., Esteban, C., Peimbert, A., Rodríguez, M., Peimbert, M., & Ruiz, M. T. 2007, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 43, 3
- [40] García-Rojas, J., Esteban, C., Peimbert, M., Costado, M. T., Rodríguez, M., Peimbert, A., & Ruiz, M. T. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 368, 253
- [41] García-Rojas, J., Esteban, C., Peimbert, M., Peimbert, A., Rodríguez, M., & Ruiz, M.T. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 362, 301
- [42] García-Rojas, J., Esteban, C., Peimbert, M., Rodríguez, M., Ruiz, M.T., & Peimbert, A. 2004, *The Astrophysical Journal*, 153, 501
- [43] Garnett, D. R. 1989, *The Astrophysical Journal*, 345, 282
- [44] Gendeleev, L. & Krumholz, M. R. 2012, *The Astrophysical Journal*, 745, 158
- [45] Giammanco, C. & Beckman, J. E. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 437, L11
- [46] González-Delgado, R. M., Cerviño, M, Mathis, L. P., Leitherer, C. & Hauschildt, P. H. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 357, 945
- [47] González-Delgado, R. M., Leitherer, C., & Heckman, T. M. 1999, *The Astrophysical Journal Supplement*, 125, 489
- [48] Hamuy, M., Suntzeff, N. B., Heathcote, S. R., Walker, A. R., Gigoux, P., & Phillips, M. M. 1994, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 106, 566)
- [49] Hamuy, M., Walker, A. R., Suntzeff, N. B., Gigoux, P., Heathcote, S. R., & Phillips, M. M. 1992, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 104, 533
- [50] Heiles, C., Chu, Y.-H., & Troland, T. H. 1981, *The Astrophysical Journal*, 247, 77
- [51] Henry, R. B. C., Edmunds, M. G., & Köppen, J. 2000, *The Astrophysical Journal*, 541, 660
- [52] Izotov, Y. I. 2010, *International Astronomical Union Symposium*, 268, "Light Elements in the Universe", editores Charbonnel, C., Tosi, M., Primas, F. & Chiappini, C., Cambridge: Cambridge University Press, 107
- [53] Izotov, Y. I. & Thuan, T. X. 1999, *The Astrophysical Journal*, 511, 639
- [54] Izotov, Y. I., Thuan, T. X., & Lipovetsky, V. A. 1994, *The Astrophysical Journal*, 435, 647
- [55] Izotov, Y. I., Thuan, T. X., & Lipovetsky, V. A. 1997, *The Astrophysical Journal Supplement*, 108, 1

- [56] Jensen, E. B., Strom, K.M., & Strom, S. E. 1976, *The Astrophysical Journal*, 209, 749
- [57] Kennicutt, R. C., Bresolin, F., French, H., & Martin, P. 2000, *The Astrophysical Journal*, 537, 589
- [58] Kennicutt, R. C. & Garnett, D. R. 1996, *The Astrophysical Journal*, 546, 504
- [59] Kewley, L. J. & Dopita, M. A. 2002, *The Astrophysical Journal Supplement*, 142, 35
- [60] Kewley, L. J. & Ellison, S. 2008, *The Astrophysical Journal*, 681, 1183
- [61] Kewley, L. J., Geller, M. J., & Jansen, R. A. 2004, *Astronomical Journal*, 127, 2002
- [62] Lagos, P. & Muñoz-Tuñón, C. 2011, in *A Universe of Dwarf Galaxies*, eds. M. Koleva, Ph. Prugniel, and I. Vauglin, *EAS Publication Series*, 48, 165
- [63] Lagrois, D., Joncas, G., & Drissen, L. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 420, 228
- [64] Lara-López, M. A., Bongiovanni, A., Castañeda, H., Pérez García, A. M., Póvic, M., and Sánchez-Portal, M. 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 493, L5
- [65] Liu, X. -W. 2006, *International Astronomical Union Symposium 234, "Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond"*, editores M. J. Barlow & Méndez, R. H., Cambridge: Cambridge University Press, 219
- [66] Liu, X. -W., Luo, S. G., Barlow, M. J., Dazinger, I. J., & Storey, P. J. 2001b, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 327, 141
- [67] Liu, X. -W., Shapley, A. E., Coil, A. L., & Ma, C. -P. 2008, *The Astrophysical Journal*, 678, 758
- [68] López-Sánchez, A. R., Esteban, C., García-Rojas, J., Peimbert, M. & Rodríguez, M. 2007, *The Astrophysical Journal*, 656, 168
- [69] Liu, X.-W., Storey, P. J., Barlow, M. J., Danziger, I. J., Cohen, M., & Bryce, M. 2000, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 312, 585
- [70] Luridiana, V., García-Rojas, J., Aggarwal, K., Bautista, M., Bergemann, M., Delahaye, F., del Zanna, G., Ferland, G., Lind, K., Machado, A., Mendoza, C., Mesa-Delgado, A., Núñez-Díaz, M., Shaw, R. A., & Wesson, R. 2011, arXiv: 1110.1873
- [71] Luridiana, V., Peimbert, M., & Leitherer, C. 1999, *The Astrophysical Journal*, 527, 110
- [72] Maeder, A. 1990, *Astronomy & Astrophysics Supplement*, 84, 139
- [73] Magrini, L., Perinotto, M., Corradi, R. L. M., & Mampaso, A. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 400, 511
- [74] Magrini, L., Vílchez, J. M., Mampaso, A., Corradi, R. L. M., & Leisy, P. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 470, 865
- [75] Mallik, D. C. V. & Peimbert, M. 1988, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 16, 111
- [76] Mannucci, F., Cresci, G., Maiolino, R., Marconi, A., & Gnerucci, A. 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 408, 2115
- [77] Mathis, J. S. 1976, *The Astrophysical Journal*, 207, 442
- [78] McCall, M., Rybski, P., & Shields, G. 1985, *The Astrophysical Journal*, 57, 1
- [79] McGaugh, S. 1991, *The Astrophysical Journal*, 380, 140
- [80] McGaugh, S. 1994, *The Astrophysical Journal*, 426, 135
- [81] Morisset, C. 2004, *The Astrophysical Journal*, 601, 858, 863
- [82] Mouhcine, M., Lewis, I., Jhones, B., Lamareille, F., Maddox, S. J., & Contini, T. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 362, 1143
- [83] Moustakas, J. & Kennicutt, R. 2006, *The Astrophysical Journal*, 651, 155
- [84] Nagao, T., Maiolino, R., & Marconi, A. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 459, 85
- [85] O'Dell, C. R., Peimbert, M., & Peimbert, A. 2003, *Astronomical Journal*, 125, 2590
- [86] Oey, M. S., Dopita, M. A., Shields, J. C., & Smith, R. C. 2000, *The Astrophysical Journal*, 128, 511
- [87] Oey, M. S. & Shields, J. C. 2000, *The Astrophysical Journal*, 539, 687

- [88] Oke, J. B. 1990, *Astronomical Journal*, 99, 1621
- [89] Osterbrock, D. E. & Ferland, G. J. “Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei”, Editorial University Science Books, segunda edición, 2006, E.U.A.
- [90] Pagel, B. E. J., Edmunds, M. G., Blackwell, D. E., Chun, M. S. & Smith G. 1979, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 189, 95
- [91] Pagel, B. E. J., Edmunds, M. G., Fosbury, R. A. E., & Webster, B. L. 1978, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 184, 569
- [92] Papaderos, P., Guseva, N. G., Izotov, Y. I., & Fricke, K. J. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 491, 113
- [93] Peimbert, A. 2003, *The Astrophysical Journal*, 584, 735
- [94] Peimbert, A. & Peimbert, M. 2005, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica (Serie de Conferencias)*, 23, 9
- [95] Peimbert, A. & Peimbert, M. 2010, *The Astrophysical Journal*, 724, 791
- [96] Peimbert, A., Peimbert, M., & Luridiana, V. 2002, *The Astrophysical Journal*, 565, 668
- [97] Peimbert, A., Peimbert, M., & Ruiz, M. T. 2005, *The Astrophysical Journal*, 634, 1056
- [98] Peimbert, M. 1967, *The Astrophysical Journal*, 150, 825
- [99] Peimbert, M. 1968, *The Astrophysical Journal*, 154, 33
- [100] Peimbert, M. & Costero, R. 1969, *Boletín de los Observatorios de Tonantzintla y Tacubaya*, 5, 31
- [101] Peimbert, M. & Peimbert, A. 2011, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica (Serie de Conferencias)*, 39, 1
- [102] Peimbert, M., Peimbert, A., Carigi, L., & Luridiana, V. 2010, *International Astronomical Union Symposium* 268, “Light Elements in the Universe”, editores Charbonnel, C., Tosi, M., Primas, F. & Chiappini, C., Cambridge: Cambridge University Press, 91
- [103] Peimbert, M., Peimbert, A., Esteban, C., García-Rojas, J., Bresolin, F., Carigi, L., Ruiz, M.T., & López-Sánchez, A. R. 2007, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica (Serie de Conferencias)*, 29, 72
- [104] Peimbert, M., Peimbert, A., & Ruiz, M. T. 2000, *The Astrophysical Journal*, 541, 688
- [105] Peimbert, M., Peimbert, A., Ruiz, M. T., & Esteban, C. 2004, *The Astrophysical Journal*, 150, 431
- [106] Peimbert, M., Sarmiento, A., & Fierro, J. 1991, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 103, 815
- [107] Peimbert, M., Storey, P. J., & Torres-Peimbert, S. 1993, *The Astrophysical Journal*, 414, 626-631
- [108] Peimbert, M. & Torres-Peimbert, S. 1976, *The Astrophysical Journal*, 203, 581
- [109] Peña-Guerrero, M. A., Peimbert, A., Peimbert, M., & Ruiz, M. T. 2012, *The Astrophysical Journal*, 746, 115
- [110] Pérez-Montero, E. & Díaz, A. I. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 361, 1063
- [111] Pérez-Montero, E., García-Benito, R., Díaz, Á. I., Pérez, E., & Kehrig, C. 2008, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 396, 285
- [112] Pérez-Montero, E., Hägele, G. F., Conti, T., & Díaz, A. I. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 381, 125
- [113] Pettini, M. & Pagel, B. 2004, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 348, L59
- [114] Pilyugin, L. S. 2000, *Astronomy & Astrophysics*, 362, 325
- [115] Pilyugin, L. S. 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 369, 594
- [116] Pilyugin, L. S. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 397, 109
- [117] Pilyugin, L. S. & Thuan, T. Z. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 631, 231
- [118] Pilyugin, L. S., Thuan, T. X., & Vílchez, J. M. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 397, 487

- [119] Pilyugin, L. S., Thuan, T. X., & Vílchez, J. M. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 376, 353
- [120] Porter, R. L., Ferland, G. J., & MacAdam, K. B. 2007, *The Astrophysical Journal*, 657, 327
- [121] Romano, D. & Matteucci, F. 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 342, 185
- [122] Rubin, R. H. 1989, *The Astrophysical Journal Supplement*, 69, 897
- [123] Ruiz, M. T., Peimbert, A., Peimbert, M., & Esteban, C. 2003, *The Astrophysical Journal*, 595, 247
- [124] Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. "Radiative Processes in Astrophysics", Editorial Jhon Wiley & Sons, segunda edición, 1991, E.U.A.
- [125] Sabbadin, F. Minello, S., & Bianchini, A. 1977, *Astronomy & Astrophysics*, 60, 147
- [126] Searle, L. 1971, *The Astrophysical Journal*, 168, 327
- [127] Seaton, M. J. 1979, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 187, 73P
- [128] Shi, F., Zhao, G. & Liang, Y. C. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 475, 409
- [129] Shields, G. A. & Searle, L. 1978, *The Astrophysical Journal*, 222, 821
- [130] Shields, G. A. & Tinsley, B. M. 1976, *The Astrophysical Journal*, 203, 66
- [131] Skillman, E. D. 1989. *The Astrophysical Journal*, 346, 883
- [132] Stasińska, G. 1978, *Astronomy & Astrophysics*, 66, 257
- [133] Stasińska, G. 1990, *Astronomy & Astrophysics Supplement*, 83 501
- [134] Stasińska, G. 2000, *New Astronomy Reviews*, 44, 275
- [135] Stasińska, G. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 454, L127
- [136] Stasińska, G. & Szczerba, R. 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 379, 1024
- [137] Storchi-Bergmann, T., Calzetti, D., & Kinney, A., L. 1994, *The Astrophysical Journal*, 429, 572
- [138] Storey, P. J. & Hummer, D. G. 1995, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 272, 41
- [139] Strömgren, B. 1939, *The Astrophysical Journal*, 89, 526
- [140] Talbot, R. J. & Arnett, W. D. 1974, *The Astrophysical Journal*, 190, 605
- [141] Tenorio-Tagle, G. 1996, *Astronomical Journal*, 111, 4, 1641
- [142] Terlevich, R. & Melnick, J. 1981, 195, 839
- [143] Thompson, D. J. & Djorgovski, S. 1991, *The Astrophysical Journal*, 371, 55
- [144] Thuan, T. X., Pilyugin, L., S., & Zinchenko, I. A. 2010, *The Astrophysical Journal*, 712, 1029
- [145] Torres-Peimbert, S. & Peimbert, M. 2003, *International Astronomical Union Symposium 209*, "Planetary Nebulae: Their Evolution and Role in the Universe", editores Kwok, S., Dopita, M., & Sutherland, R., E. U. A.: *Astronomical Society of the Pacific*, 363
- [146] Torres-Peimbert, S., Peimbert, M., & Fierro, J. 1989, *The Astrophysical Journal*, 345, 186
- [147] Tremonti, C. A., Heckman, T. M., Kauffmann, G., Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., Seibert, M., Peng, E. W., Schlegel, D. J., Uomoto, A., Fukugita, M., & Brinkmann, J. 2004, *The Astrophysical Journal*, 613, 898
- [148] Tsamis, Y. G., Barlow, M. J., Liu, X. -W., Danziger, I. J., & Storey, P. J. 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 338, 687
- [149] Tsamis, Y. G. & Péquignot, D. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 364, 687
- [150] Van Zee, L., Salzer, J. J., Haynes, M. P., O'Donoghue, A. A., & Balonek, T. J. 1998, *The Astrophysical Journal*, 116, 2805
- [151] Viironen, K., Delgado-Inglada, G., Mampaso, A., Magrini, L., & Corradi, R. L. M. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 381, 1719

- [152] Vila Costas, M. B. & Edmunds M. G. 1992, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 259, 121
- [153] Vila Costas, M. B. & Edmunds M. G. 1993, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 265, 199
- [154] Vilchez, J. M. & Esteban, C. 1996, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 289, 720
- [155] Vilchez, J. M., Pagel, B. E. J., Diaz, A. I., Terlevich, E., & Edmunds, M. G. 1988, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 235, 633
- [156] Westerlund, B. E. 1990, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 2, 29
- [157] Yin, S. Y., Liang, Y. C., Hammer, F., et al. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 462, 535
- [158] Zaritsky, D., Kennicutt, R. C., Jr. & Huchra, J. P. 1994, *The Astrophysical Journal*, 420, 87
- [159] Zhang, Y., Ercolano, B., & Liu, X.-W. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 464, 631