



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

POSGRADO EN ASTROFÍSICA

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

ASTROFÍSICA OBSERVACIONAL

CONSECUENCIAS DE LAS INHOMOGENEIDADES QUÍMICAS Y TÉRMICAS
EN NEBULOSAS PLANETARIAS. EL CASO DE M 2-36.

TESIS

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

PRESENTA

JOSÉ NORBERTO ESPÍRITU CONTRERAS

TUTOR

DR. ANTONIO PEIMBERT TORRES
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX., FEBRERO 2024



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.

Agradecimientos

Quiero agradecer a mi asesor de tesis, el Dr. Antonio Peimbert Torres, por ser un gran guía en todo momento, por su invaluable aportación para adentrarme en el camino de la investigación y porque aún en tiempos difíciles encontramos la manera de trabajar exitosamente.

A Bárbara Pichardo.

A mis sinodales, los Doctores Miriam Peña, Jorge García Rojas, Mónica Rodríguez, Michael Richer y Anabel Arrieta, por su apoyo en la revisión de esta tesis.

A mi comité tutorial, en particular a la Dra. Gloria Delgado Inglada, por sus atinados comentarios y observaciones, tanto académicos como personales. Agradezco profundamente haberme considerado en sus proyectos de divulgación científica, y la beca que me permitió concluir este trabajo.

Agradezco al Instituto de Astronomía UNAM por darme todos los recursos académicos para desarrollar esta tesis.

El trabajo de esta tesis fue posible gracias al apoyo del Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT), mediante una beca (464709) para mis estudios de Doctorado.

Agradezco el apoyo brindado por el Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) IG 100319 e IN 103820 de la UNAM.

Resumen

El estudio de regiones fotoionizadas (nebulosas planetarias y regiones H II) en el medio interestelar es de suma importancia para entender el comportamiento de la materia en condiciones de baja densidad en un medio bañado por radiación.

Las nebulosas planetarias son el resultado de la evolución de estrellas de masa baja e intermedia que han llegado al final de su vida. La determinación de abundancias químicas en estos objetos es trascendental para entender los procesos de nucleosíntesis y evolución estelar, así como para entender la evolución química de la Galaxia.

Los estudios observacionales de nebulosas planetarias han permitido determinar su composición química gracias a cálculos de abundancias cada vez más precisos, apoyados en instrumentos de última generación y datos atómicos cada vez más robustos. No obstante, varios problemas abiertos prevalecen en este campo de estudio, siendo uno de los más importantes el de la discrepancia de abundancias químicas obtenidas con líneas de recombinación de elementos pesados y líneas de excitación colisional.

Existen distintos escenarios propuestos para explicar el problema de la discrepancia de abundancias, como la presencia de inhomogeneidades, ya sea en temperatura, densidad, o composición química. Estudios recientes han mostrado el valor de contar con datos de la resolución más alta posible (espectral y/o espacial) pues estos, además de permitir un cálculo preciso de las abundancias químicas, también brindan la posibilidad de determinar parámetros físicos como la temperatura y densidad electrónicas por medio de líneas de recombinación de elementos pesados.

En esta tesis he trabajado con datos inéditos de la nebulosa planetaria M 2-36, tomados con el Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph (UVES), del Very Large Telescope (VLT), llevando a cabo un análisis desde el proceso de reducción de datos hasta la determinación de abundancias químicas. Gracias a la profundidad de las observaciones se identificaron más de 400 líneas de emisión; a partir de las mismas fue posible estimar la temperatura y densidad electrónicas de este objeto mediante una variedad de diagnósticos: cocientes de líneas de excitación colisional, de líneas de recombinación, y la discontinuidad de Balmer de H^+ . Se calcularon las abundancias iónicas de una variedad de especies de elementos pesados con líneas de excitación colisional, incluyendo Kr^{3+} y Xe^{3+} , producidos por el proceso-s (captura de neutrones lenta). La alta resolución espectral permitió resolver completamente el multiplete V1 de O II,

sin contaminación de otras líneas, y obtener un nuevo valor para el ADF de oxígeno ($\text{ADF}(\text{O}^{++}) = 6.76 \pm 0.50$) con barras de error reducidas. Asimismo, se obtuvieron las abundancias de He, C, N, O, Ne, S, Cl, Ar, Kr, y Xe.

Debido a que el origen del ADF se ha relacionado a la presencia de inhomogeneidades en nebulosas planetarias, se discute el impacto de las mismas, que pueden ser químicas, térmicas o de densidad. En particular, se encuentra que la relación $T_e([\text{O III}]) \geq T_e(\text{H I}) \geq T_e(\text{He I}) \geq T_e(\text{O II})$, que ha sido verificada en más de 50 nebulosas planetarias, no es válida en M 2-36. Apliqué el formalismo de t^2 de Peimbert (1967) con el fin de estimar el impacto de las inhomogeneidades de temperatura. Gracias a estas determinaciones y al cálculo de condiciones físicas y abundancias químicas concluyo que M 2-36 es una nebulosa planetaria químicamente inhomogénea, debido a que los valores de t^2 obtenidos a partir de He^+ , O^{++} , y la discontinuidad de Balmer de H^+ , son irreconciliables, al igual que las temperaturas de $[\text{O III}]$, H I , He I y O II .

Para profundizar en la estructura de M 2-36, construí modelos de fotoionización ad hoc utilizando el código CLOUDY, consistentes en dos o tres fases con diferentes características físicas y químicas. La salida de los modelos se contrastó con las observaciones, tomando como referencia cocientes de líneas sensibles a la temperatura y densidad, incluyendo aquellos de líneas de recombinación de He I y O II , además de la emisión de líneas más brillantes. Los modelos de tres fases reproducen satisfactoriamente la emisión de M 2-36, a diferencia de los modelos de dos fases, lo que es una consecuencia de que en este objeto no se cumpla la relación de temperaturas mencionada anteriormente.

Los resultados nos llevan a concluir que M 2-36, además de ser químicamente inhomogénea, es consistente con una estructura de tres (o más fases) que contribuyen a la emisión del gas y al ADF. Esto demuestra el valor de analizar objetos de ADF conocido con la resolución más alta posible, y de considerar un amplio rango de diagnósticos de temperatura y densidad, que incluya cocientes de líneas de recombinación de elementos pesados.

Índice general

Índice de figuras	IX
Índice de tablas	XI
1. Introducción	1
1.1. Las nebulosas planetarias	1
1.2. Características físicas	2
1.3. Formación de una nebulosa planetaria	3
1.3.1. Nucleosíntesis y mezclado de elementos	5
1.4. Estudios de abundancias químicas en NPs	6
1.4.1. Observaciones	6
1.4.2. El método directo de cálculo de abundancias	6
1.4.3. El problema de la discrepancia de abundancias	9
1.5. Modelos de fotoionización	10
2. Marco teórico	13
2.1. Equilibrio de fotoionización-recombinación	13
2.2. Equilibrio Térmico	14
2.3. Determinaciones de temperatura	16
2.4. Densidad electrónica	18
2.5. Composición química de una nebulosa	21
2.6. El problema de la discrepancia de abundancias	23
2.7. Posibles mecanismos responsables del ADF	23
2.7.1. Inhomogeneidades de temperatura	23
2.7.1.1. Formalismo de t^2	24
2.7.1.2. Determinación de abundancias usando t^2	27
2.7.2. Inhomogeneidades químicas	29
2.7.3. Otros posibles escenarios responsables del ADF.	30
2.8. Modelos numéricos de fotoionización (el código Cloudy)	32
3. Nebulosa Planetaria M 2-36	35
3.1. Contexto y estudios previos	35
3.2. Observaciones	37

3.2.1. Espectro de UVES.	37
3.3. Identificación de líneas y medición de flujo	41
3.4. Corrección por enrojecimiento	43
3.5. Condiciones físicas	44
3.6. Composición química	50
3.6.1. Abundancias totales	50
3.6.2. Factor de Discrepancia de Abundancias (ADF)	51
3.7. Inhomogeneidades	51
3.7.1. Inhomogeneidades químicas	52
3.7.2. ¿Es M 2-36 una nebulosa planetaria químicamente inhomogénea?	53
3.8. Modelos de fotoionización	54
4. Artículo: Physical conditions and chemical abundances in PN M 2-36. Results from deep echelle observations	61
5. Conclusiones	83
5.1. Trabajo futuro	84
A. Espectros	87
Bibliografía	93

Índice de figuras

1.1. Diagrama Hertzsprung-Russell que muestra la evolución aproximada de una estrella de baja masa. Las principales fases de la evolución estelar se indican junto con los procesos de mezclado principales (en rectángulos). Los tipos espectrales se indican en la parte superior. Imagen tomada de Bernard Salas (2003).	4
2.1. Diagrama grotriano para O ⁺⁺ . Hecho con PYNEB (Luridiana <i>et al.</i> , 2015).	17
2.2. Comportamiento de [O III] $I(\lambda 4363)/I(\lambda 5007)$ como función de la temperatura electrónica para un rango de densidades electrónicas de 100–100000 cm ⁻³ . Figura elaborada con PYNEB (Luridiana <i>et al.</i> , 2015). Los datos atómicos utilizados pueden consultarse en la Tabla 4 del artículo de investigación (Capítulo 4 de esta tesis).	19
2.3. Comportamiento del cociente de [O II] $\lambda 3726/\lambda 3729$ como función de la densidad electrónica, para distintas temperaturas electrónicas, T_e . Figura elaborada con PYNEB (Luridiana <i>et al.</i> , 2015). Los datos atómicos utilizados pueden consultarse en la Tabla 4 del artículo de investigación (Capítulo 4 de esta tesis).	20
2.4. ADFs reportados en la literatura para regiones H II y nebulosas planetarias. Tomada de https://www.nebulousresearch.org/adfs/	24
3.1. M2-36 vista por el campo de visión de UVES. Se muestra la posición de la rendija, cuyas dimensiones son 2×10 segundos de arco ²	38
3.2. Archivos utilizados para la reducción de datos, de izquierda a derecha: UV de M2-36; espectro UV de estrella estándar; flat; y lámpara de ThAr para calibración en longitud de onda.	39
3.3. Ajustando un polinomio para normalizar los espectros con <code>apnorm</code>	40
3.4. Calibración en flujo de los espectros tomando como referencia dos estrellas estándar.	41
3.5. Calibración en longitud de onda a partir de los atlas de lámparas de ThAr de ESO. Rutina <code>ecidentify</code> de IRAF.	42
3.6. Zona del espectro alrededor del multiplete V1 de O II.	43
3.7. Dependencia de He I $I(\lambda 7281)/I(\lambda 6678)$ con T_e . En rojo se muestra M 2-36. Tomada de Zhang <i>et al.</i> (2005).	48

ÍNDICE DE FIGURAS

3.8. Comportamiento de las líneas del multiplete V1 de O II como función de n_e . Las observaciones de esta tesis corresponden a los símbolos de color verde; el resto está basada en una muestra de regiones H II. Tomada de Storey <i>et al.</i> (2017)	49
3.9. Características de las fases consideradas en los modelos de fotoionización.	55
3.10. Comportamiento de He II $\lambda 4686$ como función de la temperatura efectiva de la estrella central de una nebulosa planetaria. Tomada de Gurzadian (1988)	56
3.11. Salida de los dos mejores modelos de dos fases (modelo 1 y 2), y del mejor modelo de tres fases (modelo 3), comparadas con las observaciones.	58
A.1. Espectro de M 2-36 en el rango UV. Se muestra el decremento de Balmer en $\lambda \approx 3646$	87
A.2. Espectro de M 2-36. Zona de H γ ($\lambda \approx 4340$).	88
A.3. Zona del espectro de M 2-36 donde se muestra H β ($\lambda \approx 4861$).	88
A.4. Zona del espectro de M 2-36 donde se muestran [O III] $\lambda 4959$ y $\lambda 5007$	89
A.5. Zona del espectro de M 2-36 donde se muestra H α ($\lambda \approx 6563$).	89
A.6. Zona del espectro de M 2-36 donde se muestra el decremento de Paschen ($\lambda \approx 8204$).	90
A.7. Zona del espectro de M 2-36 en el cercano infrarrojo. Hacia el final pueden observarse líneas de absorción telúricas (debidas a la atmósfera terrestre).	90
A.8. Zona del espectro de M 2-36 en el cercano infrarrojo. En el centro de la imagen pueden observarse líneas de absorción telúricas (debidas a la atmósfera terrestre).	91

Índice de tablas

3.1. Configuraciones de <i>cross dispersers</i> (CD) y dicroicos (DICH), empleados para obtener cada región del espectro.	38
3.2. Estrellas estándar utilizadas para la calibración en flujo.	41
3.3. Líneas de H I que se usaron para determinar la corrección por enrojecimiento, con $C(H\beta)=0.33 \pm 0.01$ y $R_V = 2.75$, utilizando la ley de Cardelli <i>et al.</i> (1989)	44
3.4. Valores de t^2 obtenidos con diferentes métodos.	52

1.51.5

Introducción

1.1. Las nebulosas planetarias

Las nebulosas planetarias son nebulosas de emisión, nubes de gas y polvo, y son uno de los componentes del medio interestelar. La segunda parte de su nombre, sin embargo, es ajena a su naturaleza física.

El astrónomo francés Charles Messier tiene el crédito de ser el primer científico en observar una nebulosa planetaria, misma que clasificaría como el objeto 27 de su catálogo: Messier 27 (Kwok, 2000), hoy en día también conocida como NGC 6853, o la Nebulosa de la Mancuerna, en la constelación de Vulpecula. A pesar del descubrimiento, Messier no reconocería la naturaleza física de este tipo de objetos.

William Herschel describiría a una de ellas como *una nebulosa curiosa, no sé de qué otra forma llamarla, con una forma ovalada casi circular [...] su brillo no cambia con los aumentos, como si fuera de naturaleza planetaria, pero del tipo estelar*; más tarde, él mismo utilizaría el término *nebulosa planetaria* en una carta a Jerome Lalande escrita en 1785 (Hoskin, 2014), y desde entonces ese nombre ha permanecido, confundiendo a profesionales y aficionados de la astronomía.

La naturaleza física de las nebulosas planetarias se comprendería hasta mediados del siglo XIX, cuando el desarrollo de la espectroscopía astronómica hizo posible identificar líneas de emisión de elementos pesados en sus espectros, incluyendo el descubrimiento de la línea de 5007 Å de [O III], la cual se propuso que tendría su origen en la emisión de un elemento previamente desconocido, el famoso 'nebulio' (Huggins y Miller, 1864), aunque más tarde quedaría claro que era oxígeno en condiciones muy particulares.

En el siglo XX, el desarrollo de la teoría cuántica permitió estudiar a mayor profundidad los espectros de emisión de las nebulosas planetarias, revelando que su naturaleza consiste en un gas caliente con densidades extremadamente bajas (Bowen, 1927). Estas condiciones, imposibles de recrear en los laboratorios terrestres, son responsables de la peculiar emisión de estos objetos.

1.2. Características físicas

Una nebulosa planetaria consiste en una envoltura de gas ionizado y polvo interestelar, que ha sido expulsada en el pasado reciente por su estrella central. Típicamente se encuentran aisladas, y suelen presentar cierto grado de simetría. La envoltura ha sido expulsada debido a fenómenos de pérdida de masa de su estrella progenitora, ocurridos durante las etapas tardías de evolución que involucran vientos estelares y pulsaciones.

Las características generales sobre los procesos físicos y químicos que tienen lugar en las nebulosas planetarias pueden consultarse en libros como [Kwok \(2000\)](#), y [Osterbrock y Ferland \(2006\)](#) (capítulos 2 y 10).

Las estrellas centrales de las nebulosas planetarias son estrellas viejas, que han abandonado la secuencia principal bastante tiempo atrás; su temperatura superficial típica es del orden de $T_* \approx 5 \times 10^4$ K, aunque pueden alcanzar el doble o el triple de esta cifra ([Weidmann et al., 2020](#)), lo que las hace más calientes que las estrellas de tipo O. La envoltura de gas se expande rápidamente a velocidades que superan varias veces la velocidad del sonido ($\sim 12 \text{ km s}^{-1}$); su radio se ubica entre 0.05 y 0.5 pc. Debido a la expansión, su densidad y brillo disminuyen paulatinamente, por lo que su tiempo de vida es relativamente corto en la escala cósmica, siendo del orden de 10^4 años.

Debido a su alta temperatura superficial, las estrellas centrales de NPs emiten fotones ultravioleta (UV) que ionizan el gas circundante, por lo que se clasifican como *regiones fotoionizadas*, al igual que las regiones H II, con las que comparten algunas características espectrales. Los fotones emitidos por la estrella con energías superiores a 13.6 eV son capaces de ionizar el átomo de hidrógeno (que en estado neutro posee solo un electrón). El átomo de helio posee dos electrones en estado neutro, requiriendo 24.6 eV para llevarlo al primer estado de ionización, y 56.4 eV para ionizarlo completamente. Asimismo, las estrellas centrales de nebulosas planetarias evolucionan inicialmente hacia temperaturas efectivas altas, y posteriormente hacia temperaturas bajas. De esta manera, en las nebulosas planetarias podemos encontrar volúmenes de gas de mayor o menor grado de ionización, que en algunos casos pueden ser similares a los de regiones H II.

Un rasgo distintivo de las regiones fotoionizadas son las líneas de excitación colisional de elementos pesados. En las nebulosas planetarias las líneas de excitación colisional de iones de alto grado de ionización (p. ej. [O III]) habitualmente son más intensas que en regiones H II. Al contener estrellas centrales más calientes que las de tipo O, las NPs también pueden presentar un grado de ionización mayor al de regiones H II, incluyendo cantidades considerables de helio dos veces ionizado (He^{++}). Consecuentemente, los espectros de nebulosas planetarias pueden presentar líneas de recombinación de H II, además de líneas de H I y He I.

La densidad de una nebulosa planetaria suele estar en el rango de $10^2 \text{ cm}^{-3} - 10^4 \text{ cm}^{-3}$, mientras que la masa del gas ionizado se ubica entre $0.1 M_\odot$ y $1.0 M_\odot$. Su temperatura electrónica se encuentra en el intervalo de $5\,000 - 20\,000$ K ([Osterbrock y Ferland, 2006](#)).

1.3. Formación de una nebulosa planetaria

Una nebulosa planetaria es el resultado del final de la vida de una estrella de entre 0.8 y $8 M_{\odot}$ que ha expulsado sus capas más externas al medio interestelar. Las estrellas con masas mayores a $8 M_{\odot}$ forman núcleos con masas que superan el límite de Chandrasekhar, terminando su vida como supernovas, estrellas de neutrones o agujeros negros (en el caso de las estrellas más masivas), mientras que aquellas con masas menores a $0.8 M_{\odot}$ tardan más de 13.6 Giga años en evolucionar, por lo que ninguna se ha convertido en NP. El lector puede encontrar una discusión detallada sobre el origen de las nebulosas planetarias en [Osterbrock y Ferland \(2006\)](#), capítulo 6; [Karakas y Lattanzio \(2014\)](#) y [Kwitter y Henry \(2022\)](#).

En la Figura 1.1 se muestra la evolución de una estrella de baja masa en el diagrama Hertzsprung-Russell (HR), el cual presenta la relación entre la luminosidad de las estrellas contra sus temperaturas efectivas, siendo una herramienta útil para visualizar la evolución de las estrellas.

Las estrellas pasan la mayor parte de su vida en la etapa de secuencia principal (MS), quemando hidrógeno en su núcleo, produciendo helio; una estrella como el Sol puede permanecer durante 10 000 millones de años en esta fase. Cuando el hidrógeno en el núcleo se agota, el núcleo de helio se contrae y, para estrellas con masas inferiores a $2.5 M_{\odot}$, se convierte en materia degenerada, por lo que la temperatura continúa aumentando sin incrementar su volumen. El hidrógeno comienza a fusionarse en una capa alrededor del núcleo y la estrella se desplaza a la Rama de las Gigantes Rojas (RGB), siendo una zona de menor temperatura efectiva, pero de mayor luminosidad debido a que el radio de la estrella es mayor. La temperatura en el núcleo continúa aumentando hasta que comienza el quemado de helio, colocando a la estrella en la Rama Horizontal (HB). En estrellas con masas menores a $2.5 M_{\odot}$, puede producirse un *flash de helio*, en el que este elemento se quema intensamente durante un periodo muy corto (de unos cuantos minutos). El resultado del quemado de helio es la producción de carbono y oxígeno que se depositan en el núcleo. Cuando el helio se agota en el núcleo la estrella pasa a la Rama Asintótica de las Gigantes (AGB). Esta fase se caracteriza porque el quemado de los elementos ocurre en dos capas: una de helio alrededor del núcleo, y una de hidrógeno más externa. Durante la fase AGB la estrella es inestable a pulsaciones y comienza a perder masa por medio de vientos estelares lentos.

En esta etapa la estrella también produce cantidades significativas de polvo (partículas sólidas) en su atmósfera. Dicho polvo es detectable en espectros infrarrojos de estrellas AGB y NP. [Cohen y Barlow \(1974, 1980\)](#) reportaron esta emisión de polvo a una longitud de onda de $2 - 20 \mu\text{m}$ en más de cien nebulosas planetarias galácticas. Para una discusión más amplia sobre polvo en NP y estrellas evolucionadas, véase [Kwok \(2000\)](#), capítulo 6; y [Whittet \(2003\)](#), capítulo 7.

Eventualmente, como parte de un proceso que no es bien entendido, la estrella experimenta una pérdida de masa mucho más severa (acompañada de vientos de mayor velocidad), lo que resulta en la eyección de la mayor parte de la envoltura de la estrella. Como consecuencia de la pérdida de masa las partes centrales de la estrella

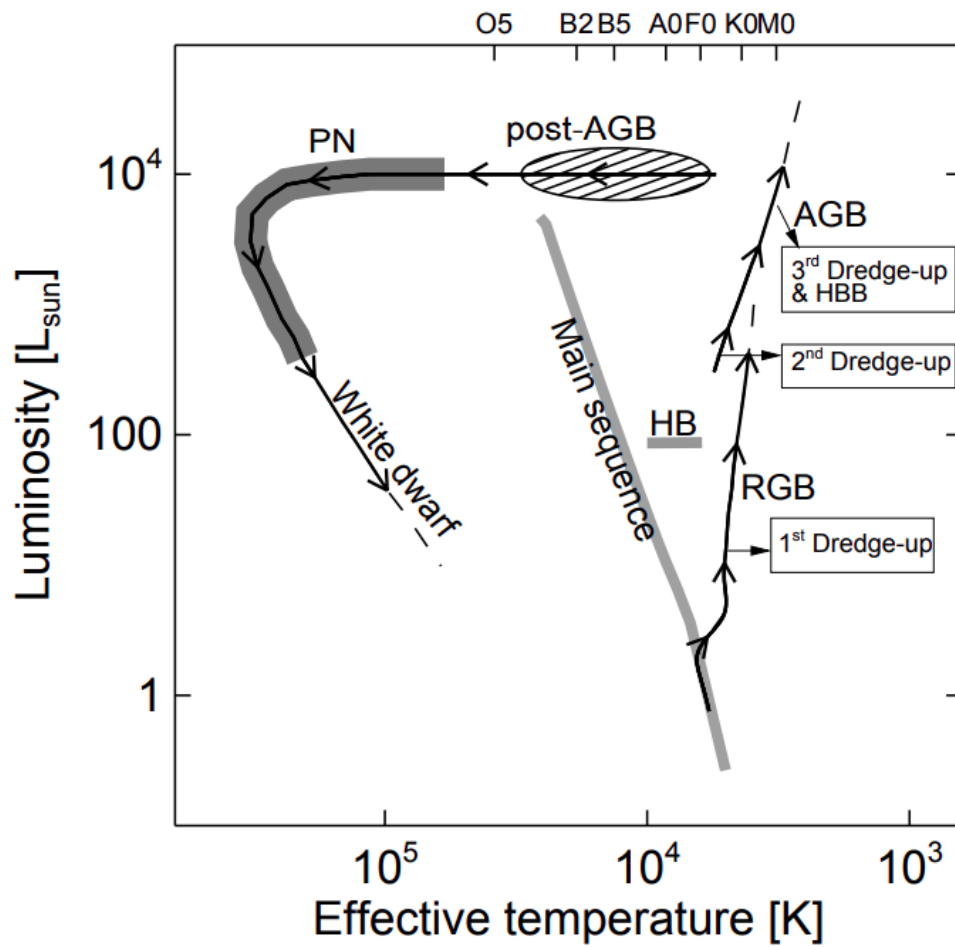


Figura 1.1: Diagrama Hertzsprung-Russell que muestra la evolución aproximada de una estrella de baja masa. Las principales fases de la evolución estelar se indican junto con los procesos de mezclado principales (en rectángulos). Los tipos espectrales se indican en la parte superior. Imagen tomada de [Bernard Salas \(2003\)](#).

quedan expuestas, y su emisión de fotones UV ioniza al material circundante que ahora forma parte del medio interestelar. El proceso de evolución estelar ha dado origen a una nebulosa planetaria.

Las estrellas con masas de $2.5-7 M_{\odot}$ no experimentan flash de helio; en su interior este elemento se quema de forma gradual. Estas estrellas pasan a la fase de gigante roja tras dejar la secuencia principal. Una vez que han agotado el helio en su núcleo, pasan a la rama asintótica de las gigantes, que a su vez es más breve, para convertirse posteriormente en nebulosas planetarias. El proceso de evolución estelar hará que terminen su vida como estrellas enanas blancas con núcleo de C-O.

En el caso de las estrellas con masas superiores a $7 M_{\odot}$, el carbono puede quemarse en una capa superior al núcleo en condiciones de degeneración. Estas estrellas experimentan pulsos térmicos en lo que se conoce como la fase "súper AGB" (véase, por ejemplo [Karakas y Lattanzio, 2014](#)). Dependiendo de la masa del núcleo y de la pérdida de masa en sus capas exteriores, pueden terminar su proceso evolutivo como NPs y posteriormente enanas blancas con núcleo de O-Ne; por otro lado, si su núcleo supera la masa de Chandrasekhar ($1.4 M_{\odot}$), su evolución puede culminar en una supernova.

Las estrellas con masas superiores a $10 M_{\odot}$ experimentan un proceso de evolución estelar completamente distinto al de las anteriores, culminando en supernovas de colapso nuclear, o estrellas de neutrones.

Tras alcanzar la etapa de NP, las reacciones nucleares en la estrella central se detienen eventualmente, y esta comienza un lento proceso de enfriamiento. La NP permanece durante unos cuantos miles o decenas de miles de años, a la vez que la estrella central continúa su enfriamiento. Eventualmente el gas y el polvo de la NP se mezclan con el resto del medio interestelar, y pasarán a formar parte de nuevas generaciones de estrellas. El remanente estelar, convertido en una enana blanca, continuará enfriándose durante miles de millones de años.

1.3.1. Nucleosíntesis y mezclado de elementos

Las estrellas que dan origen a las nebulosas planetarias pueden quemar hidrógeno en su núcleo mediante la cadena protón-protón (pp) o mediante el ciclo CNO. El primer mecanismo es dominante en estrellas con masas inferiores a $2 M_{\odot}$, mientras que el segundo domina en el caso de estrellas de masa superior. En ambos casos el resultado es la conversión de hidrógeno en helio. El quemado de helio ocurre mediante el proceso triple alfa, produciendo ^{12}C . El ^{12}C y ^4He pueden fusionarse para producir ^{16}O . Véase [Kwitter y Henry \(2012\)](#) y [Karakas y Lattanzio \(2014\)](#).

Algunos de los elementos producidos en el interior de la estrella durante las etapas de secuencia principal, RGB y AGB son transportados a la superficie de la estrella, y eventualmente a la envoltura de la nebulosa planetaria, enriqueciendo el Medio Interestelar de la Galaxia. Estos elementos son transportados a la superficie de la estrella por medio de fenómenos de convección llamados dragados. El primer dragado ocurre en todas las estrellas de la rama de las gigantes rojas luego del agotamiento de H en el núcleo. La convección se extiende al interior de la estrella y transporta el material

producido por el quemado de hidrógeno a la superficie; el primer dragado puede incrementar la abundancia de ^{14}N y reducir el cociente de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ en la superficie de la estrella. El segundo dragado ocurre únicamente en estrellas con masas superiores a 3 ó 4 M_{\odot} al comienzo de la etapa AGB y resulta en un incremento en la abundancia de ^4He y ^{14}N en la superficie de la estrella, a expensas del ^{12}C y ^{16}O . El tercer dragado tiene lugar durante la fase AGB: la capa de helio se vuelve térmicamente inestable y eventualmente libera enormes cantidades de energía; este proceso produce una zona de convección y transporta He, y C, también se transportan a la superficie elementos producidos en la zona entre las capas de H y He, producidos por el mecanismo de captura lenta de neutrones (Xe, Kr, Se, Ti, Rb). Una vez que los elementos han sido depositados en la superficie por causa de los dragados, los vientos estelares producidos durante la fase AGB expulsan los elementos al medio interestelar.

1.4. Estudios de abundancias químicas en NPs

1.4.1. Observaciones

Durante décadas, los análisis espectroscópicos de NPs con telescopios en el rango visible del espectro han sido el pilar para la determinación de abundancias químicas en estos objetos. La luz proveniente de las nebulosas puede estudiarse con un espectrógrafo de rendija larga de dispersión media, como el Boller & Chivens del telescopio de 2.1 m en San Pedro Mártir (México), FORS 2 en el Very Large Telescope (Chile), u OSIRIS en el Gran Telescopio de Canarias (España); o bien con un echelle de alta dispersión, como UVES en el VLT, al que se recurrió en este trabajo. Los espectros unidimensionales resultantes de estos instrumentos han permitido determinar abundancias en cientos de NP Galácticas.

En la última década también ha sido posible el mapeo bidimensional de NP gracias al surgimiento de la Espectroscopía de Campo Integral, en la que cada pixel proporciona un espectro, en vez de un solo valor de intensidad. Estudios de este tipo han tenido éxito en revelar estructuras de ionización dentro de las nebulosas (Ali *et al.*, 2016; Walsh y Monreal-Ibero, 2020; García-Rojas *et al.*, 2022).

1.4.2. El método directo de cálculo de abundancias

Las abundancias químicas de las nebulosas planetarias son una consecuencia de la composición química del medio interestelar en el que se formaron y de los productos de la nucleosíntesis estelar durante la evolución de la estrella progenitora.

Algunos elementos, como helio (He), carbono (C) y nitrógeno (N) incrementan su abundancia debido a la evolución estelar; por otro lado, elementos más pesados, como los producidos por el quemado de oxígeno no son sintetizados en estrellas de masa baja-intermedia. A partir de estudios de NPs se ha calculado que las estrellas de masa intermedia son responsables de la mayoría del nitrógeno, la mitad del carbono

y una fracción no despreciable del oxígeno y el helio presente en el universo (Karakas y Lattanzio, 2014). Por ello, el estudio de He, C y N en NPs es de gran interés para el desarrollo de modelos de evolución estelar; asimismo, las abundancias de O, Ne, Ar, S y otros elementos pesados permiten trazar la metalicidad de la región en la que se formaron las estrellas, propiciando estudios de gradientes de metalicidad en la Galaxia (Stanghellini y Haywood, 2010), y en otras galaxias (Magrini *et al.*, 2016; Peña y Flores-Durán, 2019). Como consecuencia, la determinación precisa de las abundancias químicas de NPs es una herramienta poderosa para entender la evolución estelar, pero también la evolución química de las galaxias.

La determinación de abundancias químicas en NPs presenta algunas ventajas sobre las determinaciones en fotosferas de estrellas evolucionadas. Debido a la presencia de fuertes líneas de emisión, las abundancias de He, Ne, Ar y S pueden determinarse directamente, mientras que en el espectro de una estrella en la fase AGB son más difíciles de detectar. De la misma manera, existen elementos producidos por el mecanismo de captura lenta de neutrones, conocido como proceso-s, en el interior de estrellas de masa intermedia, tales como bromo (Br), kriptón (Kr), xenón (Xe), y selenio (Se); los iones de estos elementos producen líneas de emisión débiles, aunque en años recientes ha sido posible detectar una amplia cantidad de ellas gracias al desarrollo de grandes telescopios, equipados con espectrógrafos de alta resolución; también ha sido posible calcular sus abundancias gracias a datos atómicos robustos y nuevos factores de corrección por ionización (ICFs) (véase Sterling, 2020).

En los espectros de nebulosas planetarias se encuentran líneas de emisión de iones de elementos pesados, de las cuales muchas se presentan en el rango ultravioleta, visible e infrarrojo. Estas líneas son sensibles a la temperatura y densidad electrónicas, por lo que se utilizan cocientes de líneas para estimar estas condiciones físicas. Las abundancias entonces pueden obtenerse resolviendo las ecuaciones de equilibrio estadístico, para lo cual se requiere conocimiento de los datos atómicos de cada elemento, incluyendo tasas de recombinación para las líneas permitidas (como en el caso de H^+ y He^+), y los valores de los coeficientes de Einstein de emisión espontánea para las líneas de excitación colisional. Tradicionalmente las abundancias químicas se reportan relativas al hidrógeno en unidades de $12 + \log(X/H)$.

Para la mayor parte de los elementos solo se pueden observar una fracción de los iones presentes en las nebulosas, por esto para obtener la abundancia total de un elemento, es necesario considerar la contribución de iones no observados, para lo cual se utiliza un factor de corrección por ionización (en inglés, *ionization correction factor*, o ICF) que puede obtenerse de modelos de fotoionización *ad hoc* al objeto estudiado. En la ausencia de dicho modelo, suele recurrirse a ICFs basados en el potencial de ionización de un elemento, en conjuntos de modelos de fotoionización, o en determinaciones empíricas construidas a partir de muchas observaciones de objetos similares. Kingsburgh y Barlow (1994) publicaron un conjunto de ICFs que permanecen en uso, mientras que en años recientes han tenido lugar esfuerzos para formular nuevos ICFs basándose en datos atómicos actualizados, y modelos de fotoionización con un amplio rango de aplicabilidad, contrastados con observaciones profundas (véase, por ejemplo

Delgado-Inglada et al., 2014; Amayo et al., 2020).

En el disco de la Galaxia se encuentra que las abundancias de He, C, y N en NPs suelen ser superiores a los valores que se encuentran en regiones H II. En general se considera que las abundancias químicas de regiones H II representan la composición química del medio interestelar con las que se forman las estrellas actualmente; por ello al encontrar que las abundancias de He, C y N son superiores, se atribuye este hecho a la nucleosíntesis estelar y a los fenómenos de dragado.

Para NPs tipo II del disco galáctico, la abundancia media de oxígeno es aproximadamente $12+\log(\text{O}/\text{H})=8.6$ (determinado con líneas de excitación colisional), similar al que se encuentra para regiones H II (*Stanghellini y Haywood, 2010*). La mayoría de los catastros de NPs galácticas se han concentrado en cuantificar los elementos más abundantes como He, N, O, Ne, S y Ar, así como C (cuyo ion C^{2+} tiene una CEL importante en el UV, C III] $\lambda 1908$); sin embargo, elementos menos abundantes como Mg, Al, Si, K, Ca y Fe han sido estudiado a detalle en NPs individuales (*Delgado Inglada et al., 2009*). El cociente de abundancias de estos elementos con O es inferior al valor solar, fenómeno que se atribuye a la deposición de los mismos en granos de polvo.

En el caso del bulbo de la Galaxia, es de gran interés comparar la composición química de NPs con la de las estrellas (de población II) que conforman esta estructura. La abundancia de O en NPs es similar a la de las estrellas del bulbo. Esto sugiere que las NPs pueden tomarse como referencia para trazar las abundancias de O de sus estrellas progenitoras. También se ha estudiado el enriquecimiento de N en NPs del bulbo galáctico, comparando la abundancia de este elemento con la de estrellas, con fines de entender los procesos de dragado en estrellas de masa superior ($2.3 - 8 M_{\odot}$) (*Ratag et al., 1997*).

La determinación de abundancias también ha servido para clasificar a las nebulosas planetarias. Al analizar las abundancias de He, C, N y O, *Peimbert (1978)* clasificó a las NPs en cuatro tipos: las de Tipo I son ricas en He y N, con abundancias $\text{He}/\text{H} \geq 0.125$ y $\text{N}/\text{O} \geq 0.5$ ¹. Las NPs de tipo II son objetos del disco galáctico que presentan diferencias entre la velocidad radial y la velocidad esperada de una órbita galáctica circular baja, $\Delta V_r \leq 60 \text{ km s}^{-1}$. Para las NPs de tipo III $\Delta V_r \geq 60 \text{ km s}^{-1}$ (*Kaler, 1970*). En ambos casos, sus abundancias no presentan enriquecimiento de He y N, y las masas de sus estrellas progenitoras son menores a $2 M_{\odot}$. Las NPs de tipo IV son objetos del halo galáctico; su composición química no presenta exceso de He, al contrario, muestran una ligera deficiencia de este elemento. La mayoría de las NPs conocidas en la actualidad son de tipo II de Peimbert.

En párrafos anteriores hemos descrito un procedimiento general para calcular las abundancias químicas en NPs, y algunos resultados importantes obtenidos con el mismo. No obstante existen muchas interrogantes e incertidumbres permanecen aún sobre la determinación de abundancias químicas en NPs. La elección de datos atómicos puede

¹Estos valores definitivos serían presentados en *Peimbert y Torres-Peimbert (1983)*. *Kingsburgh y Barlow (1994)* y *Henry et al. (2004)* argumentan que también pueden considerarse NPs de Tipo I de Peimbert a aquellas con $\text{N}/\text{O} \geq 0.65$, independientemente del cociente de He/H.

afectar considerablemente la determinación de condiciones físicas y abundancias químicas (Juan de Dios y Rodríguez, 2021). De igual manera se encuentran instancias en las que los ICFs arrojan valores inconsistentes, como en el caso de objetos de baja excitación, donde se ha encontrado que algunos ICFs para Ne llevan a números demasiado bajos (Kwitter y Henry, 2012). Por ello en años recientes se ha exhortado a la comunidad académica a hacer públicos sus resultados y procedimientos, describiéndolos con el mayor detalle posible.

1.4.3. El problema de la discrepancia de abundancias

Las abundancias químicas de una NP pueden determinarse mediante líneas de excitación colisional (CELs) o líneas de recombinación (RLs) de elementos pesados. Sistemáticamente se ha encontrado que ambas determinaciones no coinciden, tanto en regiones H II como en NPs, en las que la discrepancia suele ser mucho mayor; prácticamente en todos los casos la abundancia estimada con RLs es superior a la que se obtiene con CELs. A este fenómeno se le ha conocido como el Problema de la Discrepancia de Abundancias, y su estudio ha cobrado fuerza en los últimos 20 años, gracias a que los nuevos telescopios e instrumentos han hecho posible detectar y trabajar con líneas de recombinación en el óptico (ORLs). Esta discrepancia tiene un gran impacto en otras ramas de la astrofísica, como en la determinación de gradientes de metalicidad galácticos y extragalácticos, y en la confianza del método directo.

Se han propuesto diversos escenarios para explicar la presencia de la discrepancia de abundancias, mismos que serán detallados en el Capítulo 2.

La discrepancia de abundancias en NPs es la principal motivación de este trabajo de tesis, en el que se ha explorado la validez de algunos escenarios en M 2-36, una nebulosa planetaria del bulbo galáctico.

La composición química de M 2-36 fue reportada por primera vez por Ratag *et al.* (1997) como parte de un estudio más grande de NPs del bulbo de nuestra Galaxia. Liu *et al.* (2001) realizaron un estudio más profundo de esta NPs en conjunto con M 1-42, encontrando ADFs de 5 y 20 respectivamente, que para el año de publicación se consideraban relativamente altos. Los autores de aquel estudio señalaron que ambos objetos podían deber su ADF a la presencia de inhomogeneidades químicas en la forma de inclusiones de alta metalicidad, pobres en hidrógeno, responsables de la mayoría de la emisión de ORLs, inmersas en un medio extenso con composición química "normal".

Péquignot *et al.* (2003) argumentan que modelos de fotoionización con dos componentes combinadas reproducen satisfactoriamente la emisión observada en M 1-42. Una componente sería rica en C, N, O, Ne y pobre en H, mientras que la otra tendría una abundancia "normal" (similar a la que se encuentra a partir de CELs en NPs); a estos modelos se les conoce como *modelos de bi-abundancias*, y han sido utilizados para explicar la química de otras NPs, como NGC 6153. M 1-42 fue estudiada en alta resolución por McNabb *et al.* (2016), con el espectrógrafo UVES del VLT, apoyando el paradigma de bi-abundancias para explicar la emisión de M 1-42.

Esta tesis está motivada por los escenarios propuestos para explicar el ADF en

NPs, principalmente la existencia de inhomogeneidades causantes del ADF (químicas, térmicas o de algún otro tipo) en NPs, considerando los diferentes escenarios propuestos en el caso de la nebulosa planetaria M 2-36, para la cual no se encuentran modelos de fotoionización publicados en la literatura, ni estudios más profundos que hayan dado continuidad al trabajo de [Liu *et al.* \(2001\)](#). Para ello, este trabajo está basado en observaciones inéditas de alta resolución realizadas con el VLT y el espectrógrafo UVES.

1.5. Modelos de fotoionización

Las condiciones físicas en regiones fotoionizadas pueden simularse mediante códigos que cuentan con bases de datos atómicos, y que efectúan los cálculos de transferencia radiativa, así como el equilibrio térmico y de fotoionización. Estos códigos también pueden incorporar cálculos hidrodinámicos, así como la morfología de los objetos.

Todos los códigos de fotoionización requieren ciertos parámetros de entrada para funcionar, como la abundancia química, densidad, y características de la(s) fuente(s) ionizante(s), como su temperatura efectiva. El código calcula los procesos radiativos, incluyendo la interacción de los fotones con el material, dividiendo el objeto en celdas o regiones. La salida del código puede mostrar un espectro sintético basado en los cálculos del modelo, así como parámetros que pueden contrastarse con valores observacionales (p. ej. intensidades de líneas, flujo del continuo, estructura de ionización).

Los modelos no son una representación exacta de los objetos astronómicos, pero son una herramienta útil para ampliar o construir nuestro conocimiento sobre los mismos. De esta manera, pueden modificarse para explorar tendencias globales dadas las condiciones del medio interestelar. La calidad e idoneidad de los datos introducidos en los parámetros de entrada del modelo, así como la elección adecuada de restricciones son fundamentales para evaluar los modelos de fotoionización y mejorar nuestro entendimiento de regiones fotoionizadas.

En la literatura podemos encontrar códigos como CLOUDY (véase [Ferland *et al.*, 2017](#), para su versión más reciente), siendo el más utilizado, con una trayectoria bastante larga. Tiene una biblioteca de líneas considerablemente amplia, pero está orientado a ser utilizado como un código unidimensional y estático.

Otros código de gran relevancia en la literatura es MAPPINGS ([Sutherland y Dopita, 1993](#)), que permite incluir ondas de choque, de manera que la ionización no está dominada por radiación.

Entre los códigos más citados también se encuentra MOCASSIN ([Ercolano *et al.*, 2003](#)), cuya característica principal es ser un código de tres dimensiones, empleando métodos Monte Carlo para analizar los procesos de transferencia radiativa en una geometría arbitraria con resolución variable.

Estos códigos se han utilizado para estudiar las condiciones físicas del plasma bajo un amplio rango de condiciones físicas que incluyen núcleos activos de galaxias (AGNs), el medio intergaláctico, y por supuesto, el medio interestelar.

En este trabajo, hemos utilizado CLOUDY para desarrollar modelos de fotoionización unidimensionales con el objetivo de reproducir la emisión de la nebulosa planetaria M 2-36.

Marco teórico

2.1. Equilibrio de fotoionización-recombinación

Cuando una nube de gas difuso recibe radiación ultravioleta de una estrella o un cúmulo de estrellas, el resultado es una nebulosa de emisión debido a la fotoionización del gas. A primera aproximación, podemos pensar que en cada punto de la nube existe un equilibrio de entre fotoionización y recombinación de los electrones con los iones. Para realizar este ejercicio nos basaremos en el desarrollo expuesto por [Osterbrock y Ferland \(2006\)](#). Continuando con esta aproximación, adicionalmente consideramos una nebulosa de puro hidrógeno atómico, ionizada por una única estrella; en este caso, el equilibrio de ionización en un punto de la nebulosa está dado por

$$n(\text{H}^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(\text{H}^0) d\nu = n_e n_p \alpha(\text{H}^0, T) \quad [\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}], \quad (2.1)$$

donde $n(\text{H}^0)$ es la abundancia de hidrógeno neutro, a_{ν} es la sección recta de ionización del átomo de hidrógeno en el estado base ($\approx 6 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$), h es la constante de Planck, y J_{ν} es la intensidad media de la radiación; la integral representa el número de fotoionizaciones por átomo de hidrógeno (cuyo potencial de ionización es de $h\nu_0 = 13.6 \text{ eV}$) por unidad de tiempo. Las densidades de electrones y protones están representadas por n_e y n_p , y $\alpha(\text{H}^0, T)$ es el coeficiente de recombinación para el hidrógeno neutro. Las fotoionizaciones (del lado izquierdo de la ecuación) son balanceadas por las recombinaciones (en el lado derecho), por unidad de volumen, por unidad de tiempo.

Al suponer que la nebulosa se encuentra en equilibrio de fotoionización-recombinación, puede demostrarse que, para condiciones típicas del medio interestelar, el gas en nebulosas planetarias y regiones H II se encuentra ionizado casi al 100%. Para una nebulosa de puro hidrógeno con una sola estrella ionizante, el gas que rodea a esta última adopta la forma de una esfera de gas totalmente ionizado con una zona de transición bastante delgada ($\sim 0.1 \text{ pc}$). Esta esfera recibe el nombre de *esfera de Strömgren*, cuyo radio R_S está dado por

$$R_S = \left[\frac{3S_*}{4\pi n_H^2} \alpha(T) \right]^{1/3}, \quad (2.2)$$

donde S_* es la tasa de fotones ionizantes; y representa el volumen de gas cuya tasa total de recombinaciones es igual a la tasa de fotones ionizantes producidos por la estrella. Un escenario más realista requiere la inclusión de los elementos más abundantes como helio (He), oxígeno (O), y nitrógeno (N).

Los electrones producidos por fotoionización inicialmente adoptan una distribución de energías que depende de $J_\nu a_\nu / h\nu$. Sin embargo, la sección recta para colisiones elásticas entre electrones es del orden de 10^{-13} cm^2 ; considerablemente mayor que a_ν , por lo que este tipo de colisiones propician una distribución de energía de Maxwell-Boltzmann. De esta manera, todos los procesos colisionales ocurren con una tasa determinada por la temperatura local definida por esta distribución.

Para el hidrógeno, las recombinaciones a cualquier nivel n^2L son seguidas por transiciones al nivel 1^2S , por lo que el coeficiente de recombinación total es la suma de las capturas a todos los niveles. Debemos notar que las recombinaciones al nivel base emiten fotones con energía suficiente para ionizar otro átomo de hidrógeno. En una nebulosa ópticamente gruesa, a menudo se supone que dichos fotones son absorbidos en zonas cercanas a donde fueron emitidos, algo conocido en la como aproximación *on-the-spot*. En la literatura, el coeficiente total de recombinación, incluyendo capturas de electrones al estado base recibe el nombre de Caso A; por otro lado, cuando se ignoran las recombinaciones al nivel base, se habla de Caso B:

$$\alpha_B(\text{H}^0, T) = \alpha_A(\text{H}^0, T) - \alpha_1(\text{H}^0, T) = \sum_2^\infty \alpha_n(\text{H}^0, T).$$

El significado físico es que en una nebulosa ópticamente gruesa, las ionizaciones provocadas por el campo de radiación son balanceadas por las recombinaciones a los niveles excitados de H, mientras que las recombinaciones al nivel base generan fotones que son absorbidos en algún punto de la nebulosa pero que no tienen un efecto neto sobre el equilibrio de ionización.

2.2. Equilibrio Térmico

En el medio interestelar es frecuente que no todas las partes de una nebulosa alcancen un equilibrio termodinámico; no obstante, en un medio totalmente ionizado, el alcance de las colisiones entre electrones es tal que los mismos sí alcanzan a adoptar el equilibrio térmico local. Por esta razón, en nebulosas planetarias y regiones H II, la temperatura está determinada principalmente por la energía cinética de los electrones; de ahí que en este tipo de objetos se hable de *temperatura y densidad electrónicas*, T_e y n_e .

Al considerar un punto de la nebulosa, deben tomarse en cuenta todos los procesos termodinámicos que intervienen en él; esto implica considerar el balance entre ganancias y pérdidas de energía.

La ionización del hidrógeno es el principal mecanismo de calentamiento en nebulosas planetarias y regiones H II. Cuando un fotón con energía $h\nu$ ioniza a un átomo, se

produce un fotoelectrón con energía cinética $\frac{1}{2}mv^2 = h(\nu - \nu_0)$. Estos electrones se termalizan rápidamente mediante colisiones.

Otros procesos que pueden introducir energía al gas son: rayos cósmicos de alta energía, capaces de ionizar a H y He; calentamiento mecánico por medio de movimientos de gas, incluyendo choques supersónicos, como los producidos por eyecciones de material en el caso de nebulosas planetarias, y objetos Herbig-Haro o vientos estelares en regiones H II. No obstante, la fotoionización de H sigue siendo el mecanismo dominante en el calentamiento del gas.

Cuando los electrones se recombinan con los iones, el promedio de la energía cinética de los electrones que se recombinan es la energía promedio que pierde el gas por cada recombinación.

En este caso es necesario considerar un modelo más realista que una nebulosa de puro hidrógeno, pues si se hace un tratamiento considerando únicamente la ionización y recombinación de este elemento, se encuentra que la temperatura del gas sería igual o mayor a la de la fuente ionizante (véase [Osterbrock y Ferland, 2006](#), capítulo 2), mientras que en la práctica se encuentra que la temperatura observada habitualmente es bastante menor que la de la estrella.

En regiones fotoionizadas el principal mecanismo de pérdida de energía se debe a la emisión de radiación, sobre todo en forma de líneas de emisión producidas por iones de elementos pesados.

El mecanismo enfriador más importante en nebulosas planetarias y regiones H II es la emisión de *líneas de excitación colisional* (en inglés *collisionally excited lines*, o CELs), también conocidas como *líneas prohibidas* (sobre las que profundizaré en la Sección 2.5), y cuya intensidad es comparable a la de líneas de recombinación de hidrógeno. Este mecanismo de enfriamiento es bastante más eficiente que las recombinaciones debido a que la sección recta para excitar los iones es bastante mayor que la sección recta de recombinación; en otras palabras, es más probable que se produzca una colisión inelástica con un electrón, que una captura. Este tipo de emisión tiene su origen en los primeros niveles excitados de iones de elementos pesados (p. ej. O^{++} , O^+ , o N^+), cuya energía de excitación es del orden de unos pocos eV, o bien, de unos cuantos múltiplos de kT , por lo que pueden excitarse mediante colisiones con los electrones a temperaturas de múltiplos de 10^2 – 10^4 K, que ocurren en regiones fotoionizadas. Las des-excitaciones se producen por la emisión de un fotón, no por colisiones con otras partículas, debido a la baja densidad. Al escapar la radiación de la nebulosa, se reduce la energía de los electrones, contribuyendo al enfriamiento.

La radiación de continuo también puede contribuir al enfriamiento. La recombinación de electrones produce fotones que contribuyen al continuo. Asimismo la radiación libre-libre, o *Bremsstrahlung* (radiación de frenado debido a la interacción entre electrones y protones) también suma a las pérdidas de energía.

De esta manera, el equilibrio entre las tasas de calentamiento y enfriamiento está dado por:

$$G = L_C + L_R + L_{ff}, \quad (2.3)$$

donde G representa la ganancia de energía, y L_C , L_R y L_{ff} representan las pérdidas de

energía por emisión de CELs, recombinación y radiación libre-libre, respectivamente.

2.3. Determinaciones de temperatura

Cuando estudiamos el espectro de una región fotoionizada, es inconveniente trabajar con líneas de emisión individuales ya que la intensidad de una línea depende de diversos factores que están fuera del control del observador, como la distancia al objeto, el grosor de la nube, o los efectos locales como las condiciones del seeing. Por esta razón resulta más productivo trabajar con cocientes de líneas de emisión, estudiando el comportamiento relativo de dos o más líneas.

La temperatura electrónica de una región fotoionizada queda establecida por el equilibrio entre el calentamiento debido a la fotoionización, y el enfriamiento debido a la recombinación radiativa, y a la radiación producida por líneas de excitación colisional. Algunos iones emiten líneas que son particularmente sensibles a la temperatura, y por lo tanto son útiles para calcular la temperatura electrónica. Uno de los iones más estudiados en regiones fotoionizadas es O^{++} , debido a varias razones: O es elemento pesado más abundante en el universo; y en regiones fotoionizadas este ion es uno de los más abundantes; sus líneas de emisión son muy intensas, por lo que también suelen dominar los procesos radiativos como el enfriamiento. Las líneas de de emisión [O III] $\lambda 4363$, $\lambda 4959$ y $\lambda 5007$ aportan uno de los diagnósticos de temperatura más utilizados. Estas líneas son emitidas por niveles energéticos que pueden ser excitados por colisiones con electrones, sin embargo sus energías de excitación son considerablemente diferentes. [O III] $\lambda 4363$ es producida por el nivel superior 1S , con una energía de excitación de 5.35 eV, o 62100 K, hablando en términos de kT ; mientras que $\lambda 4959$ y $\lambda 5007$ son producidas por el nivel intermedio 1D , con energía de excitación de 2.51 eV o 29100 K, en términos de kT (véase la Figura 2.1).

En el límite de baja densidad, cada excitación al nivel 1D_2 resulta en la emisión de un fotón con longitud de onda de 4959 Å ó 5007 Å, siendo el segundo tres veces más probable que el primero. Por otro lado, cada excitación al nivel 1S es seguida por la emisión de un fotón de longitud de onda 4363 Å ó 2321 Å; el segundo, al encontrarse en la región ultravioleta del espectro electromagnético, no puede observarse desde la superficie de la Tierra, pero su intensidad puede inferirse al ser proporcional a la de $\lambda 4363$.

Para estos iones, el equilibrio estadístico está dado por

$$\sum_{m>l} n_m A_{m,l} + n_e \sum_{m \neq l} n_m q_{m,l}(T) = n_l \left[\sum_{m<l} A_{l,m} + n_e \sum_{m \neq l} q_{l,m}(T) \right], \quad (2.4)$$

donde $A_{m,l}$ es el coeficiente de Einstein de emisión espontánea, $q_{m,l}(T)$ son los coeficientes de excitación ($m < l$) o des-excitación ($m > l$). Para $m > l$, estos coeficientes están dados por

$$q_{m,l}(T) = \frac{8.629 \times 10^{-6} \Omega_{ml}(T)}{T^{1/2} g_m} [\text{cm}^3 \text{s}^{-1}], \quad (2.5)$$

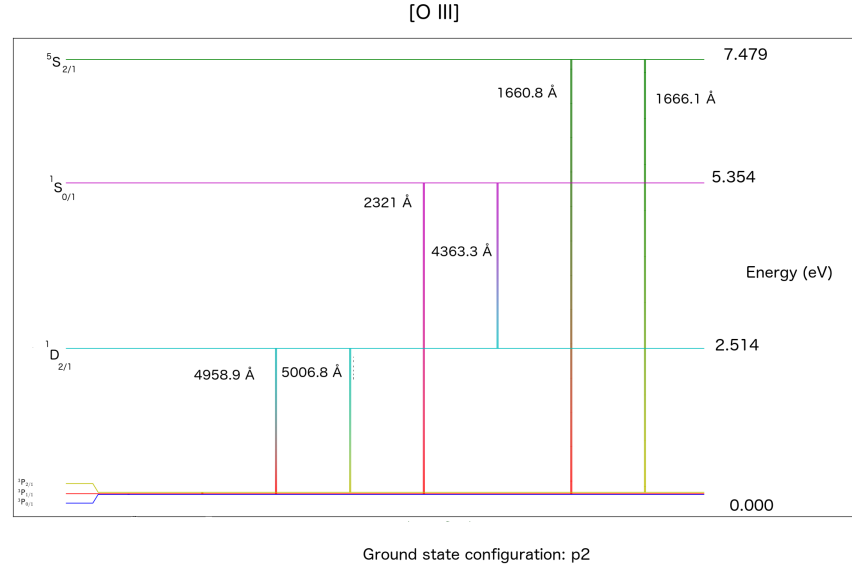


Figura 2.1: Diagrama grotriano para O^{++} . Hecho con PYNEB (Luridiana *et al.*, 2015).

donde g_m es el peso estadístico del nivel en el cual se origina la transición, y Ω_{ml} es la intensidad de la colisión. Los coeficientes de excitación colisional (p. ej. $l \rightarrow m$, con $m > l$), están dados por

$$q_{l,m}(T) = \frac{g_m}{g_l} e^{-h\nu_{m,l}/kT} q_{m,l}(T). \quad (2.6)$$

El ejercicio más sencillo para estudiar estos mecanismos requiere tres niveles (un nivel base y dos excitados), para obtener información de cocientes de líneas de los niveles excitados, y estudiar el comportamiento de las excitaciones y des-excitaciones como función de la temperatura y la densidad.

Para un átomo de tres niveles las ecuaciones anteriores pueden resolverse, obteniendo las poblaciones relativas de los niveles 3 y 2:

$$\frac{n_3}{n_2} = \left[\frac{A_{21}g_2T^{1/2}/(n_eC\Omega_{12}) + 1}{A_{31}g_3T^{1/2}/(n_eC\Omega_{13}) + 1} \right] \frac{g_3}{g_2} e^{-E_{23}/kT}, \quad (2.7)$$

donde C es una constante.

Debido a que todas estas líneas son prohibidas, su sección recta de interacción es muy pequeña, por lo que para todas las NPs y regiones fotoionizadas se consideran ópticamente delgadas. De esta manera, el cociente de intensidades de las líneas correspondientes a transiciones del nivel 3 al nivel 2, y del 2 al 1 están dadas por

$$\frac{I_3}{I_2} = \frac{n_3A_{31}E_{31}}{n_2A_{21}E_{21}} = \left[\frac{A_{21}g_2T^{1/2}/(n_eC\Omega_{12}) + 1}{A_{31}g_3T^{1/2}/(n_eC\Omega_{13}) + 1} \right] \frac{g_3}{g_2} e^{-E_{23}/kT} \frac{A_{31}E_{31}}{A_{21}E_{21}}. \quad (2.8)$$

2. MARCO TEÓRICO

Cuando los dos niveles excitados tienen energías considerablemente diferentes, el cociente depende fuertemente de la temperatura (pudiendo alcanzar valores en las decenas o cientos), mientras que si la diferencia de energía es pequeña, la dependencia con la temperatura disminuye, pero persiste una clara dependencia en densidad.

Finalmente, podemos suponer una densidad electrónica n_e y estimar T_e a partir del cociente de intensidades de líneas obtenido de las observaciones. Para el caso de [O III], la ecuación 2.8 pasa a ser

$$\frac{I_{\lambda 4959} + I_{\lambda 5007}}{I_{\lambda 4363}} = \frac{7.9 \exp(3.29 \times 10^4 / T_e)}{1 + 4.5 \times 10^{-4} n_e / T_e^{1/2}}. \quad (2.9)$$

En la Figura 2.2 se presenta el comportamiento del cociente $\lambda 4363 / \lambda 5007$ como función de T_e .

Cabe mencionar que estos cocientes solo pueden determinarse de manera local, y que en este ejercicio se ha hecho la suposición de que la temperatura y densidad son homogéneas. Vale la pena poner en tela de juicio la última aseveración y preguntarnos si en verdad la temperatura y densidad son homogéneas a lo largo de la línea de visión de una nebulosa. Una propuesta es que, en la presencia de inhomogeneidades de temperatura pequeñas, el cociente discutido representa el promedio de la temperatura, por lo que es un parámetro adecuado para estudiar el material; otra propuesta, sobre la que profundizaremos más adelante, es que las inhomogeneidades de temperatura juegan un papel relevante en la determinación de temperaturas y abundancias químicas, y deben considerarse y modelarse en consecuencia.

Cada temperatura electrónica que se puede medir depende de la presencia de un ion en particular, por lo tanto, cada medición representa el promedio de las temperaturas dentro del volumen donde se encuentra el ion correspondiente. En general, se supone que los iones con potenciales de ionización similares, como O^{++} y Ar^{++} , u O^+ y S^+ ; ocupan el mismo volumen dentro de la nebulosa, por lo tanto, es común considerar que una nebulosa está dividida en distintas zonas caracterizadas por su grado de ionización.

2.4. Densidad electrónica

De manera similar a la temperatura electrónica, la densidad electrónica, n_e , puede estimarse midiendo la intensidad relativa de dos líneas de emisión. Para ello recurrimos una vez más al ejercicio del átomo de tres niveles, y comparamos dos líneas emitidas por el mismo ion, originándose en dos niveles atómicos con energía de excitación similar, de manera que los efectos de la temperatura electrónica sobre los niveles electrónicos sean mínimos. De esta manera si $E_{ab} \ll kT$, para un átomo de tres niveles, la Ecuación 2.8 se reduce a

$$\frac{I_3}{I_2} = \frac{n_3 A_{31} E_{31}}{n_2 A_{21} E_{21}} = \left[\frac{A_{21} g_2 T_e^{1/2} / (n_e C \Omega_{12}) + 1}{A_{31} g_3 T_e^{1/2} / (n_e C \Omega_{13}) + 1} \right] \frac{\Omega_{13} A_{31} E_{31}}{\Omega_{12} A_{21} E_{21}}. \quad (2.10)$$

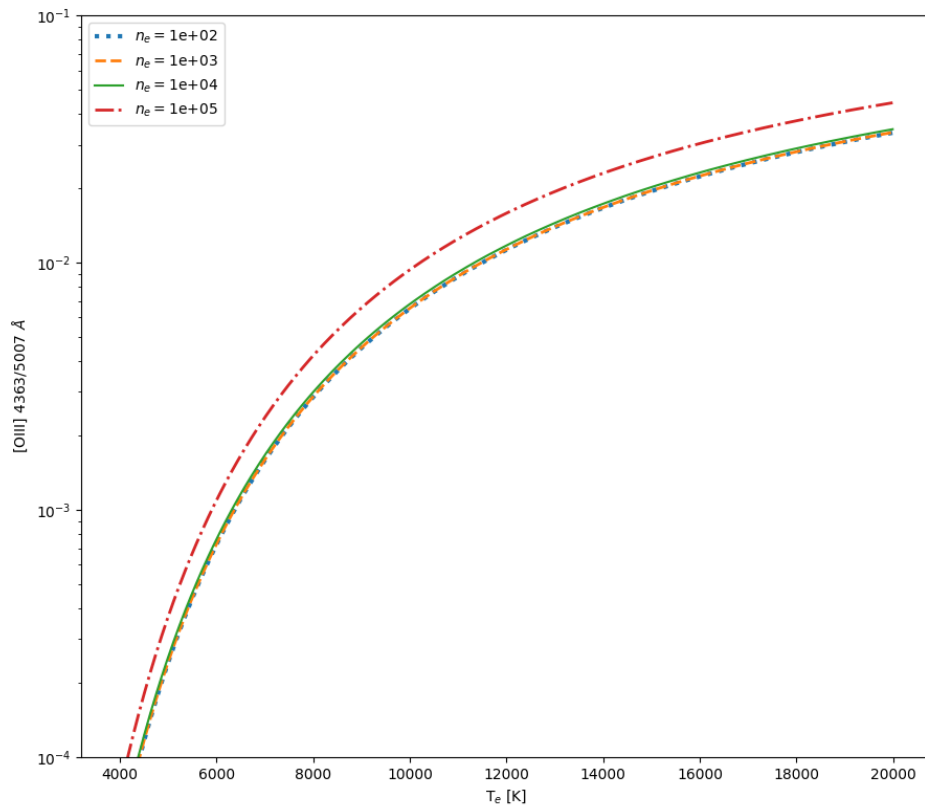


Figura 2.2: Comportamiento de $[\text{O III}] I(\lambda 4363)/I(\lambda 5007)$ como función de la temperatura electrónica para un rango de densidades electrónicas de $100\text{--}100000\text{ cm}^{-3}$. Figura elaborada con PYNEB (Luridiana *et al.*, 2015). Los datos atómicos utilizados pueden consultarse en la Tabla 4 del artículo de investigación (Capítulo 4 de esta tesis).

2. MARCO TEÓRICO

Una vez que se ha medido el cociente de líneas, se puede suponer una temperatura electrónica representativa de una región fotoionizada y estimar la densidad electrónica a partir de la ecuación 2.10.

Los cocientes de líneas más relevantes para este propósito en el rango visual del espectro electromagnético son $[\text{O II}] \lambda 3726/\lambda 3729$ y $[\text{S II}] \lambda 6716/\lambda 6731$ (ver Figura 2.3) para densidades de hasta $\approx 10^4 \text{ cm}^{-3}$. En el límite de baja densidad las desexcitaciones colisionales son despreciables, y el cociente de líneas depende del cociente de los pesos estadísticos de los niveles que originan las líneas. En el límite de alta densidad, los procesos de excitación y desexcitación colisional dominan, y las poblaciones de los niveles asumen una distribución de Boltzmann.

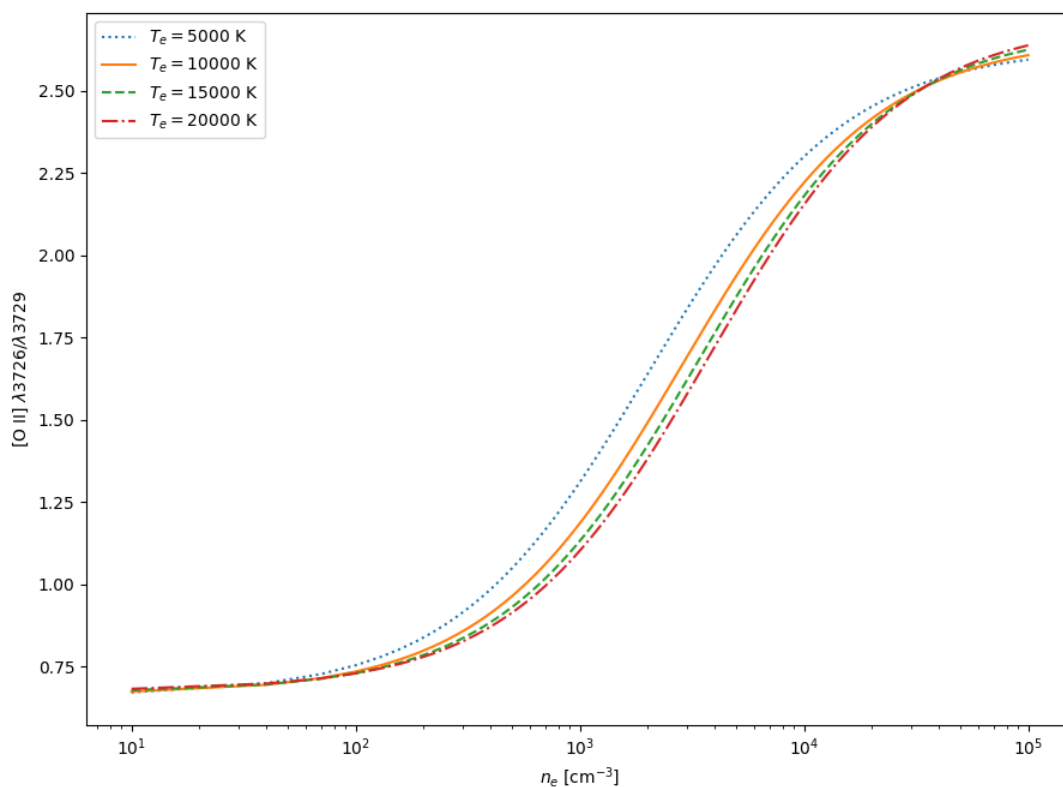


Figura 2.3: Comportamiento del cociente de $[\text{O II}] \lambda 3726/\lambda 3729$ como función de la densidad electrónica, para distintas temperaturas electrónicas, T_e . Figura elaborada con PYNEB (Luridiana *et al.*, 2015). Los datos atómicos utilizados pueden consultarse en la Tabla 4 del artículo de investigación (Capítulo 4 de esta tesis).

Análogamente a la temperatura, las densidades obtenidas son representativas del volumen ocupado por el ion considerado en el diagnóstico, y por ello a las zonas de alta

ionización y baja ionización se les asigna una densidad electrónica correspondiente.

2.5. Composición química de una nebulosa

La abundancia de cada ion presente en una nebulosa se expresa de manera relativa al hidrógeno, y se obtiene comparando la intensidad de sus líneas de emisión con las de H^+ , frecuentemente $H\beta$. Las abundancias químicas en una región fotoionizada pueden determinarse mediante dos métodos generales: de manera empírica; o por medio de modelos de fotoionización, ajustando ciertas cantidades observadas. El primer caso solo es posible cuando se conocen bien las condiciones físicas (T_e y n_e), y cuando se pueden resolver las líneas de emisión de elementos pesados con una señal a ruido aceptable, de manera que la composición química puede obtenerse con un cálculo directo; éste también puede involucrar calibraciones empíricas basadas en muestras estadísticas.

En una nube de gas, el brillo de una línea de emisión está dado por

$$I_l = \int j_l ds = \int n_i n_e \epsilon_l(T) ds \quad (2.11)$$

a lo largo de la línea de visión, donde n_i es la abundancia del ion emisor, n_e es la densidad electrónica, ds es un elemento diferencial del camino que recorre un fotón a través del material, y $\epsilon_l(T)$ representa el coeficiente de emisión a una temperatura específica.

Las líneas de excitación colisional (CELs) emitidas por iones de elementos pesados están prohibidas por las reglas de selección de dipolo eléctrico, y por ello también se conocen como *líneas prohibidas*. Para estas líneas, el coeficiente de emisión es una función que es muy sensible a la temperatura. Cuando la densidad es baja, la tasa de emisión de fotones es independiente de la probabilidad de transición; mientras que para altas densidades, la tasa es independiente de la densidad. En el límite de baja densidad cada excitación colisional es seguida por la emisión de un fotón, y su intensidad está dada por

$$I_\nu = \frac{1}{4\pi} \int n_i n_e h\nu \frac{8.63 \times 10^{-6} \Omega_{12}}{T^{1/2}} \frac{g_2}{g_1} \exp[-\chi/kT] b ds, \quad (2.12)$$

donde b es la fracción de excitaciones al nivel excitado que son seguidas por la emisión de un fotón de la línea observada.

Como habíamos dicho antes, el hidrógeno es el elemento más abundante del universo, y por ello las abundancias iónicas frecuentemente se reportan en relación a H^+ . En consecuencia, la abundancia de la i -ésima etapa de ionización del elemento X se calcula de la siguiente manera:

$$\frac{n(X^{+i})}{n(H^+)} = \frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} \frac{j(H\beta)}{j(\lambda)}, \quad (2.13)$$

donde j es la emisividad volumétrica, calculada considerando todos los mecanismos de excitación y desexcitación colisional.

2. MARCO TEÓRICO

Para las líneas de recombinación, $I \propto T^{-1}$ aproximadamente, de manera que el cociente de dos líneas de este tipo es casi independiente de la temperatura. Si se detectan líneas de recombinación de elementos pesados, entonces estimar la abundancia iónica es inmediato, siempre que se conozca el coeficiente de recombinación. Debe notarse que las líneas de recombinación del ion X^{+i} son representativas de la abundancia del ion X^{+i+1} ; p. ej. la abundancia de O^{++} se calcula a partir de líneas de recombinación de $O\text{II}$, y muy notablemente, la abundancia de H^+ se obtiene de líneas de $H\text{I}$. Con estas consideraciones, la intensidad relativa de una línea de recombinación es

$$\begin{aligned} \frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} &= \frac{\int j(\lambda)ds}{\int j(H\beta)ds} \\ &= \frac{\int n_e n(X^{+i+1})\alpha_{eff}(\lambda, T)ds}{\int n_e n(H^+)\alpha_{eff}(H\beta, T)ds} \\ &= \frac{n_e n(X^{+i+1})\alpha_{eff}(\lambda, T)}{n_e n(H^+)\alpha_{eff}(H\beta, T)}, \end{aligned} \quad (2.14)$$

suponiendo que la densidad es constante a lo largo de la línea de visión, y que ambas emisiones provienen de la misma zona de la nebulosa. Resolviendo para la abundancia iónica, se obtiene

$$\frac{n(X^{+i+1})}{n(H^+)} = \frac{\alpha_{eff}(H\beta, T)}{\alpha_{eff}(\lambda, T)} \frac{I(\lambda)}{I(H\beta)}. \quad (2.15)$$

El brillo de una línea de recombinación tiene una dependencia débil con la temperatura y densidad electrónicas. En particular las líneas de recombinación de elementos pesados son considerablemente débiles en comparación con las líneas de $H\text{I}$, y CELs de elementos pesados, siendo esta una dificultad a la hora de trabajar con ellas. Asimismo, en un espectro nebuloso hay cientos de líneas con intensidades similares, por lo que las ORLs pueden estar mezcladas con otras líneas de emisión cercanas. Como consecuencia, solo los telescopios más grandes, equipados con detectores sensibles y elementos dispersores adecuados, pueden resolver este tipo de líneas con un cociente de señal a ruido (S/N) considerable.

La abundancia total de un elemento es la suma directa de las abundancias de sus iones, obtenidas a partir de CELs u ORLs.

Algunos de los iones más abundantes en regiones fotoionizadas presentan líneas de emisión en el espectro visible, sin embargo algunas fases de ionización solo pueden detectarse mediante líneas de emisión en otras regiones del espectro electromagnético; consecuentemente, no siempre es posible observar todas las etapas de ionización de un elemento únicamente en el visible. Para calcular la abundancia total de un elemento, es necesario tomar en cuenta los iones no observables por medio de un Factor de Corrección por Ionización (*Ionization Correction Factor*, o ICF). Un ICF puede determinarse a partir del potencial de ionización de un ion, o por medio de modelos de fotoionización complejos, involucrando parámetros estelares, condiciones nebulares y física atómica actualizada.

2.6. El problema de la discrepancia de abundancias

Las líneas de excitación colisional han sido el método principal para estimar las abundancias químicas¹ en regiones fotoionizadas; no obstante, los telescopios modernos han hecho posible trabajar con líneas de recombinación de elementos pesados. Gracias a que las NPs presentan un alto brillo superficial, la detección de ORLs fue posible en ellas antes que en regiones H II; Wyse (1942) fue pionero en la estimación de abundancias químicas con ORLs, y en llamar la atención a la discrepancia con las estimaciones de CELs: en NGC 7009 reportó una discrepancia del orden de 500 (actualmente ese número se ha reducido a ~ 5 (Liu *et al.*, 1995)). La primera derivación de la abundancia de O^{++} en la Nebulosa de Orión con ORLs fue reportada por Peimbert *et al.* (1993) utilizando datos de Osterbrock *et al.* (1992). Gracias a estos trabajos y otros subsecuentes se descubrió que las determinaciones de abundancias hechas con CELs arrojaban valores sistemáticamente menores que los obtenidos con ORLs. Este fenómeno ha sido confirmado por numerosos estudios en regiones H II y nebulosas planetarias. Esta *discrepancia de abundancias* se cuantifica mediante el factor de discrepancia de abundancias (*Abundance Discrepancy Factor*, o ADF, como se conoce en la literatura), el cual, para un elemento X se define como (Liu *et al.*, 2001):

$$\text{ADF}(X^{+i}) = \frac{(X^{+i}/H^+)_{RL}}{(X^{+i}/H^+)_{CEL}}. \quad (2.16)$$

A partir de estudios de la abundancia de O^{++} y C^{++} , varios autores han reportado valores de ADF en regiones H II que van de 1.3 a 2.7 (García-Rojas y Esteban, 2007). En el caso de nebulosas planetarias, se han reportado valores extremos de $\text{ADF}(O^{++})$ (llegando a 700 en algunos casos muy puntuales). Roger Wesson ha compilado una base de datos de ADFs reportados en la literatura de regiones fotoionizadas (Figura 2.4).

2.7. Posibles mecanismos responsables del ADF

El formalismo presentado hasta ahora no explica la presencia del ADF. Varios escenarios han sido propuestos para explicar este fenómeno en regiones fotoionizadas.

2.7.1. Inhomogeneidades de temperatura

Al determinar la temperatura electrónica de una región fotoionizada por medio de cocientes de CELs, habitualmente esta no coincide con la determinación del salto de Balmer de H I. A raíz de esto Peimbert (1967) planteó la posibilidad de que la temperatura en regiones fotoionizadas no fuera homogénea a lo largo de la línea de visión, considerando la presencia de fluctuaciones de temperatura (también llamadas inhomogeneidades térmicas). Las inhomogeneidades estarían representadas matemáticamente

¹Con la excepción de C^{++} , que presenta líneas de recombinación intensas.

2. MARCO TEÓRICO

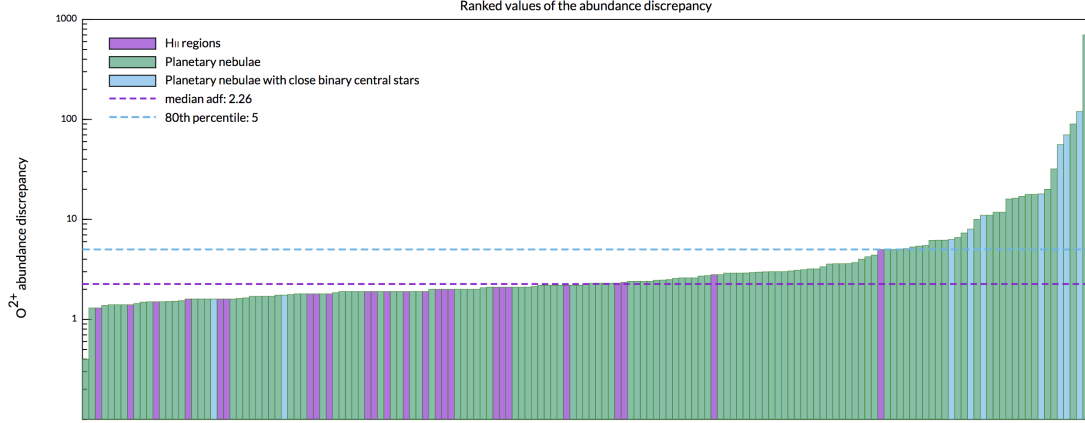


Figura 2.4: ADFs reportados en la literatura para regiones H II y nebulosas planetarias.

Tomada de <https://www.nebulousresearch.org/adfs/>

por el parámetro t^2 , sobre el cual profundizaremos más adelante. Una consecuencia del formalismo de Peimbert, es que las abundancias químicas tienen que corregirse por dicho parámetro, como se desarrolló por primera vez en Peimbert y Costero (1969).

2.7.1.1. Formalismo de t^2

Hasta ahora se ha supuesto en nuestro tratamiento de las regiones fotoionizadas que la temperatura es constante a lo largo de la nebulosa. No obstante, es un hecho conocido que los diferentes métodos para calcular la temperatura electrónica no coinciden entre sí. Peimbert (1967) demostró que el cociente de $[\text{O III}] \lambda 5007 + \lambda 4959 / \lambda 4363$ arroja una temperatura mayor que la que se obtiene con el continuo del Balmer del hidrógeno. Como consecuencia, las temperaturas obtenidas mediante cocientes de líneas, o cualquier otro proceso, no pueden ser representativas de la totalidad del objeto. Como hemos visto en secciones previas, la temperatura es un factor determinante en la estimación de las abundancias químicas, por lo que cualquier incertidumbre o error en su estimación impactará directamente la determinación de la composición química de una región fotoionizada.

En esta sección desarrollaremos el formalismo de t^2 , y sus implicaciones en el cálculo de abundancias químicas.

Peimbert (1967) define una temperatura promedio T_0 para cada ion:

$$T_0 = \frac{\int T_e n_i n_e d\Omega ds}{\int n_i n_e d\Omega ds}, \quad (2.17)$$

donde $d\Omega$ es un elemento de ángulo sólido. Las fluctuaciones de temperatura se harán presentes a través de diferencias de temperatura con respecto a esta T_0 . Si bien la definición anterior será útil en el desarrollo de la teoría, en la práctica no es posible medir T_0 .

En cada nebulosa, la intensidad de una línea de emisión corresponde a la emisividad integrada por el volumen observado

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

donde el coeficiente de emisión $\epsilon_l(T)$ es una función fuertemente creciente de la temperatura para CELs, e inversamente dependiente de la temperatura para líneas de recombinación y el continuo atómico.

En la presencia de fluctuaciones de temperatura a pequeña escala, se plantea una expansión en serie de Taylor a segundo orden de $\epsilon_l(T)$, alrededor de T_0 ,

$$\epsilon_l(T) = \epsilon_l(T_0) + (T - T_0) \left(\frac{d\epsilon_l}{dT} \right)_{T_0} + \frac{1}{2} (T - T_0)^2 \left(\frac{d^2\epsilon_l}{dT^2} \right)_{T_0}. \quad (2.18)$$

Al realizar la expansión en serie de Taylor, en la mayoría de las regiones H II y en un número importante de nebulosas planetarias (este punto se discutirá más adelante), los términos de orden superior pueden ignorarse.

Utilizando la definición de T_0 es posible eliminar el término a primer orden, por lo que, al integrar a lo largo de la línea de visión

$$\int n_i n_e \epsilon_l(T) dV = \epsilon_l(T_0) \int n_i n_e dV + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2\epsilon_l}{dT^2} \right)_{T_0} \int n_i n_e (T - T_0)^2 dV. \quad (2.19)$$

Y a partir de este desarrollo se introduce el parámetro t^2 de Peimbert, que es la fluctuación de temperatura media cuadrada normalizada

$$t^2 = \left\langle \frac{(T - T_0)^2}{T_0^2} \right\rangle = \frac{\int (T - T_0)^2 n_i n_e dV}{T_0^2 \int n_i n_e dV}. \quad (2.20)$$

Nótese que en este contexto $\sqrt{t^2} \neq t$.

Finalmente obtenemos

$$\epsilon_l(T) = \epsilon_l(T_0) \left[1 + \left(\frac{d^2\epsilon_l}{dT^2} \right)_{T_0} \frac{t^2}{2} \right]. \quad (2.21)$$

En el caso de las líneas de recombinación su intensidad está dada por

$$I_{RL} = C \times \int n_i n_e T_e^\alpha dV, \quad (2.22)$$

donde C es una constante que depende de parámetros atómicos y $\alpha \approx -1$.

Al realizar la correspondiente expansión en serie de Taylor para T alrededor de T_0 obtenemos

$$T \approx T_0^\alpha \left[1 + \frac{\alpha(\alpha - 1)}{2} t^2 \right]. \quad (2.23)$$

2. MARCO TEÓRICO

Además de las líneas de recombinación, otros parámetros observacionales (como el continuo atómico) tienen una dependencia con la temperatura de la forma T^α ; por lo que este caso es de especial interés. Para este tipo de dependencia, utilizaremos la notación

$$\langle T^\alpha \rangle = \frac{\int T^\alpha n_i n_e dV}{\int n_i n_e dV} \neq \langle T \rangle^\alpha = T_0^\alpha. \quad (2.24)$$

En este contexto también podemos introducir el concepto de *temperatura de línea*, T_α

$$T_\alpha = \langle T^\alpha \rangle^{1/\alpha} \approx T_0 \left(1 + \frac{\alpha - 1}{2} t^2 \right), \quad (2.25)$$

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

La definición de *temperatura de línea*, T_α es "aquella temperatura a la que tendría que estar todo el gas para obtener la intensidad de la línea que observamos" (Peimbert, 1967). Sobre este concepto es importante anotar que la temperatura de línea es distinta a la temperatura promedio, y que además es distinta para cada dependencia de temperatura; lo segundo será importante cuando estudiemos las líneas de excitación colisional más adelante, en la Ecuación 2.32.

Para el caso de una temperatura obtenida mediante dos cantidades que son potencias de T , la dependencia con la temperatura de un cociente de líneas puede expresarse de la siguiente manera:

$$\frac{\langle T^\alpha \rangle}{\langle T^\beta \rangle} = \frac{\int T^\alpha n_e n_i dV}{\int T^\beta n_e n_i dV} \approx \frac{T_0^\alpha \left[1 + \frac{1}{2} \alpha (\alpha - 1) t^2 \right]}{T_0^\beta \left[1 + \frac{1}{2} \beta (\beta - 1) t^2 \right]}, \quad (2.26)$$

por lo que la dependencia con la temperatura resultará en una determinación distinta de T_0 , y con una dependencia de la siguiente forma funcional:

$$T_{\alpha/\beta} = \left(\frac{\langle T^\alpha \rangle}{\langle T^\beta \rangle} \right)^{1/(\alpha-\beta)} \approx T_0 \left(1 + \frac{\alpha + \beta - 1}{2} t^2 \right), \quad \alpha \neq \beta. \quad (2.27)$$

Se puede dar un tratamiento similar a las líneas de excitación colisional, cuya intensidad tiene una dependencia con la temperatura más compleja, con la siguiente forma:

$$I(X^{+i}, \lambda_{mn})_{\text{CEL}} = C \times \int n(X^{+i}) n_e A_{mn} W(X^{+i}, n) \frac{h \lambda_{mn}}{c} dV, \quad (2.28)$$

donde C está determinada por parámetros atómicos, λ_{mn} es la longitud de onda en emisión, $n(X^{+i})$ es la abundancia de un ion X^{+i} , A_{mn} es el coeficiente de emisión espontánea de Einstein, y $W(X^{+i}, n)$ es la fracción de átomos del ion X^{+i} en el nivel n . Si las desexcitaciones colisionales son despreciables, entonces la Ecuación 2.28 puede reescribirse como

$$I(X^{+i}, \lambda_{mn})_{\text{CEL}} = C \times \int n(X^{+i}) n_e T_e^{-1/2} \exp[-\Delta E/kT_e] dV. \quad (2.29)$$

De la misma manera en que se hizo con las líneas de recombinación, es posible definir una temperatura promedio para líneas de excitación colisional:

$$\langle T(\lambda_{mn})^{-1/2} \exp[-\Delta E/kT(\lambda_{mn})] \rangle = \frac{C \times \int n(X^{+i}) n_e T_e^{-1/2} \exp[-\Delta E/kT_e] dV}{C \times \int n(X^{+i}) n_e dV}, \quad (2.30)$$

donde ΔE es la diferencia de energía entre los niveles m y n .

Realizando una expansión en serie de Taylor alrededor de T_0 obtenemos

$$I(X^{+i}, \lambda_{mn}) \approx T_0^{-1/2} \left[1 + T_0^{-1} \left(\frac{\Delta E}{kT} - \frac{1}{2} \right) (T(\lambda_{mn}) - T_0) \right] \exp[-\Delta E/kT_0] dV, \quad (2.31)$$

con

$$T(\lambda_{mn}) = T_0 \left(1 + \left[\frac{(\Delta E/kT_0)^2 - 3\Delta E/kT_0 + 3/4}{\Delta E/kT_0 - 1/2} \right] \frac{t^2}{2} \right). \quad (2.32)$$

Para un cociente de líneas, usando las ecuaciones 2.31 y 2.32, se obtiene

$$T(\lambda_{mn}/\lambda_{m'n'}) \approx T_0 \left[1 + \left(\frac{\Delta E + \Delta E'}{kT_0} - 3 \right) \frac{t^2}{2} \right], \quad (2.33)$$

donde $\Delta E' \neq \Delta E$ es la energía necesaria para excitar al electrón al nivel considerado, y $t^2 \ll 1$.

2.7.1.2. Determinación de abundancias usando t^2

Una vez que se ha introducido el parámetro t^2 para considerar las inhomogeneidades de temperatura, es necesario conectarlo con el formalismo expuesto previamente para calcular las abundancias químicas (método directo). La intensidad relativa de una línea de emisión colisional con respecto a $H\beta$ es

$$\frac{I(X^{+i}, \lambda_{mn})}{I(H\beta)} = \frac{C \times \int n(X^{+i}) n_e T_e^{-1/2} \exp(-\Delta E/kT_e) d\Omega ds}{C \times \int n_i n_e T_e^{-0.827} d\Omega ds}, \quad (2.34)$$

si suponemos que ambas líneas de emisión se originan del mismo volumen, entonces la dependencia con $d\Omega$ y ds se cancela. Es importante notar que en las ecuaciones del método directo sin fluctuaciones de temperatura se hace la suposición de que las dos líneas que consideramos en el cociente pueden ser representadas por una sola temperatura. Al incorporar las inhomogeneidades de temperatura y el concepto de *temperatura de línea* (Ecuaciones 2.25 y 2.32), cada línea tiene una dependencia con la temperatura distinta; consecuentemente se deben usar las temperaturas correspondientes, y no podemos simplificar la expresión.

Resolviendo la ecuación 2.34 para la abundancia relativa tenemos que

$$\left[\frac{n(X^{+i})}{n(H^+)} \right]_{t^2 \neq 0.00} = C \frac{I(X^{+i}, \lambda_{mn})}{I(H\beta)} \frac{T(H\beta)^{-0.827} T^{1/2}(\lambda_{mn})}{\exp(-\Delta E/kT(\lambda_{mn}))}. \quad (2.35)$$

2. MARCO TEÓRICO

Esta expresión puede usarse para calcular las abundancias iónicas bajo la suposición de que el objeto estudiado presenta una temperatura constante, suponiendo $T(\text{H}\beta) = T(\lambda_{mn})$, obtenida mediante un diagnóstico de cociente de líneas.

Un caso de suma relevancia para el estudio de regiones H II y NPs es el cociente de $[\text{O III}] \lambda 4363/\lambda 5007$, para el cual tenemos

$$\frac{I(5007)}{I(\text{H}\beta)} = C \frac{T_{(4363/5007)}^{-1/2} \exp(\Delta E/kT_{(4363/5007)})}{T_{(4363/5007)}^{-0.827}} \left[\frac{n(\text{O}^{2+})}{n(\text{H}^+)} \right]. \quad (2.36)$$

Sin embargo, como se ha demostrado en las Ecuaciones 2.18–2.29, la temperatura obtenida a partir del diagnóstico de 4363/5007 no representa $T(\lambda 5007)$, $T(\lambda 4363)$, ni $T(\text{H}\beta)$. Sustituyendo el cociente de líneas de la Ecuación 2.34 en la Ecuación 2.36 y resolviendo para la abundancia relativa, obtenemos finalmente

$$\left[\frac{n(\text{O}^{2+})}{n(\text{H}^+)} \right]_{t^2 \neq 0.00} = \frac{T(\text{H}\beta)^{-0.827} T_{(5007)}^{1/2} \exp(-\Delta E_{(4363/5007)}/kT_{(4363/5007)} + \Delta E(\lambda)/kT_{(5007)})}{T_{(4363/5007)}^{-0.327}} \times \left[\frac{n(\text{O}^{2+})}{n(\text{H}^+)} \right]_{t^2=0.00}. \quad (2.37)$$

Nótese que esta ecuación requiere que usemos tres temperaturas distintas: $T(\text{H}\beta)$, $T(\lambda_{mn})$ y $T_{4363/5007}$; esta última se incluyó para obtener las abundancias tradicionales (suponiendo temperatura homogénea), y recordemos que $T(\text{H}\beta) \neq T(\lambda_{mn}) \neq T_{4363/5007} \neq T_0$. La penúltima temperatura aún se obtiene directamente del cociente de líneas, sin embargo $T(\text{H}\beta)$ y $T(5007)$ se obtienen simultáneamente de T_0 ; $T(5007)$ y $T(\text{H}\beta)$ son *temperaturas de línea*, dado que, como definimos anteriormente, representan la temperatura requerida para producir la intensidad observada de $[\text{O III}] \lambda 5007$ y $\text{H}\beta$. Finalmente la Ecuación 2.37 puede reescribirse de la siguiente manera:

$$\left[\frac{n(\text{O}^{2+})}{n(\text{H}^+)} \right]_{t^2 \neq 0.00} = K \left[\frac{n(\text{O}^{2+})}{n(\text{H}^+)} \right]_{t^2=0.00} \quad (2.38)$$

donde K es un factor de corrección. En el caso de que las inhomogeneidades de temperatura a pequeña escala sean dominantes en un medio con composición química homogénea, K sería equivalente al ADF.

El formalismo de t^2 desarrollado ha tenido éxito en explicar la presencia del ADF en regiones fotoionizadas donde su valor es bajo (menor a 3), particularmente en regiones H II (véase por ejemplo [Esteban, 2002](#); [Peimbert et al., 2004](#); [García-Rojas, 2007](#)) y en algunas NPs ([Peimbert et al., 2014](#)).

[Méndez-Delgado et al. \(2023\)](#) han demostrado contundentemente la presencia de inhomogeneidades de temperatura en regiones H II galácticas y extragalácticas a partir de una amplia muestra de espectros de alta resolución, cuantificadas mediante t^2 ; a su vez descartando la presencia de inhomogeneidades químicas. Sin embargo, no se han obtenido las mismas conclusiones en NPs, y no existe una razón definitiva que explique

el surgimiento de dichas inhomogeneidades en estos objetos; más aun, trabajos como los de [Liu *et al.* \(2001\)](#) y [Wesson *et al.* \(2003\)](#) reportaron la existencia de NPs con valores de ADF notoriamente altos, que difícilmente corresponderían a fluctuaciones de temperatura con composición química homogénea. Debido a esto, es necesario explorar otros mecanismos no considerados en nuestro entendimiento de las regiones fotoionizadas.

2.7.2. Inhomogeneidades químicas

[Torres-Peimbert y Peimbert \(1977\)](#) reportaron una discrepancia importante en la abundancia de C^{++} determinada con ORLs (a partir de $C\ II\ \lambda 4267$) y CELs en UV (considerando la línea semi prohibida $C\ III\]\ \lambda 1909$) en una muestra de NPs. [Peimbert y Torres-Peimbert \(1983\)](#) sugirieron que una distribución inhomogénea de C en el gas de las NPs podría explicar este fenómeno. [Torres-Peimbert *et al.* \(1990\)](#) construyeron un modelo de fotoionización para la NP NGC 4361 con una distribución inhomogénea de C consistente en dos fases: una capa interna (cercana a la estrella) con una T_e de 11400 K, rica en C, que es responsable de la mayoría de las líneas de recombinación de este elemento, así como 48 % de $H\beta$; mientras que una capa externa más caliente, con una T_e de 20200 K, con composición química "normal"¹ es responsable del resto de la emisión, dominando la de CELs de elementos pesados. Es importante notar que estos trabajos se centraron en el carbono, y no en otros elementos pesados.

En la actualidad permanece en discusión la forma en que estas inhomogeneidades puedan manifestarse en un escenario realista y consistente con el conocimiento actual de las NPs, y con la evolución estelar de sus estrellas progenitoras. [Liu *et al.* \(2000\)](#) y otros autores ([Tsamis y Péquignot, 2005](#); [Yuan *et al.*, 2011](#); [Daneshkar, 2018](#); [Gómez-Llanos y Morisset, 2020](#)) han planteado la posibilidad de que existan condensaciones más densas que el gas circundante, ricas en metales y deficientes en hidrógeno, en las que la abundancia relativa de elementos pesados es mayor que en el resto de la nebulosa. Estas condensaciones serían las responsables de la emisión de ORLs, dando origen al ADF.

En el caso de NPs, las condensaciones podrían surgir de eyecciones de las estrellas que dieron origen a la nebulosa; sin embargo, persiste el problema de que los modelos de evolución estelar actuales no predicen la existencia de las mismas.

En la literatura se han discutido principalmente dos orígenes posibles para la presencia de estas condensaciones en NPs con ADFs extremos. Una de ellas consiste en un pulso térmico muy tardío (*very late thermal pulse, o VLTP*) en el que una estrella aislada experimenta una pulsación en la capa de quemado de He, rico en oxígeno y neón ([Iben *et al.*, 1983](#); [Herwig, 2001](#)) durante la etapa de enfriamiento que la lleva a convertirse en enana blanca. En el segundo escenario, una erupción de tipo nova puede surgir de la interacción de estrellas binarias centrales con periodos muy cortos ([Wesson *et al.*, 2018](#)).

¹Debido a que la abrumadora mayoría de las determinaciones químicas a lo largo de la historia se han hecho con CELs, a estas abundancias se les suele llamar 'normales' en la literatura.

La posible existencia de estas condensaciones en regiones H II es igualmente sujeto de discusión. [Tenorio-Tagle \(1996\)](#), y posteriormente [Tsamis y Péquignot \(2005\)](#) y [Stasińska *et al.* \(2007\)](#) han propuesto un escenario para el enriquecimiento químico del medio interestelar en el que el material expulsado en las explosiones de supernova tipo II realiza un largo viaje a través del halo de la galaxia para volver a caer sobre el disco de la misma, en forma de condensaciones ricas en metales; sin embargo, no hay evidencia de que dicho material pueda permanecer estable en regiones H II.

Autores como [García-Rojas *et al.* \(2016\)](#) han presentado imágenes directas de la NP NGC 6778 (con $ADF \sim 20$) en emisión de líneas de recombinación de O II con el espectrógrafo OSIRIS del Gran Telescopio de Canarias. Encontraron que la distribución espacial de O II $\lambda\lambda 4649+50$ no coincide espacialmente con [O III] $\lambda 5007$. [Richer *et al.* \(2013\)](#) encontraron un resultado similar en NGC 7009, reportando que el comportamiento cinemático de las líneas de O II y [O III] es completamente diferente. [Richer *et al.* \(2017\)](#), tras realizar un estudio cinemático de la línea de C II $\lambda 6578$ en 76 NP, reportaron que el origen de esta tiene lugar en una zona más profunda que la línea de H α y que las líneas de emisión de [N II]. De manera similar, [Peña *et al.* \(2017\)](#) mostraron que en varias NPs las CELs y ORLs muestran distinta cinemática, dando evidencia de que CELs y ORLs se emiten en plasmas diferentes, con diferentes condiciones físicas, posiblemente diferente composición química, y diferente distribución. Estos resultados han contribuido a establecer la presencia de múltiples componentes de plasma en NPs.

[Corradi *et al.* \(2015\)](#) y [Jones *et al.* \(2016\)](#) han mostrado que NPs con estrellas centrales binarias de periodo orbital corto suelen presentar ADFs extremos; esta relación ha sido estudiada a profundidad por [Wesson *et al.* \(2018\)](#), quienes han propuesto que las interacciones entre las binarias pueden propiciar eyecciones de material similares a las producidas en novas, mismas que pueden ser responsables de la existencia de las condensaciones de alta metalicidad, pobres en hidrógeno.

2.7.3. Otros posibles escenarios responsables del ADF.

En la literatura encontramos otros escenarios físico-químicos posibles propuestos como origen y sustento del ADF en regiones fotoionizadas. Debe considerarse, sin embargo, que estos no necesariamente son mutuamente excluyentes y que la importancia relativa de cada uno de ellos puede variar de un objeto a otro.

- **Inyección de energía mecánica.** Empleando modelos hidrodinámicos, [Peimbert *et al.* \(1995\)](#) encontraron que los choques y flujos de gas de alta velocidad pueden inyectar energía mecánica al gas, contribuyendo a un calentamiento inhomogéneo del mismo y propiciando que se generen inhomogeneidades de temperatura sobre la línea de visión. Utilizando los modelos de choques de [Hartigan *et al.* \(1987\)](#), [Peimbert *et al.* \(1991\)](#) demostraron que valores altos de t^2 pueden ser explicados por la presencia de choques con velocidades mayores a 100 km s^{-1} . A partir de un análisis espectroscópico de objetos Herbig-Haro en la Nebulosa de Orión, [Mesa-Delgado *et al.* \(2008\)](#) encontraron que el ADF de oxígeno muestra un

pico en las zonas más brillantes de dichos objetos, lo que después fue confirmado por y [Espíritu *et al.* \(2017\)](#). [Mesa-Delgado *et al.* \(2009\)](#) y [Espíritu *et al.* \(2017\)](#) reportaron además que la zona más brillante de HH 202, no sólo muestra un pico en el ADF de oxígeno, sino también un máximo en el valor de t^2 .

[Peimbert y Peimbert \(2006\)](#) citan diferentes trabajos en los que se analizan mecanismos de inyección de energía mecánica en las capas en expansión de NPs. Según estos autores, estos procesos son más importantes en algunos objetos y podrían ser los responsables de la dispersión observada en los valores de t^2 observados en NPs.

- **Condensaciones de alta densidad.** [Viegas y Clegg \(1994\)](#) propusieron que en presencia de condensaciones con densidad mayor que la densidad crítica de las líneas nebulares de [O III] ($7 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$), estas líneas se desexcitan colisionalmente mientras que la línea auroral (con una densidad crítica de $2.5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$, que es mucho mayor), no lo hace. Como consecuencia, $T_e([\text{O III}])$ podría estar **sobre-estimada** y el cociente O^{++}/H^+ subestimado.

La posible existencia de tales zonas de alta densidad en NPs ha sido investigada por varios autores. A partir de observaciones del Telescopio Espacial Hubble (HST), [Torres-Peimbert *et al.* \(1997\)](#) muestran que la planetaria M 2-29 tiene al menos dos componentes: uno de relativamente baja densidad ($n_e = 10^4 \text{ cm}^{-3}$) y menor T_e que la obtenida a partir de observaciones en Tierra, y otro con mucha mayor densidad ($n_e = 10^6 \text{ cm}^{-3}$). [Liu *et al.* \(2000\)](#) propusieron la utilización de diagnósticos de densidad en el IR lejano, empleando líneas como [O III] $\lambda 52$ y $\lambda 88 \mu\text{m}$, que tienen muy bajas densidades críticas, y compararlas con los diagnósticos que hagan uso de líneas de alta densidad crítica e.g. [Cl III] $\lambda\lambda 5517, 5537$, para investigar la presencia de condensaciones de alta densidad. Usando estos diagnósticos se ha demostrado la presencia de estas condensaciones en varias NPs ([Liu *et al.*, 2000, 2001](#)) y regiones H II ([Tsamis y Péquignot, 2005](#); [Mesa-Delgado *et al.*, 2009](#); [Méndez-Delgado *et al.*, 2022](#)). No obstante, persiste el problema de que las líneas en IR suelen ser considerablemente débiles, y no siempre son registradas por los espectrógrafos centrados en el ultravioleta (UV) y Visible (V).

- **Distribución κ .** Este mecanismo propone que la distribución de velocidades de los electrones libres en las regiones H II y NPs puede desviarse de una curva de Maxwell-Boltzmann, debido a la presencia de electrones supratérmicos. ([Nicholls *et al.*, 2012, 2013](#)) y [Dopita *et al.* \(2013\)](#) han propuesto que la distribución de los electrones puede estar representada por la distribución κ , cuyas propiedades son exploradas a detalle en plasmas estelares por [Livadiotis y McComas \(2009\)](#). En este caso, el valor de κ indica el grado en el que la distribución de velocidades electrónicas se desvía de una Maxwelliana. En el límite en que $\kappa = \infty$, ambas curvas son idénticas. Es así que, para regiones H II, $10 \leq \kappa \leq 40$.

[Ferland *et al.* \(2016\)](#) ha mostrado que la distancia sobre la cual las tasas de calentamiento cambian son mucho mayores que la distancia a la que pueden des-

plazarse los electrones supratérmicos, y que la escala de tiempo para termalizar estos electrones es mucho más corta que las escalas de tiempo de calentamiento o enfriamiento. Estas estimaciones implican que los electrones supratérmicos habrán adoptado una distribución de velocidades Maxwelliana mucho antes de afectar a los iones progenitores de CELs y RLs, poniendo un límite a los valores de $\kappa \geq 10^6$, siendo demasiado altos para ser consistentes con los valores requeridos; en otras palabras, en regiones fotoionizadas ocurren desviaciones con respecto a una maxwelliana miles de veces menores que las requeridas.

2.8. Modelos numéricos de fotoionización (el código Cloudy)

Las condiciones físicas en una región fotoionizada pueden simularse mediante códigos que calculan el equilibrio térmico y de fotoionización, así como la transferencia radiativa. Existen varios códigos disponibles en la investigación astronómica para realizar este tipo de modelos. Uno de los códigos más utilizados en la actualidad es CLOUDY (Ferland *et al.*, 2017), el cual ha estado en continuo desarrollo por más de treinta años, recibiendo un gran soporte y documentación por parte de la comunidad astronómica.

CLOUDY es un código de acceso libre para modelar plasmas ionizados en equilibrio termodinámico no local que considera las ecuaciones de equilibrio de ionización y de equilibrio térmico presentadas en el Capítulo 2. CLOUDY ha sido utilizado para entender el comportamiento de la materia en distintos entornos de interés astrofísico, como discos de acreción en AGNs, nubes moleculares, la corona solar, el medio intergaláctico, regiones H II y, por supuesto, nebulosas planetarias. El código considera densidades desde el límite de baja densidad hasta 10^{15} cm^{-3} , y temperaturas entre unos cuantos kelvin, y 10^{10} K . El código incluye todos los iones de elementos hasta el número atómico 30, y abarca 625 especies (átomos, iones o moléculas).

Para modelar una región fotoionizada CLOUDY requiere una serie de entradas, entre las que se encuentran las siguientes:

- **Fuente de ionización.** Puede ser una sola estrella o un cúmulo de estrellas, incluyendo la forma del campo de radiación, p. ej. un cuerpo negro con una T_{eff} determinada o una atmósfera estelar con una distribución de energía espectral (*spectral energy distribution*, SED) específica. También es necesario especificar la luminosidad y la tasa de fotones ionizantes ($Q(H)$). En el caso de NPs, las SEDs más utilizadas en modelos de fotoionización son las de Rauch (2003).
- **Densidad de hidrógeno.** Puede especificarse una sola densidad para todo el modelo, o una distribución de densidad como función del radio.
- **Abundancia química del gas.** En este caso pueden especificarse o considerarse abundancias predeterminadas representativas de objetos del medio interestelar.
- **Radio.** Indica la distancia desde el centro de la fuente ionizante, hasta la cara iluminada de la nube.

- **Factor de llenado.** Los resultados observacionales demuestran que la distribución de la materia en NPs y regiones H II no es uniforme. Una forma de modelar este hecho consiste en suponer que existen condensaciones de cierta densidad, rodeadas por zonas de densidad cero. Así, el factor de llenado expresa la fracción de volumen ocupado por las condensaciones.
- **Criterios de parada del modelo.** Puede especificarse por ejemplo, que el cómputo se detenga a cierto radio, temperatura, o grado de ionización.
- **Morfología del gas.** Puede ser esférica o plano paralela.

Con estas entradas, CLOUDY produce archivos de salida que incluyen un espectro emitido sintético, temperatura y densidad electrónica, fracciones iónicas, calentamiento y enfriamiento, etc. Cabe mencionar que la información se presenta tanto celda por celda, como en forma integrada.

En este trabajo también hemos utilizado la biblioteca de PYTHON PYCLOUDY (Morisset, 2013) para tener un mejor manejo de los archivos de entrada y salida. Esta biblioteca permite generar archivos de entrada con unas cuantas líneas de código, además de incorporar y personalizar parámetros como las líneas de emisión del multiplete V1 de O II o las SEDs de estrellas centrales de NPs. Asimismo PYCLOUDY también permite leer los archivos de salida y manipularlos fácilmente, siendo de gran utilidad para la construcción de modelos combinados.

Nebulosa Planetaria M 2-36

3.1. Contexto y estudios previos

La nebulosa planetaria M 2-36 se localiza en el bulbo de la Galaxia, una zona rica en estrellas de población II, aunque también se han descubierto en él estrellas de reciente formación. Las primeras son particularmente interesantes pues se identifican como las progenitoras de nebulosas planetarias. Autores como [Pottasch *et al.* \(1988\)](#) estiman, a partir de observaciones en infrarrojo y radio continuo, que el número de NPs en un radio de 10° alrededor del centro galáctico es de 3000 aproximadamente.

El estudio de NPs en esta zona de la galaxia presenta algunos desafíos importantes: la extinción en dirección del bulbo galáctico es alta e irregular, por lo que es difícil de caracterizar adecuadamente. En estudios de NP que se basan únicamente en líneas de emisión de elementos pesados, esto tiene consecuencias sobre las incertidumbres en T_e y n_e . Debido a lo anterior, es deseable resolver las líneas de recombinación de H I, para realizar una corrección adecuada por extinción. Algunos estudios recientes sobre abundancias químicas de NP en el bulbo galáctico pueden encontrarse en [Wang y Liu \(2007\)](#) y [Pottasch y Bernard-Salas \(2015\)](#).

M 2-36 es una nebulosa planetaria localizada a 6100 parsecs de distancia del sistema solar ([Stanghellini, 2008](#)), en dirección del bulbo de nuestra Galaxia. Sus coordenadas (época 2000) son $\alpha = 18^{\text{h}}11^{\text{m}}04.99^{\text{s}}$, $\delta = -28^\circ 58' 59.1''$. Presenta un tamaño angular de $0.137'$, mientras que su velocidad radial es de -93 km/s ¹.

La composición química de M 2-36 fue reportada por primera vez por [Ratag *et al.* \(1997\)](#) como parte de un sondeo de 110 NPs del bulbo Galáctico en el visible y radio continuo. En aquel estudio reportaron una abundancia de $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.89$, mientras que para su estrella central adoptaron valores de $T_{eff} = 82\,500$ K, y $\log g = 5.20$.

[Liu *et al.* \(2001\)](#) realizó un estudio más profundo de M 2-36 y M 1-42 utilizando principalmente el telescopio de 1.52 m del Observatorio Europeo Austral (ESO por sus siglas en inglés), junto con un análisis espectral de mediana resolución, empleando

¹Tomado de la base de datos SIMBAD ([Wenger *et al.*, 2000](#))

el espectrógrafo Boller and Chivens. Estas observaciones fueron complementadas con datos en infrarrojo del *Infrared Space Observatory* de la Agencia Espacial Europea, y del observatorio espacial *International Ultraviolet Explorer*. Los autores reportan una T_e de [O III] ($\lambda 4959 + \lambda 5007 / \lambda 4363$) de 8380 K, y una n_e de $3800 - 4800 \text{ cm}^{-3}$ a partir de líneas de emisión en el visible; obteniendo una abundancia de oxígeno de $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.85$, consistente con los resultados de [Ratag et al. \(1997\)](#). Un resultado importante de este estudio fue la determinación del ADF de esta nebulosa a partir de abundancias de C^{++} , N^{++} y O^{++} , obteniendo un valor de 5 a partir de CELs y ORLs de O^{++} , constituyendo uno de los primeros reportes de grandes discrepancias de abundancias en nebulosas planetarias. En ese mismo estudio, también se reporta un ADF de aproximadamente 20 para M 1-42.

[Liu et al. \(2000\)](#) encontraron que un modelo de bi-abundancias es capaz de explicar los patrones de abundancias en nebulosas planetarias como NGC 6153. En lo que respecta a las inhomogeneidades de densidad, [Liu et al. \(2001\)](#) afirman que la emisión de NGC 6153, M 1-42 y M 2-36 podría explicarse con un modelo de bi-abundancias en el que se presenten inclusiones de alta densidad ($n_e \geq 10^6 \text{ cm}^{-3}$) pobres en hidrógeno, aunque reconocen la dificultad de que tales modelos reproduzcan valores de ADF altos, como los observados en M 1-42. A la fecha no se han publicado en la literatura modelos de fotoionización de M 2-36 además de los producidos en esta tesis.

Si bien los estudios de [Ratag et al. \(1997\)](#) y [Liu et al. \(2001\)](#) fueron pioneros en el análisis detallado de abundancias químicas en nebulosas planetarias del bulbo galáctico, y en la determinación del ADF de las mismas, investigaciones recientes han resaltado la necesidad de estudiar estos objetos utilizando alta resolución espectral. La alta resolución espectral (con una señal a ruido considerable) es deseable para detectar y resolver completamente las líneas de recombinación de elementos pesados además de permitir el cálculo de abundancias con gran precisión. Esto puede verse en trabajos como el de [Wesson et al. \(2005\)](#), centrado en NPs de alto ADF; o [García-Rojas et al. \(2012\)](#), quienes reportan condiciones físicas y emisión de ORLs de NPs con estrellas centrales de tipo [WC]. [Peimbert et al. \(2014\)](#) consideraron estos trabajos para determinar abundancias químicas en NPs a partir de ORLs. [McNabb et al. \(2016\)](#) observaron M 1-42 (previamente analizada por [Liu et al., 2001](#)) utilizando el espectrógrafo UVES del VLT, reportando una abundancia de $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.75$ y un ADF de 22, consistente con los resultados de Liu et al. ($12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.63$, y ADF=20).

En este trabajo se realiza un análisis de las abundancias químicas y condiciones físicas de M 2-36 basado en datos nunca antes publicados. Estos se obtuvieron de observaciones hechas con el Very Large Telescope, del Observatorio Europeo Austral, ubicado en Cerro Paranal, Chile, bajo el programa 70.C-0008(A).

3.2. Observaciones

Esta tesis está basada en observaciones inéditas de M 2-36, que forman parte de una muestra de espectros de alta resolución tomados con el instrumento Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph (UVES), del Very Large Telescope (D’Odorico *et al.*, 2000). Las observaciones se llevaron a cabo entre el 29 de marzo y el 1 de abril de 2003.

3.2.1. Espectro de UVES.

UVES es un espectrógrafo ideal para realizar investigación de frontera en el campo de las regiones fotoionizadas con alta resolución. Su diseño dirige la luz del telescopio a dos brazos, llamados "azul" (con un rango espectral de 3000 – 5000 Å) y "rojo" (4200 – 11000 Å), equipados con rejillas de difracción de echelle; se caracteriza por una alta resolución espectral, alcanzando un máximo de 80000 en el brazo azul y 110000 en el rojo, dependiendo del ancho de la rendija; a esto se agrega una eficiencia total del sistema telescopio-instrumento-detector de hasta 25%. Gracias a estas características, UVES permite, en pocas capturas, producir espectros de alta resolución, con un cociente señal a ruido considerable, abarcando un amplio rango espectral. Al estar instalado en un telescopio de 8.2 m de diámetro, se ha convertido en uno de los espectrógrafos más avanzados del mundo, a pesar de haber entrado en operaciones hace más de 20 años (D’Odorico *et al.*, 2000).

Las características de UVES permiten resolver individualmente las líneas de recombinación del multiplete V1 de O II (véase Storey *et al.* (2017)) con una señal a ruido considerable, separándolas completamente de otras componentes, lo cual es fundamental para calcular el ADF(O⁺⁺). Asimismo, la alta resolución permite determinar la temperatura electrónica, T_e , y la densidad electrónica, n_e , con barras de error reducidas; sobre todo en el caso del salto de Balmer. Trabajos recientes basados en datos obtenidos con este instrumento han demostrado la necesidad de utilizar datos de alta resolución espectral y espacial para profundizar en el origen de los mecanismos físicos responsables del ADF en regiones H II (Peimbert, 2003; Esteban *et al.*, 2004; Mesa-Delgado *et al.*, 2009) y nebulosas planetarias (García-Rojas *et al.*, 2012, 2013; McNabb *et al.*, 2016; Richer *et al.*, 2019).

En la Figura 3.1 se muestra M 2-36 en el campo de visión de UVES. El tamaño de la rendija se fijó en $2'' \times 10''$, con una orientación Este-Oeste, con el fin de cubrir el gas de M 2-36, evitando la estrella central.

Los espectros del están divididos en seis secciones, obtenidas con distintas configuraciones de dispersores cruzados (CD) y dicróicos (DICH), que detallo en la Tabla 3.1. La configuración elegida registraba respectivamente los espectros UV y Azul en un CCD de 3072×2048 píxeles. Las secciones verde y roja del espectro, al igual que el cercano y lejano infrarrojo (IR) fueron obtenidas a partir de una configuración que contenía dos CCDs, produciendo una sola imagen del doble de píxeles que la de los espectros UV y Azul.

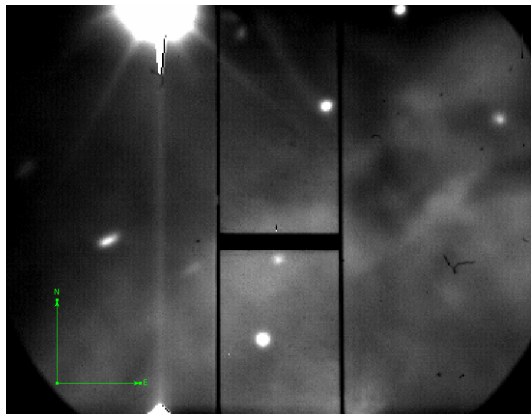


Figura 3.1: M2-36 vista por el campo de visión de UVES. Se muestra la posición de la rendija, cuyas dimensiones son 2×10 segundos de arco².

Etiqueta	Longitud de onda (Å)	CD	DICH
UV	3100 – 3880	1	1
Azul	3730 – 4990	2	2
Verde / Rojo	4760 – 6840	3	1
Cercano IR / Lejano IR	6600 – 10360	4	2

Tabla 3.1: Configuraciones de *cross dispersers* (CD) y dicróicos (DICH), empleados para obtener cada región del espectro.

El tiempo de exposición dedicado a cada configuración puede consultarse en la Tabla 1 del artículo de investigación (Capítulo 4). Las observaciones se realizaron con una masa de aire entre 1.037 y 1.373; utilizamos el corrector de dispersión atmosférica para mantener la misma región observada dentro de la rendija, independientemente del valor de masa de aire. La temperatura ambiente del observatorio fue en promedio de 14 °C. las condiciones atmosféricas fueron buenas, con un *seeing* de 0.5"- 0.7".

Antes de proceder a la reducción de datos, fue necesario recortar las imágenes de manera que todas fueran del mismo tamaño; esto se hizo con la rutina `imcopy` de IRAF. Con esta configuración se tomaron los espectros de cada objeto de una muestra de NPs; al igual que los flats.

En la Figura 3.2 se muestra un ejemplo de los archivos utilizados en la reducción de datos. La imagen de la izquierda muestra el espectro de échelle bidimensional (también llamado echellograma) de M 2-36. La dirección espectral está definida por los órdenes,

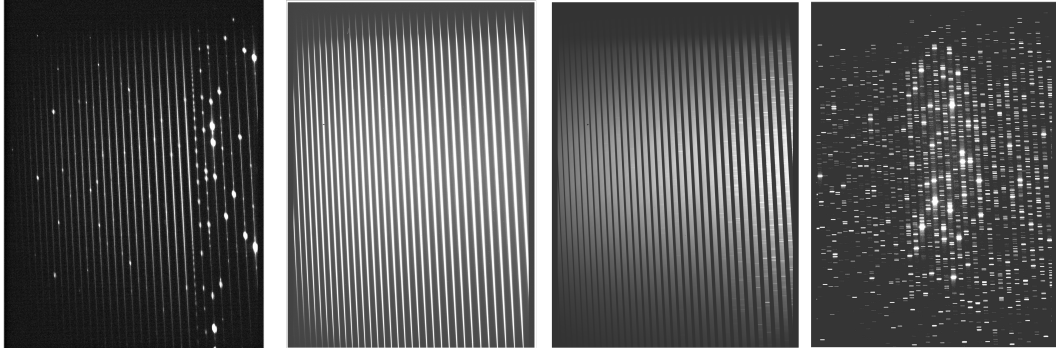


Figura 3.2: Archivos utilizados para la reducción de datos, de izquierda a derecha: UV de M2-36; espectro UV de estrella estándar; flat; y lámpara de ThAr para calibración en longitud de onda.

y va de menor a mayor longitud de onda de izquierda a derecha y de arriba a abajo. Dentro de cada orden, la dirección espacial es la perpendicular a la dirección espectral. Puede apreciarse el decremento de Balmer en la zona centro-derecha de la imagen.

A cada espectro y flat se le restó el bias. Los flats y archivos se combinan calculando la mediana entre los valores (cuentas) disponibles para cada pixel con la rutina `imcombine`.

El primer paso para extraer los espectros consiste en trazar las aperturas de cada región del espectro. Esto se hace con base en las estrellas estándar para encontrar el centro de las aperturas y trazar los órdenes, mientras que los flats se utilizan como referencia para fijar el ancho de las mismas. Establecidos estos parámetros, se trazan las aperturas con la rutina `apall`.

La sensibilidad pixel a pixel depende de dos factores: el primero es la longitud de onda y el segundo engloba las características o imperfecciones físicas de cada pixel. Cuando uno trabaja con espectros de echelle, frecuentemente se extraen los órdenes uno por uno, normalizando cada uno con respecto al flat. Trabajar con esos flats es sencillo puesto que podemos considerar que la sensibilidad es constante. En este trabajo buscamos maximizar nuestra señal ruido y para ello sumamos la intensidad que hay en los pixeles de la misma longitud de onda (cada longitud de onda puede caer en dos o hasta tres órdenes simultáneamente); al sumarlos buscamos darles un peso proporcional a la señal que están recibiendo, esto es proporcional a su sensibilidad. Hemos utilizado una técnica poco convencional en la que sumamos todos los órdenes antes de hacer la última calibración. Para caracterizar la sensibilidad en cada orden utilizamos un polinomio de Legendre de orden 8 tomando como referencia las aperturas trazadas con `apall` (Fig. 3.3); posteriormente normalizamos los espectros con la rutina `apnormalize`. Este procedimiento ha sido utilizado en trabajos como Peimbert (2003); Ruiz *et al.* (2003) y Peimbert *et al.* (2004)

Todos los CCDs presentan zonas defectuosas (p. ej. pixeles muertos o calientes);

estas se corrigieron con la rutina `fixpix`, la cual considera una lista de pixeles defectuosos y realiza una interpolación sobre las imágenes tomando como referencia los pixeles válidos más cercanos.

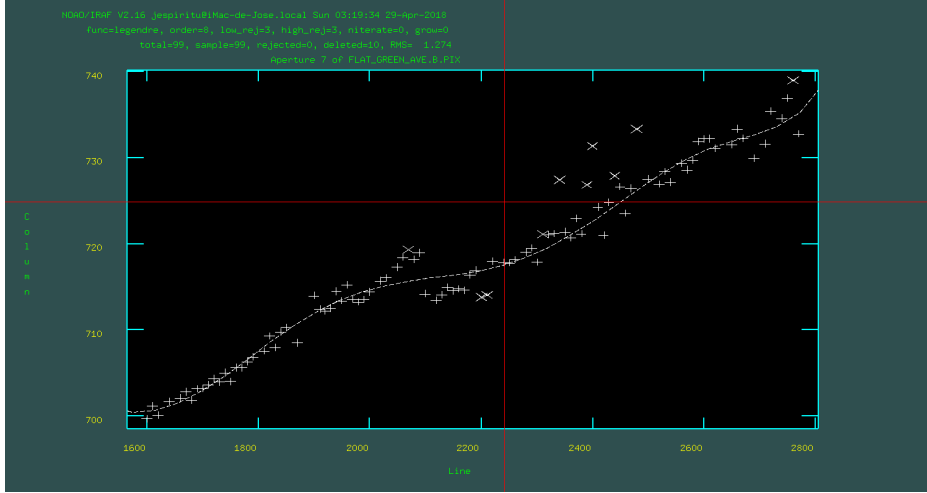


Figura 3.3: Ajustando un polinomio para normalizar los espectros con `apnorm`.

Para calibrar los espectros en flujo se utilizaron estrellas estándar. En esta temporada de observación había dos estrellas adecuadas para la calibración: EG 274 y CD-32 9927 (Tabla 3.2). Estas estrellas han sido estudiadas a profundidad, de manera que su distribución espectral es bien conocida y ha sido cuantificada con precisión; al utilizarlas en la calibración, es posible pasar de cuentas a unidades de flujo ($\text{erg}/\text{cm}^2/\text{s}/\text{\AA}$). La calibración en flujo se llevó a cabo con las rutinas `standard` y `sensfunc` de IRAF (Fig. 3.4), en las que los parámetros de entrada incluyen los espectros de las estrellas estándar; la masa de aire al comienzo de la observación; las coordenadas del observatorio; y el tiempo de exposición. Debemos notar que hay una diferencia entre las dos estrellas estándares de 0.1 magnitudes, lo que se traduce en una incertidumbre absoluta de $\sim 5\%$; esta no varía en función de la longitud de onda.

Los espectros se calibraron en longitud de onda tomando como referencia lámparas de Torio-Argón (ThAr). Utilizando la rutina `ecidentify` se identificaron las líneas de emisión de estas lámparas tomando como referencia el atlas del Observatorio Europeo Austral para UVES (Fig. 3.5).

Concluida esta tarea, el archivo de calibración se agregó al *header* de cada archivo con la rutina `hedit`. La calibración se concluyó con la rutina `dispcor`. En este punto los espectros se encontraban divididos en múltiples aperturas, para combinar estas en una sola utilicé la rutina `scombine`. Cada archivo de salida se divide por el flat normalizado correspondiente con el fin de optimizar la calibración en flujo.

En el apéndice A se muestran las zonas más importantes del espectro reducido.

Es destacable la profundidad de los espectros reducidos. Como se verá más adelante,

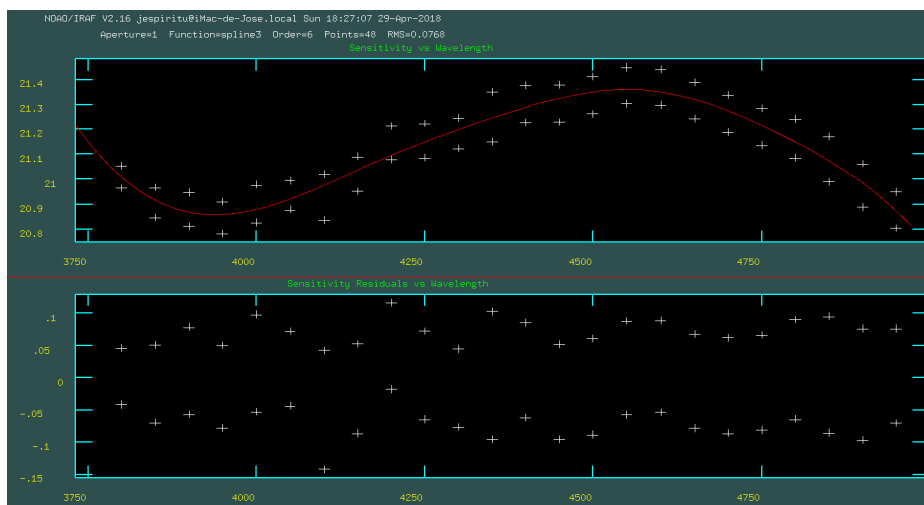


Figura 3.4: Calibración en flujo de los espectros tomando como referencia dos estrellas estándar.

Estrella estándar	α (J2000)	δ (J2000)	Referencia
CD-32 9927	14:11:46.3	-33:13:46.1550	Hamuy <i>et al.</i> (1992, 1994)
EG 274	16:23:33.9	-39:13:45.1	Moehler <i>et al.</i> (2014)

Tabla 3.2: Estrellas estándar utilizadas para la calibración en flujo.

producto de este procedimiento fue posible resolver todas las líneas del multiplete V1 de O II con una señal a ruido considerable, así como resolver el decremento de Balmer de H^+ hasta H36.

3.3. Identificación de líneas y medición de flujo

El espectro reducido fue analizado utilizando la rutina SPLOT de IRAF. El flujo de las líneas de emisión se determinó integrando entre dos puntos (con el comando *e*) sobre el continuo local, estimado a ojo.

Algunas líneas se presentaban mezcladas (*blended*); la manera de separarlas consistió en ajustar un perfil gaussiano a cada línea con la rutina SPLOT. Para ello se consideró la longitud de onda de laboratorio como referencia, permitiendo que la longitud de onda de la gaussiana ajustada fuera variable, mientras que la separación entre curvas se mantenía constante.

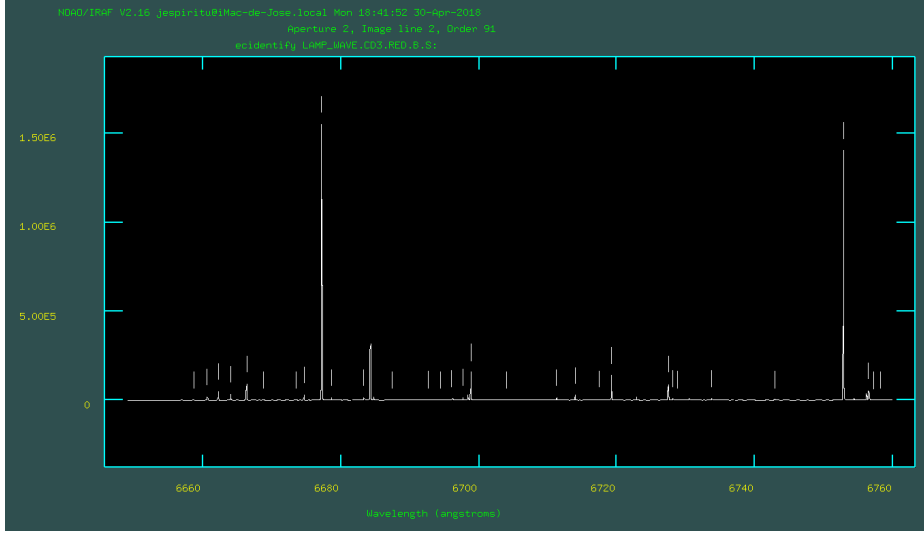


Figura 3.5: Calibración en longitud de onda a partir de los atlas de lámparas de ThAr de ESO. Rutina `ecidentify` de IRAF.

Con esta metodología se midieron 420 estructuras en el espectro. Algunas correspondían a líneas mezcladas, que fueron separadas exitosamente siguiendo el procedimiento anterior. Para identificar el origen de cada una se consideraron como referencia identificaciones previas hechas por [Liu *et al.* \(2001\)](#) y la Lista de Líneas Atómicas v2.05b2 de [van Hoof \(2018\)](#). Consecuentemente se reportaron 446 líneas de emisión.

Entre nuestras identificaciones destacan más de 40 líneas de recombinación de O II, incluyendo las ocho líneas que integran el multiplete V1, que es importante para estudiar el ADF(O⁺⁺) (Figura 3.6). También es destacable la detección de dos líneas de emisión de [Kr IV] y una de [Xe IV], las cuales son producidas por el proceso-s (captura lenta de neutrones); esta es la primera detección de este tipo de líneas de emisión en M 2-36.

Para determinar el error asociado al flujo de las líneas de emisión, se consideró una muestra de líneas dentro cada rango del espectro considerado, poniendo énfasis en las líneas más débiles debidamente identificadas, exentas de contaminación. Se midieron los errores estadísticos asociados al continuo a ambos lados de cada línea, asignando un valor de 3σ al flujo promedio de aquellas líneas débiles identificadas correctamente.

Este error se sumó en cuadratura a aquel debido a la calibración en flujo, que se estimó en 1.5%. De esta manera

$$\%error = \sqrt{1.5^2 + \left(\frac{F(3\sigma)}{F(\lambda)} \times \frac{100}{3} \right)^2}; \quad (3.1)$$

donde $F(3\sigma)$ representa el flujo asociado a 3σ , y $F(\lambda)$ es el flujo de una línea de emisión. Los porcentajes de error definitivos asociados a cada línea se presentan en la Columna

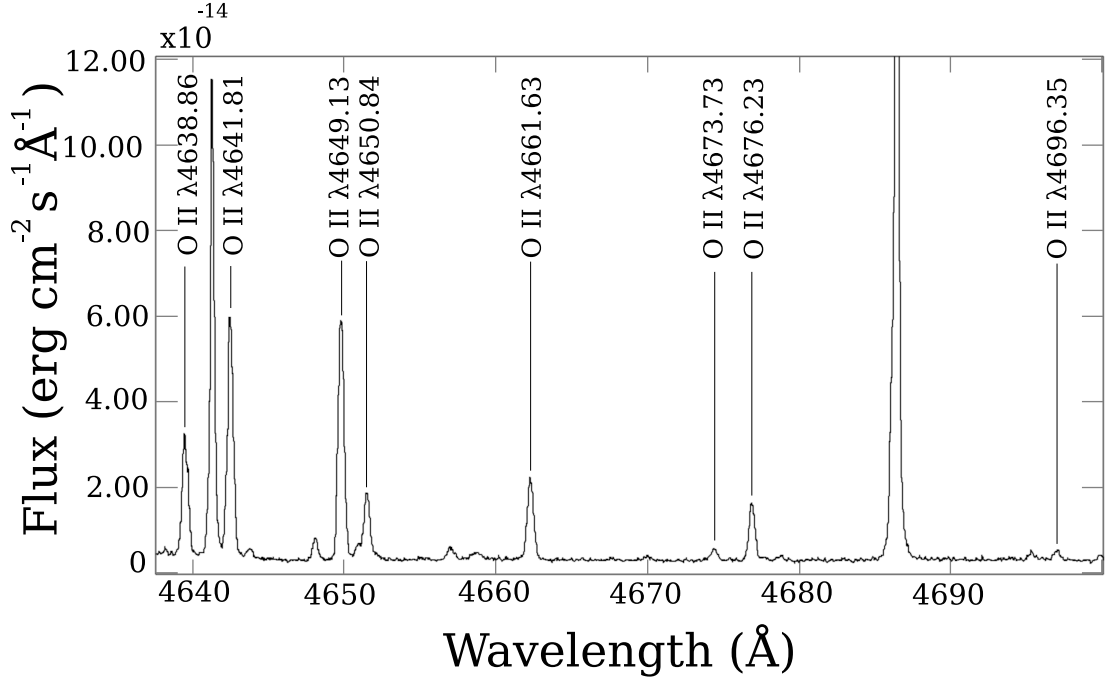


Figura 3.6: Zona del espectro alrededor del multiplete V1 de O II.

7 de la Tabla 2 del artículo (Capítulo 4). Estos errores se propagaron al cálculo de condiciones físicas y abundancias químicas.

3.4. Corrección por enrojecimiento

El flujo de cada línea de emisión es afectado por el polvo interestelar, que provoca extinción y dispersión (enrojecimiento) de la radiación emitida por la nebulosa.

Para corregir el flujo de cada línea de emisión con respecto a $H\beta$, utilizamos la expresión

$$\frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} = \frac{F(\lambda)}{F(H\beta)} 10^{C(H\beta)f(\lambda)}, \quad (3.2)$$

donde $C(H\beta)$ es la extinción logarítmica en $H\beta$, $f(\lambda)$ es la corrección por enrojecimiento derivada de la ley de extinción, tal que $f(H\beta) = 0$; y $F(\lambda)$ es el flujo sin corregir para cada línea de emisión; $I(\lambda)$ representa el flujo intrínseco (desenrojecido) de la línea de emisión.

Para llevar a cabo la corrección por enrojecimiento seleccionamos la ley de [Cardelli et al. \(1989\)](#), que abarca del UV al cercano infrarrojo (1250 – 35000 Å). Esta ley depende del parámetro $R_V = A(V)/E(B - V)$, que es el cociente de la extinción total a selectiva.

Para seleccionar los valores adecuados de $C(H\beta)$ y R_V tomamos como referencia la intensidad de las líneas de H I de las series de Balmer y Paschen, ya que sus cocientes son poco sensibles a la temperatura y densidad electrónicas en el rango de las condiciones físicas presentes en NPs. El software INTRAT (Storey y Hummer, 1995) nos permite calcular los valores teóricos de las líneas de H I, considerando $T_e = 8000K$ y $n_e = 5000 \text{ cm}^{-3}$. Estos valores se compararon con los flujos medidos a partir del espectro reducido para determinar la corrección por extinción, a partir de la χ^2 de esta distribución. Se exploraron valores de R_V entre 2.5 – 3.2; y de $C(H\beta)$ entre 0.25–0.35. Finalmente, adoptamos $C(H\beta) = 0.33 \pm 0.01$, y $R_V = 2.75$; pues con ellos χ^2 resultó ser mínima. En la Tabla 3.3 se muestran las líneas utilizadas para determinar el enrojecimiento.

λ_0	λ_{obs}	Id.	F_{obs}	I_{teo}	$f(\lambda)$
3703.86	3704.36	H 16	1.253	1.316	0.368
3711.97	3712.49	H 15	1.529	1.582	0.366
3750.15	3750.65	H 12	3.108	3.049	0.357
3770.63	3771.15	H 11	3.533	3.959	0.352
3797.90	3798.42	H 10	4.756	5.281	0.345
3835.39	3835.92	H 9	6.981	7.300	0.336
3970.07	3970.63	H 7	19.896	15.800	0.299
4340.47	4341.06	H 5	45.290	46.6	0.175
4861.33	4862.00	H β	99.986	100	0.000
6562.82	6563.72	H α	298.113	289.8	-0.312
8750.47	8751.68	P 12	1.227	1.084	-0.597
8862.79	8864.02	P 11	1.515	1.41	-0.607
9545.97	9547.52	P 8	3.562	3.738	-0.652
10049.40	10049.82	P 7	5.277	5.667	-0.679

Tabla 3.3: Líneas de H I que se usaron para determinar la corrección por enrojecimiento, con $C(H\beta) = 0.33 \pm 0.01$ y $R_V = 2.75$, utilizando la ley de Cardelli *et al.* (1989).

3.5. Condiciones físicas

En el análisis de la temperatura y densidad electrónicas, T_e y n_e , se hizo una distinción entre especies de nivel de ionización alto (energía de ionización mayor a 23

eV) y bajo (energía de ionización menor a 23 eV). Como resultado, se obtiene una temperatura y densidad representativa para cada zona.

Para la zona de alta ionización, se adoptó un valor de $T_e = 8130 \pm 100$ K, tras realizar un promedio ponderado por las incertidumbres de los valores obtenido de los diagnósticos de [O III] $\lambda 4959/\lambda 4363$, [S III] $\lambda \lambda 9069+9532/\lambda 6312$, y [Ar III] $\lambda \lambda 7136+7751/\lambda 5192$. Uno de los diagnósticos más usados es el de [O III] $\lambda \lambda 4959+5007/\lambda 4363$; sin embargo, la línea de 5007 se encuentra saturada en el espectro de M 2-36, por lo que se recurrió únicamente al cociente de 4959/4363. Para la densidad electrónica adoptamos un valor de $n_e = 5400 \pm 1000 \text{ cm}^{-3}$, a partir de los diagnósticos de [Cl III] $\lambda 5517/\lambda 5537$ y [Ar IV] $\lambda 4711/\lambda 4740$. Estos valores de T_e y n_e se presentaron en el artículo de investigación (Capítulo 4); empero, tras una revisión, hemos notado que las líneas de [S III] $\lambda 9069$ y $\lambda 9532$ se encuentran contaminadas, posiblemente por líneas de absorción telúricas: el cociente de intensidades observado $I(\lambda 9532)/I(\lambda 9069) = 2.15$ se aleja considerablemente del valor teórico calculado con PYNEB, que es de 2.47; por estas razones habría sido más apropiado no considerar el diagnóstico de [S III]. En el caso de [Ar III], por ejemplo, el cociente teórico de $\lambda 7136/\lambda 7751$ es de 4.14, contra 4.29 de nuestras observaciones (una diferencia del 4%). Tomando en cuenta únicamente los diagnósticos de [O III] y [Ar III], habríamos adoptado $T_e = 8350 \pm 100$ (promedio ponderado); la implicación más relevante es que el cociente $12 + \log(\text{O}_{\text{CEL}}^{++}/\text{H}^+) = 8.73 \pm 0.02$, una diferencia de 0.06 dex con respecto al valor reportado en el artículo ($12 + \log(\text{O}_{\text{CEL}}^{++}/\text{H}^+) = 8.79 \pm 0.02$); consecuentemente, el valor del ADF(O^{++}) ascendería a 7.8 (la abundancia de $\text{O}_{\text{RL}}^{++}$ no cambia). Esta revisión no altera significativamente determinaciones como t^2 , ni afecta nuestras conclusiones sobre la naturaleza de M 2-36.

En lo referente a la zona de baja ionización, hemos considerado los diagnósticos clásicos de [N II] $\lambda \lambda 6548+83/\lambda 5755$, y [O II] $\lambda \lambda 3726+29/\lambda \lambda 7320+30$ para T_e . [N II] $\lambda 5755$ suele ser afectada por emisión de recombinación, por lo que tiene que corregirse. Liu *et al.* (2000) proponen una ecuación para estimar la contribución de la componente de recombinación, I_R , basada en los coeficientes de recombinación radiativa a los niveles metaestables de [N II] calculados por Pequignot *et al.* (1991) y los coeficientes de recombinación dielectrónica de Nussbaumer y Storey (1984):

$$\frac{I_R(\lambda 5755)}{I(\text{H}\beta)} = 3.19t^{0.30} \times \frac{\text{N}^{++}}{\text{H}^+}, \quad (3.3)$$

donde $t = 10^4/T_e$ y $0.5 \leq t \leq 2.0$; para el caso de M 2-36, esta contribución corresponde a un 3% del flujo medido de [N II] $\lambda 5755$.

[O II] $\lambda 7320$ y $\lambda 7330$ también se encuentran afectadas por recombinación; para este caso Liu *et al.* (2000) proponen una ecuación basada en coeficientes de recombinación calculados en dicho trabajo, además de las probabilidades de transición de Zeippen (1982), con la cual estiman la contribución de la componente de recombinación,

$$\frac{I_R(\lambda \lambda 7320 + 7330)}{I(\text{H}\beta)} = 9.36t^{0.44} \times \frac{\text{O}^{++}}{\text{H}^+}. \quad (3.4)$$

La contribución correspondiente es del 7% para nuestras observaciones. Considerando

estas correcciones adoptamos el promedio ponderado del resultado de los diagnósticos, adoptando un valor de $T_e = 14500 \pm 300$ K para la zona de baja ionización.

Rodríguez (2020) propone un método alternativo para corregir la emisión de [O II] y [N II] por recombinación, a partir de cálculos más profundos en los que se considera la contribución de la recombinación a los cuatro niveles sobre el estado base ($2s^2 2p^3 \ ^2D_{5/2}^o$, $\ ^2D_{3/2}^o$, $\ ^2P_{3/2}^o$, y $\ ^2P_{1/2}^o$), utilizando además datos atómicos actualizados. Basándonos en la Figura 1 de ese trabajo, estimamos que la diferencia entre la temperatura electrónica corregida y aquella sin corregir es $\log(T_e[\text{N II}]) - \log(T_e[\text{N II}]_0) \approx -0.02$, por lo que la diferencia en $T_e[\text{N II}]$ es menor en un 5% al valor adoptado en el artículo de investigación; esto implica una abundancia de $12 + \log(\text{O}^+/\text{H}^+)$ menor en 0.03 dex a la reportada en la Tabla 6 del artículo (4). En el caso de [O II], el cambio en n_e sería menor al 5% al valor adoptado, por lo que el impacto en la determinación de abundancias es mucho más pequeño. Es necesario tener presente esta corrección ya que puede llegar a ser importante en NPs con un grado de ionización más alto.

Para la densidad electrónica en la zona de baja ionización adoptamos un valor de $n_e = 3500 \pm 600 \text{ cm}^{-3}$, con base en los diagnósticos de [O II] $\lambda 3726/\lambda 3729$ y [S II] $\lambda 6716/\lambda 6731$.

En el caso de la densidad, la diferencia entre ambas zonas no es altamente notable (5300 cm^{-3} para baja ionización y 3500 cm^{-3} para alta ionización), pero en el caso de la temperatura, la fase de baja ionización llega a ser 1.78 veces mayor que la fase de alta ionización.

Las determinaciones de T_e de baja ionización de [O II] y [N II] son consistentes en el análisis de esta tesis (Liu *et al.* (2001) reportan una diferencia de 5000 K entre ambos diagnósticos), a la vez que la intensidad de [N II] $\lambda 5755$ es mayor que la reportada en el estudio previo. El origen de esta diferencia puede radicar en que se han observado distintas zonas de la nebulosa: Liu *et al.* (2001) analizó la nebulosa en su totalidad, mientras que en este trabajo se estudia una zona cercana a la estrella central. En la presencia de inhomogeneidades, es de esperarse que una subsección de la NP no sea necesariamente una buena representación del total del objeto.

Un resultado importante del estudio de M 2-36 es la determinación de condiciones físicas a partir de líneas de recombinación de He^+ y O^{++} , además del salto de Balmer (BJ) de H^+ . Las líneas de recombinación de O^{++} y algunas de H^+ (p. ej. las más cercanas al salto de Balmer en $\lambda \approx 3646 \text{ \AA}$) no siempre están disponibles en el análisis espectral de las regiones fotoionizadas, debido a que se requiere una resolución espectral considerable para resolverlas y un alto cociente de señal a ruido para que las determinaciones obtenidas a partir de ellas sean confiables; en particular las líneas de O II pueden encontrarse mezcladas fácilmente con líneas de N II y N III.

A partir de la amplitud del salto de Balmer se puede determinar la temperatura electrónica, $T_e(\text{BJ})$, comparando el valor del continuo a longitudes de onda alrededor de 3646 \AA , y comparándolo con la intensidad de alguna línea de H I; esto es porque la intensidad total de cada línea de Balmer y la energía total del continuo es proporcional a $n(\text{H}) \times T^{-1}$. Para hacer esto, es necesario medir la intensidad del continuo a izquierda y derecha de $\lambda 3646$ y extrapolar a dicha longitud de onda. En la actualidad es común

utilizar H11 debido a que se encuentra relativamente cerca de la discontinuidad, y así es posible minimizar errores sistemáticos (p. ej. los asociados a la calibración en flujo, o a la extinción atmosférica). [Liu et al. \(2001\)](#) desarrolló la siguiente relación para estimar esta temperatura:

$$T_e(\text{BJ}) = 368 \times (1 + 0.259y^+ + 3.409y^{++}) \left(\frac{\text{BJ}}{\text{H11}} \right)^{-3/2} \text{ K}, \quad (3.5)$$

donde BJ se refiere a la amplitud del salto de Balmer, $y = n(\text{He}^+/\text{H}^+) = 0.126$ y $y^{++} = n(\text{He}^{++}/\text{H}^+) = 0.003$. Esta sección del espectro de M 2-36 puede consultarse en la Figura 4 del artículo (Capítulo 4). De la expresión anterior se obtiene un valor de 6100 K para M 2-36.

Algunos cocientes de líneas de He I presentan una dependencia con T_e . [Zhang et al. \(2005\)](#) estudió el comportamiento de los cocientes de He I $\lambda 7281/\lambda 6678$ (Figura 3.7) y $\lambda 7281/\lambda 5876$, obteniendo valores de T_e a partir de ellos y del salto de Balmer para una muestra de 50 nebulosas planetarias Galácticas. Tomando como referencia estas gráficas se obtiene un valor de $T_e(\text{He}^+) = 5400$ K para M 2-36

El software HELIO 14 ([Peimbert et al., 2012](#)) permite obtener la temperatura electrónica de He^+ de manera robusta a partir de un conjunto de líneas de He^+ (nótese que para obtener este valor, suponemos $t^2=0.00$ en el código). A partir de 8 líneas de He I, obtenemos un valor de $T_e(\text{He I}) = 7500$ K.

En aquel estudio, [Zhang et al. \(2005\)](#) encontraron que las temperaturas determinadas a partir del salto de Balmer eran mayores que $T_e(\text{He}^+)$ en 49 de 50 NPs analizadas. Es importante notar que nuestras determinaciones de $T_e(\text{He}^+)$ difieren de las reportadas por [Zhang et al. \(2005\)](#) para M 2-36, superando las de aquel estudio por más de 2000 K. Asimismo, el valor de $T_e(\text{He I})$ calculado con HELIO 14 es más alto que el obtenido a partir del salto de Balmer. En la muestra de aquel trabajo, NGC 40 es la única NP que presenta una temperatura de helio superior a la de hidrógeno; dicho objeto es ionizado por una estrella central de tipo Wolf Rayet, por lo que existe la posibilidad de que el espectro nebuloso se encuentre contaminado por líneas de emisión producidas por el viento de la estrella central.

Si se cuenta con una señal a ruido suficientemente buena, las líneas de recombinación de O II también pueden emplearse para determinar T_e y n_e , especialmente las que componen el multiplete V1; también es necesaria una resolución espectral que permita evitar que las líneas de este multiplete se mezclen con líneas de recombinación de C III (multiplete V1), N II (multiplete V5) y N III (V2). [Storey et al. \(2017\)](#) muestra el comportamiento de estas líneas en relación a la intensidad total del multiplete como función de la densidad (Figura 3.8), siendo esto una generalización del comportamiento exhibido en la Figura 3 de [Peimbert y Peimbert \(2013\)](#). Con base en esta relación se obtuvo un valor de $n_e(\text{O II}) = 1100 \pm_{600}^{1000} \text{ cm}^{-3}$. Nótese que la línea de O II $\lambda 4642$ puede estar contaminada por N III $\lambda 4643$ ([Selvelli et al., 2007](#)). Estimando que la contaminación sea del orden del 30 – 40 %, esto tendría una implicación mínima sobre el diagnóstico de temperatura de O II V1/[O III] (Ec. 3.5); en lo que respecta al diagnóstico de densidad, el cociente O II $\lambda 4649/\text{V1}$, el valor podría elevarse a 0.32, implicando un valor de

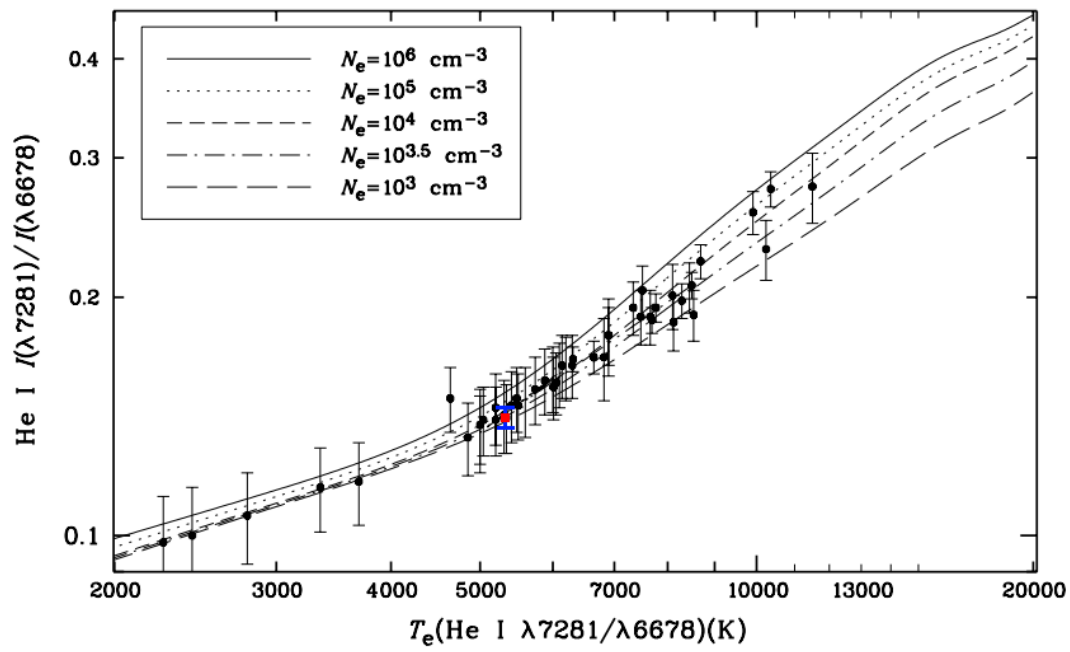


Figura 3.7: Dependencia de $\text{He I } I(\lambda 7281)/I(\lambda 6678)$ con T_e . En rojo se muestra M 2-36.

Tomada de [Zhang et al. \(2005\)](#).

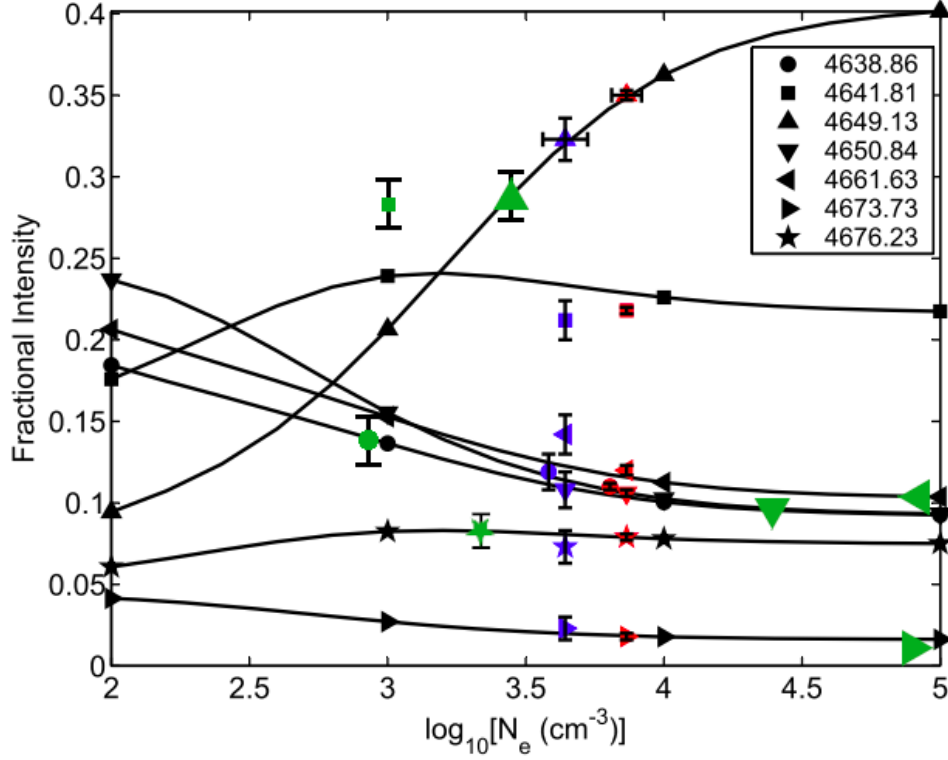


Figura 3.8: Comportamiento de las líneas del multiplete V1 de O II como función de n_e . Las observaciones de esta tesis corresponden a los símbolos de color verde; el resto está basada en una muestra de regiones H II. Tomada de [Storey *et al.* \(2017\)](#).

$n_e \approx 3100 \text{ cm}^{-3}$.

Es posible obtener T_e del cociente de una línea de O II y una de [O III]. Es preferible utilizar una línea nebular, como $\lambda 4959$ o $\lambda 5007$, ya que su dependencia con la temperatura es más débil que la de las líneas aurorales, como $\lambda 4363$. La dependencia del multiplete V1 favorece a temperaturas bajas; consecuentemente el cociente de ambas es representativo de las zonas de baja temperatura de una nebulosa. Comparando la intensidad del multiplete V1 de O II y [O III] $\lambda 4959$, podemos referirnos a la siguiente ecuación desarrollada por ([Peimbert *et al.*, 2014](#)), basada en los datos atómicos de [Storey y Zeippen \(2000\)](#) y [Storey *et al.* \(2014\)](#), que aplicaron a una muestra de NPs:

$$\frac{I(V1)}{I(4959)} = 1.772 \times 10^{-5} \left(\frac{T_e}{10000 \text{ K}} \right)^{-0.40} \exp(29170 \text{ K}/T_e). \quad (3.6)$$

Resolviendo para T_e , se obtiene un valor de $5400 \pm 400 \text{ K}$.

[Méndez-Delgado *et al.* \(2021\)](#) estudiaron la dependencia del cociente de O II 4275.55/V1 con la temperatura electrónica. A partir de sus resultados, es posible calcular una tem-

peratura y densidad considerando la suma de las líneas del multiplete, obteniendo $T_e = 3640 \pm 900$ K, y $n_e = 2020 \pm 400$ cm⁻³. Estos resultados son consistentes a 2σ con $T_e(\text{V1}/4959)$, $T_e(\text{He}^+)$ y $T_e(\text{BJ})$. Si bien cabe la posibilidad de que las incertidumbres asociadas sean mayores a las reportadas, los resultados también parecen sugerir la presencia de tres temperaturas representativas en M 2-36.

3.6. Composición química

Las abundancias iónicas de elementos pesados en M 2-36 se calcularon a partir de CELS, utilizando PYNEB versión 1.1.14 (Luridiana *et al.*, 2015). Las incertidumbres en la abundancia se propagaron con base en las intensidades de cada línea utilizando 500 simulaciones Monte Carlo. Los valores de T_e y n_e se seleccionaron en función del grado de ionización de cada ion, distinguiendo entre alta ionización (potencial de ionización mayor a 15 ev: O⁺⁺, Ne⁺⁺, S⁺⁺, Cl⁺⁺, Cl³⁺, Ar⁺⁺, Ar³⁺, Kr³⁺ y Xe³⁺) y baja ionización (potencial de ionización menor a 15 ev: N⁰, N⁺, O⁰, O⁺, S⁺ y Cl⁺).

Estos resultados se presentan en la Tabla 5 del artículo.

Un punto central de esta tesis es la determinación de abundancias de He y elementos pesados por medio de líneas de recombinación. Como resultado de este trabajo, hemos calculado abundancias de He⁺, He⁺⁺, C⁺⁺, N⁺⁺, O⁺⁺ y Ne⁺⁺ con ORLs. En el cómputo de abundancias, hemos considerado los valores de T_e y n_e de alta ionización en todos los casos.

Hemos dedicado especial atención a las líneas de recombinación de O II para calcular la abundancia de O⁺⁺, en particular aquellas que constituyen el multiplete V1, siendo estas O II $\lambda 4638.86$, $\lambda 4641.81$, $\lambda 4649.13$, $\lambda 4650.84$, $\lambda 4661.63$, $\lambda 4673.73$, $\lambda 4676.23$, y $\lambda 4696.35$. Todas ellas fueron resueltas con una señal a ruido superior a 3, por lo que fue posible obtener la abundancia de O⁺⁺ de cada una de ellas. No obstante, es más adecuado adoptar la abundancia obtenida de la intensidad total del multiplete, siendo esta $12 + \log(\text{O}^{++}/\text{H}^+)_{\text{ORLs}} = 9.62 \pm .03$.

3.6.1. Abundancias totales

Al calcular las abundancias totales de los elementos es necesario considerar la presencia de iones no observados en el gas. Esto se hace por medio de un Factor de Corrección por Ionización (ICF).

Para O, Ne, S, y Ar, hemos utilizado los ICFs de Delgado-Inglada *et al.* (2014) basados en modelos de fotoionización de NPs. Dado que detectamos varias líneas de He II y $\omega = \text{O}^{++}/(\text{O}^+ + \text{O}^{++}) = 0.98$, es necesario considerar la presencia de O³⁺ para calcular O/H.

Delgado-Inglada *et al.* (2014) recomiendan no utilizar su ICF de N cuando $\omega \geq 0.95$, por lo que hemos recurrido al ICF de Kingsburgh y Barlow (1994), en el que se supone que $\text{N}/\text{O} = \text{N}^+/\text{O}^+$. Para Cl, hemos detectado líneas de emisión de Cl⁺, Cl⁺⁺ y Cl³⁺, por lo que hemos adoptado la suma directa de las abundancias de estos iones. Para Kr

y Xe, hemos considerado los ICFs de [Sterling *et al.* \(2015\)](#); la ecuación (3) de dicho trabajo nos permite calcular la abundancia total de ambos elementos.

A partir de las abundancias totales encontramos que $\text{He}/\text{H} = 0.129$ y $\text{N}/\text{O} = 1.44$ por lo que podemos clasificar a M 2-36 como una nebulosa planetaria de Peimbert Tipo I, conforme al criterio presentado por [Peimbert \(1978\)](#) y refinado por [Peimbert y Torres-Peimbert \(1983\)](#), que establece que $\text{He}/\text{H} \geq 0.125$ y $\text{N}/\text{O} \geq 0.5$. Este resultado también se cumple bajo el criterio de que $\text{N}/\text{O} \geq 0.65$ ([Kingsburgh y Barlow, 1994](#); [Henry *et al.*, 2004](#)).

3.6.2. Factor de Discrepancia de Abundancias (ADF)

Al comparar la abundancia de ORLs con la de CELs ($\log(\text{O}^{++}/\text{H}^+)_{\text{CEL}} = 8.79 \pm 0.02$) se obtuvo un nuevo valor para el $\text{ADF}(\text{O}^{++}) = 6.76 \pm 0.50$. Este valor es algo más alto que el reportado por [Liu *et al.* \(2001\)](#) utilizando las mismas líneas de emisión, que es de ~ 5.50 . Esta diferencia puede atribuirse a las diferencias en la metodología usada para estudiar el objeto: [Liu *et al.* \(2001\)](#) observa toda la nebulosa, mientras que en este trabajo solo se analizó una franja de $2'' \times 10''$. Vale la pena señalar que los estudios previos sobre la química de M 2-36 no reportan incertidumbres en las abundancias químicas.

El $\text{ADF}(\text{O}^{++})$ obtenido clasificaría a M 2-36 como una nebulosa planetaria de bajo ADF bajo el criterio de [Peimbert *et al.* \(2017\)](#). De acuerdo con lo discutido en aquel estudio, se esperaría que este objeto fuera químicamente homogéneo. Esto se discutirá más a fondo en las siguientes secciones.

3.7. Inhomogeneidades

La discrepancia de abundancias implica que un modelo química y físicamente homogéneo no puede representar correctamente los procesos que ocurren en el gas de las nebulosas planetarias. Como consecuencia es necesario plantear la presencia de inhomogeneidades en composición química, densidad y/o temperatura (Sección 2.7; véase también [Peimbert *et al.* \(2017\)](#)).

Las inhomogeneidades de temperatura a pequeña escala pueden explicar el ADF presente en la mayoría de las regiones H II y en algunas nebulosas planetarias de bajo ADF (menor a 10, de acuerdo con [Peimbert *et al.*, 2014](#)). Este tipo de inhomogeneidades son representadas matemáticamente mediante el formalismo de t^2 desarrollado por [Peimbert \(1967\)](#) y [Peimbert y Costero \(1969\)](#).

Las inhomogeneidades químicas y de densidad por su naturaleza producen inhomogeneidades térmicas. En algunos estudios de NPs es posible identificar escenarios donde la conexión es evidente, sobre todo si se cuenta con una resolución espacial adecuada (p. ej. [Richer *et al.*, 2013, 2022](#); [García-Rojas *et al.*, 2016, 2022](#)); sin embargo, esto no siempre es posible. De cualquier modo, en algunas circunstancias el formalismo de t^2 puede resultar útil para identificar este tipo de escenarios.

Tabla 3.4: Valores de t^2 obtenidos con diferentes métodos.

Método	$t^2(\text{O II})$	$t^2(\text{BJ})$	$t^2(\text{He}^+)$
Valor	0.088 ± 0.003	0.048 ± 0.010	0.017 ± 0.003

Para calcular t^2 se requieren por lo menos dos determinaciones independientes de T_e ; preferentemente se comparan temperaturas determinadas a partir de líneas de emisión que favorecen zonas de alta temperatura de la nebulosa (CELs), con zonas de baja temperatura (ORLs). En este trabajo, además de considerar determinaciones de temperatura de cocientes de líneas prohibidas, hemos empleado la determinación del salto de Balmer (BJ); de líneas de He I; y una temperatura híbrida de oxígeno correspondiente con el ADF(O^{++}). Los valores de t^2 obtenidos se encuentran compilados en la Tabla 3.4

Los tres valores de t^2 que se muestran en la Tabla 3.4 son irreconciliables. En otros trabajos sobre regiones fotoionizadas se ha encontrado que los los valores de t^2 obtenidos a partir de He I concuerdan con aquellos obtenidos del salto de Balmer y del ADF(O^{++}). Peimbert *et al.* (2014) encuentran una concordancia entre $t^2(\text{O II})$ y $t^2(\text{He I})$ en parte de una muestra de NPs de ADF bajo; sin embargo, este no es el caso de M 2-36. Cuando varias determinaciones de t^2 concuerdan entre sí, se infiere la presencia de un volumen de gas con composición química homogénea, mientras que en su interior se presentan inhomogeneidades de temperatura (la densidad puede ser inhomogénea, pero no en extremo). Debido a que esto no sucede en M 2-36, existe una alta probabilidad de que las diferentes fases en el gas de la nebulosa no se encuentren bien mezcladas; por esta misma razón, no podemos indicar una t^2 global, representativa de toda la nebulosa.

3.7.1. Inhomogeneidades químicas

En los últimos veinte años, se ha propuesto que la discrepancia de abundancias en nebulosas planetarias de alto ADF debe su origen a la presencia de inhomogeneidades químicas, principalmente en la forma de inclusiones de alta metalicidad, pobres en hidrógeno, inmersas en un medio de alta temperatura, con composición química normal (Liu *et al.*, 2000). Ya en 2007, García-Rojas y Esteban (2007) argumentaban que la causa del ADF podía ser diferente en regiones H II y NPs con ADF moderado y alto.

En este escenario, la emisión de ORLs proviene principalmente de las zonas de baja temperatura y alta metalicidad, mientras que la emisión de CELs tiene su origen en el gas caliente que ocupa un volumen mayor.

Estudios en NPs como Abell 30 muestran acumulaciones de material con ADFs superiores a 700 (Wesson *et al.*, 2003), mientras que el ADF global del objeto es de alrededor de 70. Al estudiar imágenes directas de NPs y diagramas posición-velocidad de la emisión del gas, se ha mostrado que las emisiones de ORLs y CELs no coinciden espacialmente (García-Rojas *et al.*, 2016, 2022; Richer *et al.*, 2022). García-Rojas y

Esteban (2007); Peimbert *et al.* (2014) y Peimbert *et al.* (2017) han argumentado que en NPs con ADFs mayores a 10, la discrepancia probablemente está dominada por inhomogeneidades químicas.

3.7.2. ¿Es M 2-36 una nebulosa planetaria químicamente inhomogénea?

Ratag *et al.* (1997) y Liu *et al.* (2001) estudiaron la composición química de M 2-36 a partir de datos observacionales independientes. En el segundo trabajo se calculó por primera vez el ADF de dicho objeto; a partir de sus resultados argumentan que la naturaleza de la discrepancia de abundancias en M 2-36 es consistente principalmente con un escenario de inhomogeneidades químicas, en la forma de inclusiones de alta metalicidad inmersas en un medio con composición química 'normal'. No obstante, en dicho trabajo se discute también la dificultad de crear modelos de fotoionización 'simples' de bi-abundancias para NPs, especialmente debido a que estos requieren densidades muy altas en la zona de alta metalicidad ($\geq 10^6$) cm^{-3} , que al mismo tiempo reproduzcan las temperaturas observadas.

Para profundizar en el origen de la discrepancia de abundancias, resulta adecuado buscar un modelo de fotoionización que reproduzca parámetros clave, como la intensidad y el cociente de ciertas líneas de emisión. No existen en la literatura modelos de fotoionización que reproduzcan la emisión de M 2-36.

Varios resultados de esta tesis sugieren que M 2-36 es una nebulosa químicamente inhomogénea. La nueva determinación del $\text{ADF}(\text{O}^{++}) = 6.76 \pm 0.50$, la coloca cerca del límite del rango de nebulosas planetarias químicamente homogéneas de acuerdo a los criterios de Peimbert *et al.* (2017).

Los diferentes valores obtenidos de t^2 (Tabla 3.4) sugieren que, por lo menos los tres iones utilizados no se encuentran bien mezclados en el gas de la nebulosa, presentando condiciones físicas considerablemente distintas.

Otro aspecto importante a considerar, es la disparidad entre las mediciones de T_e obtenidas con líneas emitidas por He^+ , ORLs de O^{++} y con el salto de Balmer de H^+ . A partir de una muestra de 12 nebulosas planetarias Galácticas, Liu *et al.* (2004) encontró que las determinaciones de temperatura obedecen la relación $T_e([\text{O III}]) \geq T_e(\text{BJ}) \geq T_e(\text{He I}) \geq T_e(\text{O II})$, que había sido presentada previamente por Liu (2003). Esta relación fue verificada por Wesson *et al.* (2005) y Zhang *et al.* (2005) en muestras de 23 y 50 NP respectivamente. Estos autores sugieren que la relación es una consecuencia de la presencia de bi-abundancias en el gas de las nebulosas planetarias. Debemos notar que la temperatura de O II considerada en los trabajos antes mencionados es distinta a la que reportamos en esta tesis, pues aquella está basada en diagnósticos de líneas de O II con respecto a O II $\lambda 4089$, que forma parte del multiplete V48a. Algunos estudios han identificado dificultades al trabajar con esta línea de O II; Peimbert y Peimbert (2013) reportaron que O II $\lambda 4089$ puede estar contaminada por Si IV $\lambda 4088.86$; Méndez-Delgado *et al.* (2021) han argumentado que la contaminación en O II $\lambda 4089$ puede atribuirse a una reflexión interna del instrumento UVES. En el espectro de M 2-36 hemos notado que la misma parece estar contaminada, a la vez que detectamos una

estructura débil en emisión con $\lambda \approx 4116.10$, que podría corresponder a una línea de emisión que forma parte del doblete de Si IV que incluye a Si IV $\lambda 4088.86$. Por las razones antes mencionadas, hemos prescindido de dicho diagnóstico en esta tesis.

No obstante, en los trabajos citados se encuentran excepciones a la relación de temperaturas, sobre todo en lo que respecta al orden de $T_e(\text{He I})$ y $T_e(\text{H I})$. Concretamente en M 1-73 y NGC 40 se ha encontrado que $T_e(\text{He I}) \geq T_e(\text{BJ})$. A estos casos excepcionales se suma M 2-36 de acuerdo con los resultados de este trabajo. NGC 40 es una NP ionizada por una estrella central del tipo Wolf Rayet, WC8; por ello es posible que su espectro se encuentre contaminado por emisión de los vientos de la estrella central. Es difícil profundizar sobre la naturaleza de la discrepancia con la relación propuesta por Liu (2003) en el caso de M 2-36; no hay indicios en la literatura de que su estrella central sea de tipo WC, y en este trabajo no hemos encontrado tampoco indicios de contaminación por vientos estelares o emisión de la estrella central. Idealmente, desearíamos poder distinguir los volúmenes de gas responsables de la emisión de CELs y ORLs, para lo cual podría realizarse un análisis siguiendo, por ejemplo, la metodología de Richer *et al.* (2022).

La diferencia entre los valores de t^2 y T_e , además del ADF apuntan a que M 2-36 es una nebulosa planetaria químicamente inhomogénea. Sin embargo, el hecho de que no se obedezca la relación de temperaturas encontrada por Liu y Wesson puede sugerir, como se verá más adelante, que dos fases químicas no son suficientes para explicar la emisión del gas.

3.8. Modelos de fotoionización

El paradigma de bi-abundancias en nebulosas planetarias ha ido de la mano con el desarrollo de modelos de fotoionización de dos fases para explicar el ADF en estos objetos, particularmente en NPs de ADF alto.

El enfoque de los modelos de fotoionización consiste en incorporar varias fases con diferente composición química. Típicamente se plantean de la siguiente manera: una de las fases presenta composición química "normal", baja en metalicidad, cuya emisión es dominada por CELs; la segunda fase se caracteriza por una alta densidad (superior a 10^4 cm^{-3}) y una composición química de alta metalicidad, deficiente en hidrógeno. Este tipo de modelos se han implementado en nebulosas planetarias por autores como Liu *et al.* (2000), Yuan *et al.* (2011), Danehkar (2018) y Gómez-Llanos y Morisset (2020) (quienes desarrollaron un modelo de bi-abundancias de cuatro fases); asimismo, Tsamis y Péquignot (2005) desarrollaron un modelo de bi-abundancias para la región H II de 30 Doradus en la Gran Nube de Magallanes.

En este trabajo hemos considerado modelos "simples" de dos y tres fases para explicar la emisión del gas de M 2-36. Para ello hemos hecho uso del código de fotoionización Cloudy V.17 (Ferland *et al.*, 2017). También se utilizó la biblioteca PyCloudy (Morisset, 2013) para escribir los archivos de entrada del código y definir el peso de las distintas fases.

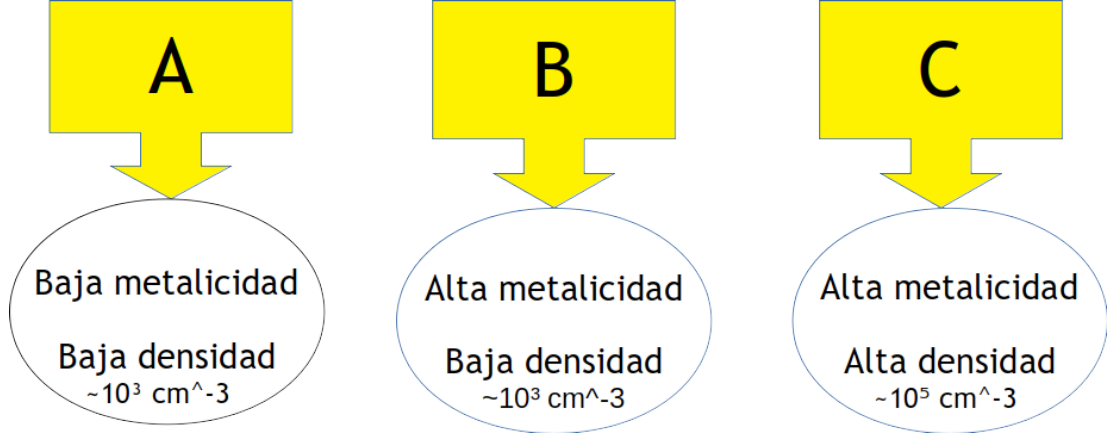


Figura 3.9: Características de las fases consideradas en los modelos de fotoionización.

Cada fase consiste en un modelo de fotoionización unidimensional, distinguido por su densidad y composición química. En los modelos de dos fases consideramos una fase de baja metalicidad y baja densidad, a la que llamaremos *fase A*; a esta se le suma una fase de alta metalicidad. Típicamente en la fase de alta metalicidad se considera una densidad alta, $n_e \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (a la cual llamaremos fase C); no obstante en esta tesis también consideramos una fase de alta metalicidad y densidad baja o intermedia, $10^3 \leq n_e \leq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (que llamamos fase B). Consecuentemente se exploraron combinaciones de las fases A y B, o A y C para producir los modelos de dos fases; y de A, B y C para los modelos de tres fases. Las características de cada una se presentan de forma esquemática en la Figura 3.9

Cada una de las fases se multiplica por un factor de peso para producir la intensidad de una línea de emisión en la salida del modelo, de acuerdo con la expresión:

$$\frac{I(X)_{ABC}}{I(H\beta)_{ABC}} = \frac{w_A I_A(X) + w_B I_B(X) + w_C I_C(X)}{w_A I_A(H\beta) + w_B I_B(H\beta) + w_C I_C(H\beta)}, \quad (3.7)$$

donde w es el peso de cada fase ($w_A + w_B + w_C = 1$), e $I(X)$ representa la emisión de la especie X .

Uno de los parámetros más importantes a considerar es la temperatura de la fuente ionizante. Un método para acotar este parámetro consiste en observar la emisión de He II $\lambda 4686$ (véase la Figura 3.10, tomada de Gurzadian, 1988). A partir de este comportamiento se encuentra que una estrella central con una temperatura efectiva de 80 000 – 90 000 K es consistente con nuestras observaciones; Ratag *et al.* (1997) reporta números similares para este parámetro.

El radio exterior de los modelos, se mantuvo fijo, explorando el espacio de parámetros entre $10^{18.0}$ y $10^{18.5}$ cm, asegurándonos que la ionización fuera total o casi total en cada una de las fases.

Inicialmente consideramos un cuerpo negro (*black body*) como fuente ionizante, sin embargo, los modelos fallaban al reproducir la emisión de He II $\lambda 4686$ y C II $\lambda 4267$. Este

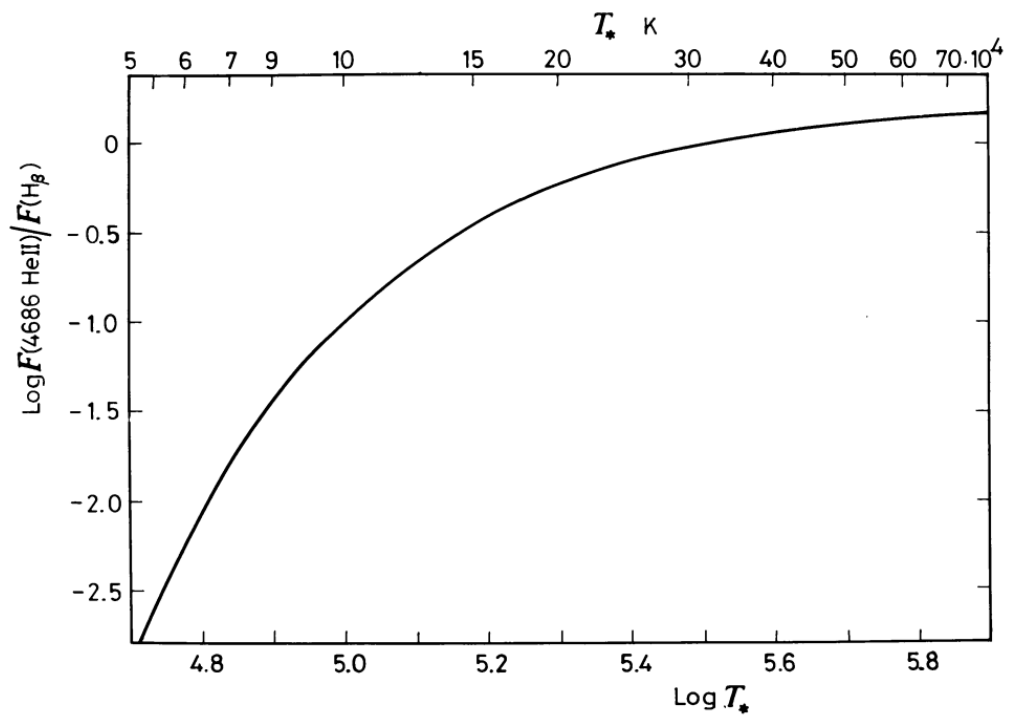


Figura 3.10: Comportamiento de He II $\lambda 4686$ como función de la temperatura efectiva de la estrella central de una nebulosa planetaria. Tomada de [Gurzadian \(1988\)](#)

es un problema conocido al modelar nebulosas planetarias, siendo reportado previamente por [Armsdorfer *et al.* \(2002\)](#) y notado por [Rauch \(2003\)](#). Al no obtener resultados satisfactorios con un cuerpo negro como fuente de ionización, recurrimos a los modelos de atmósferas de estrellas centrales de nebulosas planetarias desarrollados por [Rauch \(2003\)](#).

La composición química de nuestros modelos se escogió a partir de los resultados observacionales. Otras características de cada modelo, como el radio, la distancia de la fuente ionizante al material de la nebulosa, y el cociente de elementos pesados con respecto al oxígeno se mantuvieron iguales para todas las fases.

Se construyeron tres tipos de modelos. El primero con las fases A y B; el segundo con las fases A y C; y el último considerando las tres fases. No consideramos modelos con fases B y C, ya que las temperaturas de estas fases son demasiado bajas, haciendo imposible que esta combinación de fases reproduzca la emisión de CELs. Para calificar la salida de cada uno de los modelos se consideraron CELs de elementos pesados utilizadas para diagnósticos de T_e y n_e ; líneas sensibles a T_{eff} (p. ej. He II $\lambda 4686$ y C II 4267); líneas de He I sensibles a la temperatura ($\lambda 6678$ y 7281); y el multiplete V1 de O II.

Además de reproducir la intensidad de líneas individuales, dedicamos especial atención a reproducir cocientes de líneas sensibles a T_e y n_e , ya que estos describen globalmente las condiciones físicas de la nebulosa.

Uno de los parámetros a los que decidimos dedicar más atención es el cociente de O II $\lambda 4649$ /V1, pues como se señaló anteriormente, es un indicador de densidad producido por líneas de recombinación de O^{++} ; esto quiere decir que el cociente nos permite explorar la densidad de la región con mayor emisión de O II, permitiendo colocar restricciones sobre las características físicas de la región o regiones de alta metalicidad. Pocos modelos de fotoionización toman en cuenta este parámetro debido a que es difícil trabajar con las líneas de recombinación del multiplete V1 de O II de manera individual. Buscamos que el cociente se aproxime lo más posible al valor observacional $I(O II \lambda 4649)/I(O II V1) = 0.29 \pm 0.02$, correspondiendo con una densidad baja ($\sim 1100 \text{ cm}^{-3}$). Es esta baja densidad la que nos exige que incluyamos la fase B, y que no nos permite estar satisfechos con la región C como la única representante de las regiones de alta metalicidad.

Con estas consideraciones se construyeron conjuntos de modelos de dos y tres fases. Las abundancias químicas del modelo se modificaron en pasos de 0.1 dex. A partir del resultado se elegían los mejores modelos en términos de intensidades de líneas y cocientes. En cada iteración se exploraron diferentes pesos para cada fase.

En la Figura 3.11 se compara la salida de los tres mejores modelos con las observaciones en términos del multiplete V1, He II $\lambda 4686$, y los cocientes de líneas más importantes. Se muestra el mejor modelo de fases A y B (modelo 1), el mejor de fases A y C (modelo 2), y el mejor modelo de tres fases (modelo 3).

La Figura 3.11 ilustra la importancia de ajustar cocientes de líneas y de trabajar con las líneas individuales del multiplete V1 de O II. Mientras que los modelos 1 y 2 ajustan satisfactoriamente la intensidad total del multiplete, en ambos el cociente de $\lambda 4649$ /V1 está seriamente sobrestimado, pues en ambos corresponde a densidades de

3. NEBULOSA PLANETARIA M 2-36

$\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$, mientras que en el modelo de tres fases (Modelo 3) el valor estimado es de $\sim 4000 \text{ cm}^{-3}$.

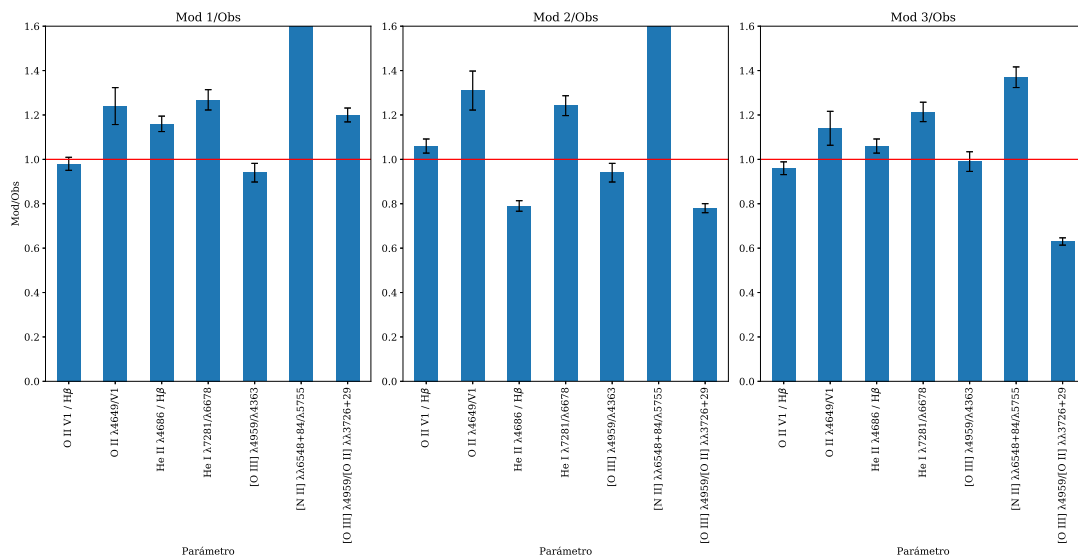


Figura 3.11: Salida de los dos mejores modelos de dos fases (modelo 1 y 2), y del mejor modelo de tres fases (modelo 3), comparadas con las observaciones.

En la Figura 6 del artículo (Capítulo 4) se presenta la salida de líneas de emisión individuales de los mejores modelos de dos fases, y el mejor modelo de tres fases. También se muestra la contribución relativa de cada fase al modelo final.

En una interpretación física de los modelos de tres fases, la fase C representaría pequeñas inclusiones de alta densidad y alta metalicidad que están siendo evaporadas, y por lo tanto se encuentran rodeadas por un medio de mayor volumen, de baja densidad y alta metalicidad (fase B). Estas dos fases posiblemente se encuentran inmersas en un medio de gran volumen con características *estándar*: baja densidad, y baja metalicidad (fase A).

Nuestros modelos concuerdan con la hipótesis que, para M 2-36, el gas de alta metalicidad debe presentar una fase de baja densidad. Esto implica que el gas de alta metalicidad posee una masa considerable, y que las abundancias obtenidas de CELs no son representativas del objeto a escala global. Lo mismo puede decirse de las abundancias obtenidas de ORLs. Nuestros modelos indican que las abundancias totales correctas de M 2-36 se encuentran en un punto intermedio entre las determinaciones de CELs y ORLs.

Si bien los modelos reproducen correctamente algunas líneas de emisión y cocientes significativos, no podemos descartar la posibilidad de que existan más de tres fases en el gas de M 2-36 que contribuyan significativamente a la intensidad de las líneas de emisión. Las observaciones actuales no proveen de suficientes restricciones para distinguir entre tantas fases. Por su parte, agregar más fases a un modelo de fotoionización

extiende significativamente el número de grados de libertad, complicando la exploración del espacio de parámetros. Consecuentemente, los modelos de fotoionización de más de tres fases están fuera del alcance de esta tesis.

Artículo: Physical conditions and
chemical abundances in PN M 2-36.

Results from deep echelle observations

En este capítulo se presenta el artículo resultante del análisis espectral y de los modelos de fotoionización de la nebulosa planetaria M 2-36.

- *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 508, Issue 2, December 2021, Pages 2668–2687.*
- *Physical conditions and chemical abundances in PN M 2-36. Results from deep echelle observations.*
- 20 páginas, 6 figuras.
- DOI: [10.1093/mnras/stab2746](https://doi.org/10.1093/mnras/stab2746)

Physical conditions and chemical abundances in PN M 2-36. Results from deep echelle observations

José N. Espíritu^{*} and Antonio Peimbert^{*}

Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 70264, Ciudad de México 04510, México

Accepted 2021 September 20. Received 2021 September 19; in original form 2021 April 16

ABSTRACT

We present a spectrum of the planetary nebula (PN) M 2-36 obtained using the Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph (UVES) at the Very Large Telescope. 446 emission lines are detected. We perform an analysis of the chemical composition using multiple electron temperature (T_e) and density (n_e) diagnostics. T_e and n_e are computed using a variety of methods, including collisionally excited line (CEL) ratios, O^{++} optical recombination lines (ORLs), and measuring the intensity of the Balmer jump. Besides the classical CEL abundances, we also present robust ionic abundances from ORLs of heavy elements. From CELs and ORLs of O^{++} , we obtain a new value for the Abundance Discrepancy Factor (ADF) of this nebula, being $ADF(O^{++}) = 6.76 \pm 0.50$. From all the different line ratios that we study, we find that the object cannot be chemically homogeneous; moreover, we find that two-phased photoionization models are unable to simultaneously reproduce critical $O\ II$ and $[O\ III]$ line ratios. However, we find a three-phased model able to adequately reproduce such ratios. While we consider this to be a toy model, it is able to reproduce the observed temperature and density line diagnostics. Our analysis shows that it is important to study high ADF PNe with high spectral resolution, since its physical and chemical structure may be more complicated than previously thought.

Key words: ISM: abundances – planetary nebulae: individual: M 2-36.

1 INTRODUCTION

The study of chemical abundances in planetary nebulae (PNe) and H II regions has been mostly based on collisionally excited lines (CELs) of heavy elements, with a sizeable¹ number of objects where optical recombination lines (ORLs) can also be used (see e.g. Peimbert, Peimbert & Delgado-Inglada 2017, and references therein). Where it is possible to determine abundances using both sets, it has been found that chemical abundances estimated from CELs and ORLs yield systematically different values, with those from ORLs always being higher. This difference is quantified by means of the Abundance Discrepancy Factor (ADF; Liu et al. 2001):

$$ADF(X^{+i}) = \frac{n(X^{+i})_{ORL}}{n(X^{+i})_{CEL}}, \quad (1)$$

for ion X^{+i} .

H II regions typically exhibit moderate ADF values, around 2 (e.g. García-Rojas & Esteban 2007; Peña-Guerrero et al. 2012); while in PNe moderate (2–10) and extreme values have been found, some close to 100 (e.g. McNabb et al. 2013).

A number of physical scenarios have been proposed to explain the origin of the abundance discrepancy: thermal inhomogeneities (Peimbert 1967; Peimbert & Costero 1969); coexistence of multiple gas phases with different chemical composition (Liu et al. 2000), notably the case of enrichment by ejecta from central binary stars

in PNe (Corradi et al. 2015; Wesson et al. 2018); non-Maxwellian electron energy distributions (Nicholls, Dopita & Sutherland 2012; Nicholls et al. 2013); and varying ionizing radiation fields from short-period binary stars (Bautista & Ahmed 2018). Despite these important advances, none of the proposed scenarios has fully reproduced the observed behaviour of emission lines and hence the origin of the abundance discrepancy remains an open problem in contemporary astrophysics (García-Rojas et al. 2019).

Traditionally, CELs have been used to estimate the chemical composition of both H II regions and PNe; however, the discovery of large ADFs has demanded a rethinking of this approach.

For chemically homogeneous photoionized regions (e.g. almost all known H II regions), ORLs could provide a better representation of the chemical composition in the presence of small thermal inhomogeneities, since ratios of recombination lines are nearly temperature independent (Peimbert & Peimbert 2013); meanwhile, CEL abundances are based on CEL to ORL line ratios which show a strong dependence on temperature.

Nebular abundances play an important role in other fields of astrophysics, such as galactic formation and calibration of strong line methods. For this reason, it is important to find the average or representative chemical composition of a photoionized region, if this can be defined.

In the case of PNe, small ADF values (≤ 5) can be explained by the presence of thermal inhomogeneities (Peimbert et al. 2014); while larger ADFs hint to the presence of chemical inhomogeneities.

It is very likely that the ADF may have a different origin in every object. The real cause may be due to a contribution of most of the proposed physical scenarios. None the less, it is clear that in order to provide insight into this problem, the detection of CELs and

^{*} E-mail: jespiritu@astro.unam.mx (JNE); antonio@astro.unam.mx (AP)

¹Roger Wesson has compiled a list of objects with measured ADFs: <https://www.nebulousresearch.org/adfs/>.

ORLs is desired. Moreover, it may be necessary to develop a detailed photoionization model of the object in question.

M 2-36 is a PN from the Galactic bulge whose ADF was measured to be approximately 5 by Liu et al. (2001). In that work, M 2-36 was studied with medium spectral resolution, using ESO's 1.52 m telescope; effectively resolving ORLs of heavy elements, including C⁺⁺, N⁺⁺, and O⁺⁺. Despite being groundbreaking at the time, recent works on PNe have highlighted the necessity of studying the gas phase with the highest spectral and spatial resolution possible in order to elaborate on the nature of the Abundance Discrepancy Problem. High spectral resolution (with a considerable signal-to-noise ratio) is desirable to detect and fully resolve ORLs, and to compute abundances and physical conditions from them (Peimbert et al. 2014; McNabb, Fang & Liu 2016). Intermediate spectral resolution combined with good spatial resolution and detailed analysis (including the use of line-fitting algorithms) has proven to be effective in identifying and characterizing the volumes producing the emission from ORLs and comparing them with CEL emission, providing insight into the nature of the emitting material (Corradi et al. 2015; García-Rojas et al. 2016; Wesson et al. 2018).

In this work, we present a deep spectral analysis of M 2-36 based on observations from the Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph (UVES), installed at the ESO's 8.2 m Very Large Telescope (VLT). As we will show, the high resolution and spectral coverage ranging from the optical to the near-infrared (3030–10 360 Å) allows the detection of almost 450 emission lines, and a precise calculation of T_e and n_e , which in turn yield chemical abundances with small error bars. The detection of multiple ORLs from heavy elements with a high signal-to-noise ratio has made possible a recalculation of the ADF with small error bars, also allowing us to estimate the physical conditions in the nebula from this set of lines. The latter is important to test the hypothesis that the bulk of the emission of ORLs may arise from cold hydrogen-poor (metal-rich) clumps in the gas phase.

In Section 2, we describe the observations and data reduction. Line identification and extinction correction is presented in Section 3. In Section 4, we present physical conditions. In Section 5, we compute ionic and total abundances. In Section 6, we discuss the presence of inhomogeneities in the nebula, leading us to discuss photoionization models in Section 7. Finally, in Section 8 we present our summary and conclusions.

2 OBSERVATIONS

The observations were carried out during the night of 2003 March 30 (programme ID 70.C-0008(A)), using the UVES (D'Odorico et al. 2000) installed at the VLT in Cerro Paranal, Chile. We observed the object simultaneously with the red and blue arms in two settings covering effectively the range from 3030 to 10 360 Å, except for small gaps resulting from the separation between the two CCDs used in the red arm. In all, unusable wavelength ranges were 5780–5830, 8530–8640, 10 084–10 090, and 10 250–10 360 Å. The slit dimensions were set to 2 arcsec × 10 arcsec, with an East-West orientation, effectively covering M 2-36 (Fig. 1) while avoiding the central star. The resolving power with this configuration was $\Delta\lambda/\lambda \sim 30\,000$. The atmospheric dispersion corrector was used to keep the same observed region within the slit, regardless of the airmass value. Data were acquired according to the observation plan detailed in Table 1.

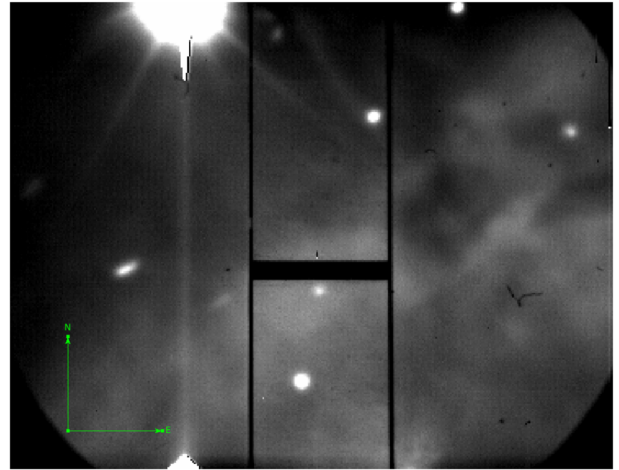


Figure 1. Slit position across M 2-36. Its dimensions are 2×10 arcsec².

The spectra were reduced using IRAF² following the standard procedure of bias subtraction, aperture extraction, flat-fielding, wavelength calibration, and flux calibration. For the latter, standard stars EG 274 and CD-329927 were observed.

3 LINE FLUXES, IDENTIFICATION AND EXTINCTION CORRECTION

The reduced spectrum was analysed using IRAF's *splot* routine. The flux of the emission lines was determined by integrating between two points over the local continuum estimated by eye. When dealing with line blends, a Gaussian profile was fitted using *splot*, considering the laboratory wavelength as reference, allowing the actual wavelength to shift while keeping the separation constant.

Some lines exhibit a double peak due to nebular expansion; in these cases, the average wavelength of the two components was used for identification, and the corresponding flux was calculated by integrating both peaks. 446 emission lines were identified, based on previous identifications by Liu et al. (2001) and the Atomic Line List v2.05b21 (van Hoof 2018). Table 2 presents the results of our identifications: in Column 1 we present the laboratory wavelength λ_0 for air; Column 2 presents the ion emitting the line; Column 3 shows the multiplet originating the emission; Column 4 shows the flux corrected for reddening relative to H(β), $I(H\beta)$. The second to last column includes the fractional error (1σ) of the line intensities in percentage. Dubious identification is noted with a question mark.

Notably we have resolved over 40 recombination lines of O II, including the entirety of multiplet V1, which is central to study the ADF(O⁺⁺). We have also identified three emission features corresponding to [Kr IV], and [Xe IV], (Fig. 2) which are produced by the s-process (slow neutron capture process); making these detections the first ones of neutron capture lines in PN M 2-36.

The theoretical intensity ratios for the Balmer and Paschen emission lines were calculated using the program INTRAT by Storey & Hummer (1995) considering a constant electron temperature $T_e = 8000$ K, and an electron density $n_e = 5000$ cm⁻³; there was no need to modify these values since hydrogen lines are nearly independent of temperature and density. These theoretical values were compared to our measurements in order to estimate the extinction correction.

²IRAF is distributed by NOAO, which is operated by AURA, Inc., under cooperative agreement with NSF.

Table 1. Journal of observations.

Cross Disperser	Dichroic	λ (Å)	Exp. time (s)	Identification
1	1	3100–3880	5×225	UV
2	2	3730–4990	3×675	BLUE
3	1	4760–6840	3×225	GREEN / RED
4	2	6600–10 360	3×675	NEAR IR / FAR IR

We adopted the extinction law of Cardelli, Clayton & Mathis (1989). The logarithmic extinction correction for $H\beta$, $C(H\beta)$, and the ratio of total to selective extinction, R_V , were fitted simultaneously and determined by reducing the quadratic discrepancies between the theoretical and measured H lines in units of the expected error, χ^2 . The fluxes were normalized with respect to the Balmer decrement, meaning that the value of $I(H\beta)$ was allowed to deviate slightly from 100. The best-fitting parameters correspond to $C(H\beta) = 0.33 \pm 0.01$ and $R_V = 2.75$. The error contribution from flux calibration was estimated to be 1.5 per cent.

The line fluxes where extinction corrected according to

$$I(\lambda) = 10^{C(H\beta)f(\lambda)} F(\lambda). \quad (2)$$

Where $f(\lambda)$ is the extinction curve for $R_V = 2.75$.

4 PHYSICAL CONDITIONS

4.1 Physical conditions from CELs

Electron temperatures and densities obtained from various plasma diagnostics are presented in Table 3. We have made the distinction between high-ionization and low-ionization species, and assigned a respective electron temperature and density for each. Individual diagnostics were computed using PYNEB's *getCrossTemden* routine (Luridiana, Morisset & Shaw 2015), allowing a simultaneous determination of T_e and n_e ; the results are plotted in Fig. 3. For [O III], we have considered the nebular to auroral line ratio $\lambda 4959/\lambda 4363$, excluding [O III] $\lambda 5007$ since it was slightly saturated in our spectra. The adopted T_e and n_e for each ionization zone were obtained from the weighted average of the diagnostics considered. The atomic data set used is listed in Table 4.

Errors associated with T_e and n_e were propagated from intensity errors using Monte Carlo simulations. We generated 500 random values for each observed line intensity, considering a Gaussian distribution centred on said intensity. We verified that for larger random samples, the errors remained stable.

Escalante, Morisset & Georgiev (2012) have pointed that O II emission lines, such as those from multiplet V1, may be affected by fluorescence in low excitation PNe such as IC 418. We have considered these effects to be negligible in M 2-36 since its ionization degree is much higher than that of IC 418.

[N II] $\lambda 5755$ is known to be affected by recombination emission. Thus, the intensity was corrected using equation (1) from Liu et al. (2000), amounting to 3 per cent. [O II] $\lambda \lambda 7320 + 7330$ is affected by recombination too; using equation (2) from Liu et al. (2000) we find the recombination contribution to be 7 per cent. Both sets of lines were corrected before computing the physical conditions reported in Table 3.

Our calculations are consistent with those reported by Liu et al. (2001) in their study of M 2-36, except for the case of [N II] $\lambda \lambda 6548 + 6583/\lambda 5755$. This difference cannot be attributed to the recombination contribution to the lines of [N II] since it is very small. It must be noted that our T_e ([N II]) is consistent with our T_e ([O II])

determination within 2σ , while the temperatures by Liu et al. are not consistent; on the other hand, our low-ionization temperatures are much higher than our high-ionization temperatures, while only the T_e ([O II]) is high in that work. We must also note that our measured flux for [N II] $\lambda 5755$ is considerably higher than the one reported by Liu et al. Another possible reason for the discrepancy is that it arises from the fact that we are observing different volumes within the nebula: since we observe an area of 2 arcsec \times 10 arcsec and Liu et al. study the whole nebula we do not expect all quantities to be equal. In any case, the available data do not allow us to go deeper into the causes of the difference in T_e ([N II]).

4.2 Physical conditions from ORLs

Electron temperatures and densities can be obtained from ORLs of H^+ , He^+ , and O^{++} .

$T_e(H^+)$ is usually obtained from the Balmer Jump discontinuity. In Fig. 4, we show the spectrum near the discontinuity. By fitting Gaussian profiles to the spectrum, using IRAF's *splot* routine, we have resolved H I recombination lines up to H36. The electron temperature can be computed from equation (3) of Liu et al. (2001),

$$T_e = 368 \times (1 + 0.259y^+ + 3.409y^{++}) \left(\frac{BJ}{H11} \right)^{-3/2} \text{ K}, \quad (3)$$

yielding a value of 6100 ± 900 K, which is in agreement with the previous determination by Liu et al. (2001). We will refer to this value as $T_e(BJ)$.

T_e can be obtained from the ratio of O II to [O III] lines, while the ratio of O II $\lambda 4649/V1$ yields n_e . Comparing the intensity of multiplet V1 of O II to [O III] $\lambda 4959$ and using equation (1) from Peimbert et al. (2014), we find that $T_e = 5400 \pm 400$ K. We also estimated n_e from fig. 3 of Peimbert & Peimbert (2013), obtaining $n_e = 1100 \pm_{600}^{1000} \text{ cm}^{-3}$. We will refer to these quantities as $T_e(V1/4959)$ and $n_e(V1)$.

He I lines can provide an estimation of T_e and n_e . From the intensity ratio of He I $\lambda 7281/\lambda 6678$, and fig. 2 of Zhang et al. (2005), we estimate $T_e(He I) = 5400$ K. Similarly, we have estimated T_e using HELIO 14 (Peimbert, Peña-Guerrero & Peimbert 2012) and found $T_e(He I) = 7500$ K (note that for this estimation, we have to set $t^2 = 0.00$ in the code). Note that in the work of Zhang, the authors find a value of 2790 ± 1000 K. They also find $T_e(He I)$ to be systematically lower than $T_e(BJ)$ in all but one object out of a sample of 50 PNe. Our result thus contradicts the one reported by Zhang et al. (2005); this will be explored further in Section 7.

Physical conditions from ORLs are summarized in Table 5.

It is remarkable that temperatures derived from heavy element ORLs are systematically lower than those derived from CELs. This is consistent with the results obtained by Peimbert et al. (2014) in PNe; however, the difference between $n_e(V1)$ appears to be significantly larger than the average found in their sample. $n_e(V1)$ is irreconcilable with $n_e(Cl III)$ and any other CEL diagnostic; this will be addressed in Section 7.

Table 2. Emission line list.

λ_0	λ_{obs}	Ion	Identification	F	I	Error (per cent)	Notes
3187.74	3188.20	He I	3	1.652	2.578	8	
3203.10	3203.57	He II	3	0.542	0.817	13	
3218.19	3218.64	Ne II	4D ₀ –4F	0.177	0.265	23	
3244.00	3244.54	O II	4P–D[2] ₀	0.086	0.127	32	
3334.87	3335.31	Ne II	2	0.390	0.559	15	
3354.56	3355.01	He II	1S–1P ₀	73.889	105.194	2	
3367.05	3367.70	Ne II	12	0.106	0.150	29	
3444.02	3444.55	He I	3P ₀ –3S	1.327	1.845	8	?
3447.63	3448.08	He I	3P ₀ –3D	0.132	0.183	26	
3487.72	3488.13	He I	3P ₀ –3D	0.068	0.093	36	
3498.64	3499.09	He I	3P ₀ –3D	0.093	0.128	31	
3512.51	3513.02	He I	3P ₀ –3D	0.138	0.189	26	
3530.50	3530.97	He I	3P ₀ –3D	0.139	0.190	26	
3554.42	3554.88	He I	3P ₀ –3D	0.196	0.266	22	
3587.28	3587.79	He I	3P ₀ –3D	0.295	0.399	18	
3613.64	3614.15	He I	3P ₀ –3D	0.277	0.372	18	
3634.25	3634.75	He I	3P ₀ –3D	0.434	0.582	14	
3656.56	3657.16	H I	H37	0.143	0.190	25	
3657.27	3657.77	H I	H36	0.143	0.190	25	
3657.92	3658.41	H I	H35	0.138	0.184	26	
3658.64	3659.11	H I	H34	0.156	0.208	24	
3659.42	3659.95	H I	H33	0.153	0.203	24	
3660.28	3660.79	H I	H32	0.174	0.232	23	
3661.22	3661.71	H I	H31	0.205	0.273	21	
3662.26	3662.75	H I	H30	0.229	0.305	20	
3663.40	3663.90	H I	H29	0.230	0.306	20	
3664.68	3665.14	H I	H28	0.280	0.373	18	
3666.10	3666.61	H I	H27	0.299	0.398	17	
3667.68	3668.18	H I	H26	0.299	0.398	17	
3669.46	3669.97	H I	H25	0.322	0.428	17	
3671.48	3671.99	H I	H 24	0.364	0.485	16	
3673.76	3674.28	H I	H23	0.361	0.480	16	
3676.36	3676.36	H I	H22	0.378	0.503	16	
3679.35	3679.87	H I	H 21	0.432	0.574	14	
3682.81	3683.32	H I	H20	0.516	0.685	13	
3686.83	3687.34	H I	H19	0.598	0.794	12	
3691.55	3692.07	H I	H 18	0.750	0.995	11	
3694.22	3694.73	Ne II	V1	0.270	0.358	18	
3697.15	3697.66	H I	H 17	0.841	1.115	10	
3702.62	3703.22	He I	1P ₀ –1D	0.088	0.117	32	
3703.86	3704.36	H I	H 16	0.947	1.254	10	
3705.02	3705.52	He I	3P ₀ –3D	0.719	0.951	11	
3707.25	3707.76	He I	1P ₀ –1S	0.081	0.107	33	
3709.62	3710.12	Ne II	V1	0.069	0.091	36	
3711.97	3712.49	H I	H 15	1.158	1.530	9	
3713.08	3713.54	Ne II	V5	0.262	0.346	19	
3721.87	3722.38	[S III]	2F	2.072	2.733	7	
3721.93		H I	H 14				
3726.03	3726.57	[O II]	1F	31.155	41.072	2	
3727.25	3727.80	N II	3P ₀ –3D	0.325	0.429	17	
3728.82	3729.32	[O II]	1F	16.938	22.319	3	
3734.37	3734.89	H I	H13	1.771	2.332	7	
3750.15	3750.65	H I	H12	2.370	3.111	6	
3754.69	3755.22	O III	V2	0.151	0.199	24	
3757.24	3757.75	O III	V2	0.049	0.065	28	
3759.87	3760.41	O III	V2	0.337	0.442	11	
3762.47	3762.99	O II	V31	0.039	0.052	32	
3766.26	3766.78	Ne II	V1	0.060	0.078	26	
3770.63	3771.15	H I	H11	2.704	3.536	4	
3774.02	3774.54	O III	V2	0.047	0.062	29	
3777.14	3777.67	Ne II	V1	0.071	0.093	24	
3784.89	3785.43	He I	V64	0.033	0.042	35	
3791.27	3791.84	O III	V2	0.051	0.066	28	
3797.90	3798.43	H I	H10	3.658	4.759	4	

Table 2 – *continued*

λ_0	λ_{obs}	Ion	Identification	F	I	Error (per cent)	Notes
3805.74	3806.31	He I	V63	0.070	0.091	24	
3806.49	3807.01	Si III	V5	0.041	0.054	31	
3819.61	3820.17	He I	V22	1.261	1.634	6	
3829.77	3830.25	Ne II	V39	0.037	0.048	33	
3833.55	3834.08	He I	V62	0.066	0.086	24	
3835.39	3835.92	H I	H 9	5.409	6.986	3	
3856.02	3856.58	Si II	V1	0.115	0.147	19	
3862.59	3863.14	Si II	V1	0.135	0.174	17	
3868.75	3869.30	[Ne III]	F1	62.759	80.525	2	
3871.79	3872.32	He I	1P ₀ -1D	0.084	0.108	22	
3880.33	3880.80	Ar II	54	0.046	0.059	29	
3882.19	3882.76	O II	V12	0.116	0.149	18	
3888.65	3889.42	He I	V2	16.892	21.584	2	
3889.05		H I	H8				
3912.72	3913.32	Mn I		0.037	0.047	33	?
3920.59	3921.18	C II	V4	0.040	0.051	31	
3926.53	3927.11	He I	V58	0.125	0.159	18	
3964.74	3965.28	He I	V5	0.891	1.120	7	
3967.46	3967.98	[Ne III]	1F	11.000	13.819	2	
3968.43		He I	4.14				
3970.07	3970.63	H I	H7	15.857	19.910	2	
3973.24	3973.81	O II	6	0.103	0.130	20	
3979.78	3980.29	[Fe II]	F9	0.049	0.061	28	
3979.93		[Fe II]	F8				
3994.99	3995.54	N II	V12	0.050	0.063	28	
4009.26	4009.82	He I	V55	0.269	0.335	12	
4013.99	4014.59	Ne I	2	0.033	0.041	35	
4023.98	4024.51	He I	1P ₀ -1S	0.032	0.040	35	
4026.21	4026.76	He I	V18	4.649	5.762	3	
4035.07	4035.65	O II	V68	0.113	0.139	19	
4035.08		N II	V39a				
4041.31	4041.88	N II	V39	0.201	0.248	14	
4043.53	4044.08	N II	V39	0.074	0.091	23	
4062.94	4063.51	O II	V50	0.131	0.161	17	
4068.60	4069.14	[S II]	1F	4.339	5.323	3	
4069.62	4070.38	O II	V10	1.412	1.732	5	
4069.89		O II	V10				
4071.24	4071.80	O II	V48a	0.084	0.103	22	
4072.15	4072.73	O II	V10	0.894	1.096	7	
4075.86	4076.51	O II	V10	1.368	1.676	6	
4076.56	4077.12	S II	F1	0.519	0.635	9	
4078.84	4079.41	O II	V10	0.117	0.144	18	
4083.89	4084.46	O II	V48b	0.123	0.151	18	
4085.11	4085.68	O II	V10	0.146	0.178	16	
4087.15	4087.72	O II	V48	0.143	0.174	17	
4089.29	4089.84	O II	V48	0.469	0.572	9	
4092.93	4093.50	O II	V10	0.110	0.135	19	
4095.66	4096.23	O II	V48	0.113	0.138	19	
4097.32	4097.88	O II	V48	1.856	2.261	5	
4098.24	4098.79	O II	V46a	0.110	0.134	19	
4100.05	4100.62	He II	V4	0.113	0.138	19	
4101.75	4102.32	H I	H 6	33.631	40.926	2	
4103.39	4103.95	N III	V1	1.010	1.229	6	
4104.95	4105.51	O II	V20	0.192	0.233	14	
4107.10	4107.67	O II	V48	0.098	0.119	20	
4110.79	4111.37	O II	V20	0.094	0.115	20	
4119.22	4119.79	O II	V20	0.270	0.328	12	
4120.82	4121.31	He I	V16	0.316	0.383	11	
4121.46	4122.07	O II	V19	0.069	0.083	24	
4132.80	4133.37	O II	V19	0.138	0.167	17	
4143.76	4144.33	He I	V53	0.494	0.595	9	
4145.90	4146.66	O II	V106	0.040	0.048	31	
4146.08		O II	V106				
4153.30	4153.87	O II	V19	0.268	0.322	12	

Table 2 – continued

λ_0	λ_{obs}	Ion	Identification	F	I	Error (per cent)	Notes
4156.53	4156.96	O II	V19	0.116	0.139	18	
4168.97	4169.73	He I	V52	0.119	0.143	18	
4171.61	4172.20	N II	V43a	0.036	0.043	33	
4176.16	4176.71	N II	V43a	0.066	0.079	24	
4185.45	4186.01	O II	V36	0.089	0.106	21	
4186.89	4187.47	C III	V18	0.061	0.073	25	
4189.78	4190.36	O II	V36	0.114	0.135	19	
4195.76	4196.33	N III	V6	0.041	0.048	31	
4199.83	4200.56	He II	4.11	0.137	0.162	17	
4217.15	4217.73	N II	3Po – 3P	0.034	0.040	34	
4219.76	4220.32	Ne II	V52	0.097	0.115	20	
4231.53	4232.18	Ne II	V52b	0.039	0.046	32	
4236.91	4237.56	N II	V48	0.106	0.125	19	
4237.05		N II	V48				
4241.78	4242.38	N II	V48	0.163	0.192	16	
4254.00	4254.61	O II	109	0.043	0.050	30	
4267.15	4267.76	C II	V6	2.011	2.344	5	
4275.55	4276.16	O II	V67	0.222	0.258	13	
4276.75	4277.26	O II	V67	0.095	0.111	20	
4277.43	4278.02	O II	V67c	0.050	0.058	28	
4281.32	4281.92	O II	53b	0.018	0.021	46	
4282.96	4283.58	O II	67c	0.061	0.070	25	
4283.73	4284.32	O II	V67c	0.032	0.038	35	
4285.70	4286.29	O II	V78b	0.070	0.081	24	
4288.81	4289.40	O II	V53c	0.026	0.030	39	
4291.25	4291.86	O II	V55	0.076	0.088	23	
4292.21	4292.85	O II	V78c	0.061	0.071	25	
4294.92	4295.40	O II	V54	0.125	0.145	18	
4303.61	4304.40	O II	V65a	0.238	0.275	13	
4303.82		O II	V53a				
4307.23	4307.82	O II	V54	0.044	0.051	30	
4309.02	4309.61	O II	4D – D[1] ₀	0.029	0.033	37	
4313.44	4314.03	O II	V78a	0.042	0.048	31	
4315.40	4316.00	O II	V63c	0.031	0.035	36	
4317.15	4317.74	O II	V2	0.152	0.175	16	
4319.63	4320.22	O II	V2	0.106	0.122	19	
4325.76	4326.36	O II	V2	0.037	0.043	32	
4329.75	4330.37	C II	2D–Fo	0.013	0.015	54	
4331.14	4331.74	O II	V65b	0.036	0.041	33	
4332.71	4333.32	O II	65	0.058	0.066	26	
4336.86	4337.46	O II	V2	0.053	0.061	27	
4338.69	4339.29	He II	4–10	0.063	0.072	25	
4340.47	4341.07	H I	H5	39.645	45.317	2	
4344.39	4344.99	O I]		0.038	0.044	32	?
4345.56	4346.16	O II	V2	0.175	0.199	15	
4349.43	4350.03	O II	V2	0.310	0.353	11	
4351.51	4352.11	O II	V16	0.065	0.074	25	
4353.60	4354.20	O II	V76c	0.046	0.052	29	
4357.27	4357.87	O II	V63a	0.027	0.031	38	
4363.21	4363.81	[O III]	2F	2.465	2.800	4	
4366.89	4367.47	O II	V2	0.185	0.210	15	
4371.59	4372.21	O II	V76b	0.055	0.063	27	
4379.11	4379.76	N III	V18b	0.380	0.430	10	
4379.55		Ne III	V60b				
4387.93	4388.54	He I	V51	0.694	0.783	8	
4391.94	4392.60	Ne II	V55e	0.118	0.133	18	
4397.98	4398.58	Ne II	V57b	0.027	0.031	38	
4409.30	4409.91	Ne II	V55e	0.094	0.106	20	
4413.11	4413.81	Ne II	V57c	0.036	0.041	33	
4413.11		Ne II	V65				
4413.22		Ne II	V55				
4414.90	4415.51	O II	V5	0.147	0.165	16	
4416.97	4417.59	O II	V5	0.121	0.135	18	

Table 2 – *continued*

λ_0	λ_{obs}	Ion	Identification	F	I	Error (per cent)	Notes
4416.97		O II	V5				
4428.54	4429.16	Ne II	V57	0.065	0.073	25	
4430.94	4431.56	Ne II	V61	0.042	0.047	30	
4432.74	4433.34	N II	V55a	0.076	0.085	23	
4434.60	4435.21	O III	G[9/2]–H[11/2] _o	0.040	0.045	31	
4437.55	4438.16	He I	1P ₀ –1S	0.065	0.072	25	
4439.46	4439.95	Ar II	2D ₀ –2D	0.022	0.025	42	
4439.88		Ar II	2D ₀ –2D				
4457.05	4457.70	Ne II	V61a	0.038	0.043	32	
4457.26		Ne II	V61d				
4466.43	4467.04	O II	V86b	0.044	0.049	30	
4469.45	4470.06	O II	4D – 4P	0.032	0.035	35	
4471.47	4472.12	He I	V14	6.251	6.897	3	
4477.90	4478.17	O II	V88	0.115	0.127	19	
4481.21	4481.85	Mg II	V4	0.039	0.042	32	
4489.45	4490.07	O II	V86b	0.022	0.024	43	
4491.23	4491.86	O II	V86a	0.097	0.107	20	
4498.92	4499.62	Ne II	V64c	0.025	0.028	39	
4499.12		Ne II	V64c				
4510.91	4511.53	N III	V3	0.221	0.241	13	
4514.86	4515.48	N III	V3	0.042	0.046	31	
4518.15	4518.75	N III	V3	0.074	0.081	23	
4520.69	4521.34	Si II	2D–2P ₀	0.056	0.061	27	
4523.58	4524.22	N III	V3	0.051	0.056	28	
4530.41	4531.04	N II	V58b	0.104	0.113	19	
4530.86		N III	V3				
4534.58	4535.15	N III	V3	0.037	0.040	33	
4541.59	4542.24	He II	4.9	0.074	0.080	23	
4544.85	4545.47	N III	V12	0.020	0.022	44	
4552.52	4553.22	N II	V58a	0.068	0.074	24	
4562.60	4563.22	Mg I]		0.072	0.078	23	
4571.10	4571.73	Mg I]		0.499	0.536	9	
4590.97	4591.60	O II	V15	0.116	0.124	18	
4595.95	4596.79	O II	V15	0.086	0.092	21	
4596.18		O II	V15				
4602.13	4602.69	O II	V92b	0.118	0.126	18	
4607.16	4607.81	N II	V5	0.033	0.035	35	
4609.44	4610.07	O II	V92a	0.236	0.251	13	
4610.20	4610.87	O II	V92c	0.141	0.150	17	
4613.68	4614.43	O II	V92b	0.037	0.039	33	
4620.26	4621.08	C II		0.057	0.060	26	?
4621.39	4622.02	N II	V5	0.056	0.060	26	
4630.54	4631.18	N II	V5	0.281	0.298	12	
4634.14	4634.78	N III	V2	1.301	1.375	6	
4638.86	4639.50	O II	V1	0.645	0.681	8	
4640.64	4641.28	N III	V2	1.820	1.920	5	
4641.83	4642.47	O II	V1	1.302	1.373	6	
4643.06	4643.73	N II	V5	0.047	0.050	29	
4647.45	4648.09	C III	V1	0.108	0.113	19	
4649.13	4649.78	O II	V1	1.353	1.424	6	
4650.84	4651.49	O II	V1	0.404	0.425	10	
4656.39	4657.02	Ne I	3/2[1/2]–1/2[1/2] _o	0.077	0.081	23	
4658.05	4658.67	[Fe III]	3F	0.057	0.060	26	
4661.63	4662.27	O II	V1	0.479	0.503	9	
4669.27	4669.98	O II	V89b	0.023	0.024	42	
4673.73	4674.38	O II	V1	0.063	0.066	25	
4676.24	4676.87	O II	V1	0.307	0.321	11	
4678.11	4678.76	N II	V61b	0.019	0.020	45	
4685.71	4686.40	He II	4–3	3.952	4.122	3	?
4694.66	4695.31	N II	V61a	0.032	0.033	35	
4696.35	4696.98	O II	V1	0.051	0.053	28	
4699.22	4699.83	O II	V25	0.030	0.031	36	
4703.16	4704.02	O II	2D ₀ –2F	0.055	0.057	27	

Table 2 – continued

λ_0	λ_{obs}	Ion	Identification	F	I	Error (per cent)	Notes
4703.36		Ar II					
4705.35	4705.99	O II	V25	0.039	0.040	32	
4710.00	4710.67	O II		0.035	0.037	33	
4711.37	4712.03	[Ar IV]	1F	1.291	1.338	6	
4713.17	4713.83	He I	V12	0.690	0.714	8	
4740.23	4740.88	[Ar IV]	1F	1.453	1.495	5	
4751.34	4752.02	O II		0.075	0.077	23	
4762.31	4762.89	C I	6	0.027	0.028	38	
4788.13	4788.82	N II	20	0.020	0.021	44	
4802.23	4803.11	C II		0.068	0.069	24	
4803.27	4803.93	N II	V20	0.073	0.074	23	
4815.51	4816.20	S II	9	0.025	0.026	39	
4859.36	4860.03	He II	8-4	0.181	0.181	15	
4861.33	4862.00	H I	H β	100.000	99.986	2	
4890.86	4891.53	O II	V28	0.028	0.028	37	
4901.28	4902.13	S II		0.114	0.113	19	
4902.65	4903.32	Si II		0.026	0.026	39	
4921.93	4922.62	He I	V48	1.701	1.678	5	
4924.53	4925.20	O II	V28	0.152	0.150	16	
4931.32	4931.91	[O III]	F1	0.091	0.090	21	
4958.91	4959.63	[O III]	1	269.852	264.011	2	
5006.84	5007.56	[O III]	F1	746.310	722.761	2	
							Saturated
5015.70	5016.39	He I	V4	2.819	2.725	4	
5025.66	5026.32	N II	1V9	0.018	0.017	43	
5032.13	5032.94	C II	2P-2D	0.039	0.038	29	
5041.12	5041.74	Si II	V5	0.329	0.316	10	
5055.98	5056.86	Si II	V5	0.131	0.125	16	
5121.82	5122.57	C II	V12	0.048	0.045	26	
5191.82	5192.43	[Ar III]	F3	0.055	0.052	24	
5197.90	5198.63	[N I]	F1	0.715	0.667	7	
5200.06	5200.97	[Fe II]	F19	0.512	0.478		
5200.26		[N I]	F1			8	
5270.40	5271.19	[Fe III]	F1	0.032	0.030	32	
5342.38	5343.15	C II	17.06	0.127	0.116	16	
5346.02	5346.62	[Kr IV]	1F	0.019	0.017	42	?
5405.15	5405.91	Ne II	2[5] ₀ -2[6]	0.031	0.028	33	
5411.52	5412.30	He II	4.7	0.334	0.301	10	
5453.81	5454.67	S II	V6	0.030	0.027	33	
5495.67	5496.45	N II	V29	0.018	0.016	43	
5517.71	5518.45	[Cl III]	F1	0.666	0.590	7	
5537.88	5538.62	[Cl III]	F1	0.898	0.793	6	
5577.34	5578.46	[O I]	F3	0.044	0.039	27	
5666.64	5667.41	N II	V3	0.287	0.249	11	
5676.02	5676.80	N II	V3	0.121	0.105	17	
5679.56	5680.35	N II	V3	0.674	0.584	7	
5686.21	5687.01	N II	V3	0.081	0.070	20	
5710.76	5711.54	N II	V3	0.121	0.104	17	
5739.73	5740.61	Si III	V4	0.018	0.016	43	
5747.33	5748.22	O II	2D ₀ -2F	0.057	0.049	24	
5754.64	5755.43	[N II]	3F	5.720	4.907	3	
5867.74	5868.56	[Kr IV]	4S-2D	0.024	0.021	22	
5875.60	5876.48	He I	V11	22.009	18.602	2	
5927.78	5928.59	N II	V28	0.020	0.016	25	
5931.85	5932.72	He II	5.25	0.066	0.055	14	?
5940.24	5941.07	N II	V28	0.013	0.011	31	
5941.65	5942.46	N II	V28	0.092	0.077	12	
5952.58	5953.40	He II	5.23	0.026	0.022	22	?
5957.56	5958.24	Si II	V4	0.010	0.008	36	
5978.98	5979.81	Si II	V4	0.025	0.021	22	
6074.13	6074.97	He II	5.20	0.015	0.013	28	
6101.83	6102.62	[K IV]	F1	0.090	0.074	12	
6151.43	6152.23	C II	16.04	0.087	0.072	12	
6157.42	6158.40	Ni II		0.023	0.019	23	?

Table 2 – *continued*

λ_0	λ_{obs}	Ion	Identification	F	I	Error (per cent)	Notes
6233.82	6234.43	He II	5.17	0.019	0.016	25	
6300.30	6301.19	[O I]	F1	8.701	7.066	2	
6312.10	6312.97	[S III]	3F	1.830	1.484	3	
6347.11	6348.01	Si II	V2	0.158	0.126	9	
6363.78	6364.68	[O I]	F1	2.944	2.375	3	
6371.36	6372.26	Si II	V2	0.236	0.189	7	
6402.25	6403.10	Ne I	V1	0.014	0.011	30	?
6406.38	6407.24	He II	5-15	0.013	0.010	31	
6461.95	6462.75	C II	17.04	0.315	0.250	6	
6482.05	6482.96	N II	V8	0.030	0.023	20	
6485.30	6485.907	[Fe II]	b4P-a2S	0.028	0.022	21	
6486.46	6487.33	O II	G[3] ₀ -1[4]	0.029	0.023	21	
6527.24	6528.053	[N II]	F1	0.041	0.032	17	
6548.03	6549.003	[N II]	F1	59.658	46.867	2	
6560.18	6561.08	He II	6-4	0.763	0.598	4	
6562.82	6563.72	H I	H α	379.784	297.894	2	
6578.05	6578.96	C II	V2	0.896	0.701	4	
6583.41	6584.38	[N II]	F1	185.048	144.835	2	
6678.15	6679.08	He I	V46	7.528	5.834	2	
6683.27	6684.19	Ne II	2[2] ₀ -4D	0.026	0.020	22	
6716.47	6717.40	[S II]	F2	12.618	9.740	2	
6721.39	6722.28	O II	V4	0.012	0.009	32	
6730.85	6731.79	[S II]	F2	20.368	15.699	2	
6744.39	6745.21	N II	3.000	0.008	0.006	38	
6780.06	6780.97	C II	V14	0.017	0.013	27	
6809.99	6811.11	N II	V54	0.005	0.004	38	
6821.16	6822.31	[Mn III]		0.008	0.006	32	?
6933.89	6934.88	He I	1/13	0.014	0.011	26	
6989.47	6990.48	He I	1/12	0.021	0.016	22	
7062.26	7063.35	He I	1/11	0.037	0.028	16	
7065.28	7066.25	He I	V10	9.924	7.458	2	
7135.78	7136.79	[Ar III]	F1	32.270	24.076	2	
7160.61	7161.55	He I	1/10	0.055	0.041	14	
7231.34	7232.32	C II	V3	0.660	0.487	4	
7236.42	7237.46	C II	V3	1.529	1.129	3	
7262.76	7263.95	[Ar IV]	F2	0.037	0.027	16	
7281.35	7282.39	He I	V45	1.175	0.864	3	
7318.92	7320.95	[O II]	F2	6.587	4.822	2	
7319.99		[O II]	F2				
7329.66	7331.23	[O II]	F2	5.367	3.925	2	
7330.73		[O II]	F2				
7499.85	7500.85	He I	1/8	0.087	0.062	11	
7519.49	7520.78	C II	16.08	0.009	0.007	32	
7519.86		C II	16.08				
7530.54	7531.51	[Cl IV]	F1	0.377	0.270	5	
7535.40	7536.07	[Xe IV]	4S-2D	0.008	0.006	35	
7751.10	7752.19	[Ar III]	F2	8.011	5.615	2	
7816.13	7817.21	He I	1/7	0.112	0.078	10	
8045.63	8046.85	[Cl IV]	F1	0.864	0.588	4	
8233.21	8234.33	H I	P 50	0.049	0.033	14	
8234.43	8235.55	H I	P 49	0.062	0.042	13	
8235.74	8237.93	H I	P 48	0.438	0.293	5	
8236.79		He II	5.9				
8237.13		H I	P 47				
8238.61	8239.73	H I	P 46	0.081	0.054	11	
8240.19	8241.33	H I	P 45	0.072	0.048	12	
8241.89	8242.91	H I	P 44	0.063	0.042	13	
8243.70	8244.87	H I	P 43	0.082	0.055	11	
8245.64	8246.79	H I	P 42	0.082	0.055	11	
8247.72	8248.87	H I	P 41	0.087	0.058	11	
8249.97	8251.10	H I	P 40	0.082	0.055	10	
8252.40	8253.60	H I	P 39	0.094	0.063	9	
8255.02	8256.01	H I	P 38	0.076	0.051	10	
8257.86	8258.99	H I	P 37	0.096	0.064	10	

Table 2 – continued

λ_0	λ_{obs}	Ion	Identification	F	I	Error (per cent)	Notes
8260.94	8262.13	H I	P 36	0.112	0.075	8	
8264.28	8265.54	H I	P 35	0.148	0.099	8	
8267.94	8269.10	H I	P 34	0.122	0.082	8	
8271.93	8273.09	H I	P 33	0.128	0.086	9	
8276.31	8277.48	H I	P 32	0.122	0.082	8	
8281.12	8282.54	H I	P 31	0.109	0.073	8	
8286.43	8287.41	H I	P 30	0.124	0.082	8	
8292.31	8293.41	H I	P 29	0.172	0.114	8	
8298.83	8299.93	H I	P 28	0.183	0.122	7	
8306.11	8307.28	H I	P 27	0.225	0.150	6	
8314.26	8315.43	H I	P26	0.226	0.150	6	
8323.42	8324.57	H I	P 25	0.250	0.166	6	
8333.78	8334.89	H I	P 24	0.290	0.192	6	
8345.55	8346.70	H I	P23	0.308	0.204	5	
8359.00	8360.20	H I	P22	0.365	0.242	5	
8361.71	8362.92	He I	V68	0.185	0.122	7	
8374.48	8375.72	H I	P 21	0.372	0.246	5	
8392.40	8393.62	H I	P 20	0.430	0.285	4	
8413.32	8414.72	H I	P 19	0.680	0.449	4	
8421.95	8423.10	He I	6/18	0.030	0.020	16	
8433.85	8434.38	[Cl III]	3F	0.007	0.005	34	?
8437.96	8439.14	H I	P 18	0.583	0.384	4	
8446.25	8447.02	O I	4	0.095	0.062	10	
8446.36		O I	4				
8446.76		O I	4				
8451.16	8452.23	He I	6/17	0.172	0.113	8	
8453.61		He I	7/17				
8467.25	8468.45	H I	P 17	0.710	0.467	4	
8486.27	8487.54	He I	6/16	0.031	0.020	16	
8499.70	8500.99	[Cl III]	3F	0.008	0.005	32	
8502.48	8503.74	H I	P16	0.777	0.509	4	
8665.02	8666.03	H I	P 13	1.831	1.186	5	
8680.28	8681.48	N I	1	0.064	0.042	24	
8727.13	8728.35	[C I]	3F	0.116	0.075	20	
8733.43	8734.68	He I	6/12	0.088	0.057	20	
8736.04	8737.31	He I	7/12	0.032	0.021	34	
8747.15	8748.35	He II	6–24	0.040	0.026	34	
8750.47	8751.68	H I	P 12	1.931	1.244	5	
8816.50	8817.83	He I	10/12	0.018	0.011	46	
8829.40	8831.00	[S III]	3F	0.042	0.027	30	
8845.38	8846.68	He I	6/11	0.127	0.081	18	
8862.79	8864.02	H I	P 11	2.402	1.536	4	
8996.99	8998.15	He I	6/10	0.173	0.110	16	
9014.91	9015.91	H I	P10	2.608	1.654	4	
9063.29	9064.62	He I	4/8	0.196	0.124	14	
9068.60	9070.25	[S III]	F1	72.752	46.011	2	
9123.60	9124.98	[Cl II]	F1	0.150	0.095	16	
9210.28	9211.71	He I	6/9	0.236	0.148	14	
9213.20	9214.51	He I	7/9	0.056	0.035	26	
9229.01	9230.59	H I	P 9	4.930	3.094	3	
9516.57	9518.13	He I	4/7	0.136	0.084	18	
9526.16	9527.65	He I	6 / 8	0.328	0.203	12	
9531.21	9532.52	[S III]	F1	160.117	99.117	2	
9545.97	9547.52	H I	P 8	5.845	3.616	3	
9824.13	9825.27	[C I]	F1	0.226	0.138	14	
9850.26	9851.63	[C I]	F1	0.747	0.457	8	
9982.46	9983.61	O II	G[5] ₀ -2[6]	0.150	0.091	16	
9988.54	9989.73	O II	G[5] ₀ -2[6]	0.132	0.080	18	
9990.08	9991.38	O II	D[3] ₀ -0[4]	0.260	0.158	12	
9991.48	9992.72	O II	D[3] ₀ -0[4]	0.127	0.077	18	
10008.87	10010.09	Ne I		0.131	0.080	18	
10027.70	10028.61	He I	6/7	0.390	0.237	10	
10031.20	10031.95	He I	7/7	0.135	0.082	18	
10049.40	10049.82	H I	P 7	8.842	5.360	3	

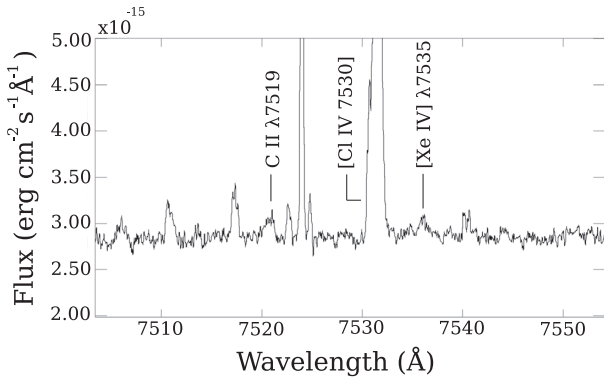


Figure 2. [Xe IV] detected in our spectra, emitted by an ion created from the s-process.

5 CHEMICAL ABUNDANCES

5.1 Ionic abundances from collisionally excited lines

We have computed the ionic abundances from multiple CELs of heavy elements. All computations were performed with PYNEB considering the atomic data from Table 4. Errors were propagated from those associated with line intensities using Monte Carlo simulations. As explained in Section 4.1, we have used a two-zone scheme, distinguishing between species originating mainly in the high ionization zones (O^{++} , Ne^{++} , S^{++} , Cl^{++} , Cl^{3+} , Ar^{++} , Ar^{3+} , Kr^{3+} , and Xe^{3+}) and those that originate in the low ionization zones (N^0 , N^+ , O^0 , O^+ , S^+ , and Cl^+). Our results are presented in Table 6.

5.2 Ionic abundances from recombination lines

We have detected 58 He I and 8 He II lines in our spectrum. Most of the helium found in the observed volume is singly ionized.

The He^+/H^+ ratio was computed from 9 lines using the package HELIO 14, an update of the software described in Peimbert et al. (2012). This package uses a maximum likelihood method to fit simultaneously He^+/H^+ ; electron density; the optical depth of He I $\lambda 3889$, τ_{3889} ; the normalized mean square thermal inhomogeneity, t^2 ; and T_0 . One of the main advantages of this software is the precise calculation it produces, with an accuracy of up to three significant figures.

For He^{++}/H^+ , the only two lines not contaminated by emission from other ions that present errors lower than 15 percent are He II $\lambda 4686$ and He II $\lambda 3203$. We have adopted the value derived from He II $\lambda 4686$ since it is the strongest one.

Besides He I, He II, and He III, we have detected several ORLs produced by C^{++} , N^{++} , O^{++} , and Ne^{++} . We have computed ionic abundances for all of them considering the high ionization T_e and n_e , and the atomic data from Table 7; results are presented in Tables 8, 9, 10, 11 and 12. For Ne^{++} , we adopted the weighted average of $\lambda 3694.21$ and $\lambda 3709.62$; for N^{++} we adopted the weighted average from multiplet V5 lines.

Special attention has been dedicated to recombination lines of O II, of which we have detected all lines that make up multiplet V1, namely O II $\lambda 4638.86$, $\lambda 4641.81$, $\lambda 4649.13$, $\lambda 4650.84$, $\lambda 4661.63$, $\lambda 4673.73$, $\lambda 4676.23$, and $\lambda 4696.35$. All lines were detected with a considerable signal-to-noise ratio allowing us to compute the ionic abundance with small errors (Table 12). We have adopted the abundance obtained from the weighted average of multiplet V1. In Fig. 5, we show the quality of the spectrum around this multiplet.

O II lines from other multiplets are also found in our spectrum. We have selected those with reasonable errors (no greater than 30 percent) in order to compute O^{++}/H^+ , also we have been careful not to include lines that may be contaminated by those from other ions.

Table 12 highlights that 3d-4f transitions yield systematically larger values for O^{++}/H^+ than those derived from multiplet V1. Peimbert & Peimbert (2013) have argued that O II $\lambda 4089.29$ may be contaminated by Si IV $\lambda 4088.86$, meaning the value derived for O^{++} from this line could be overestimated. In our spectrum, Si IV $\lambda 4088.86$ should be present at $\lambda 4089.30$; we have verified that there is a feature present on the blue side of O II $\lambda 4089.29$. While the wavelength is consistent with Si IV $\lambda 4088.86$, recent work by Méndez-Delgado et al. (2021) shows that the feature registered by Peimbert & Peimbert (2013) is also consistent with an artefact arising from internal reflections in dichroic #2 in the blue arm of UVES. On the other hand, we identify a weak feature at $\lambda 4116.74$ which is produced by the same multiplet of Si IV, strengthening the possibility of the presence of Si IV $\lambda 4088.86$; neither of the features can be measured well enough to determine their ratio with any confidence nor is it possible to determine the abundance of Si^{++} from Si IV $\lambda 4116.74$. Therefore, we cannot establish firmly whether the feature at $\lambda 4089.30$ is produced by Si IV or an internal reflection.

For the case of C^{++} , Grandi (1976) recommends using the lines that populate C II $\lambda 4267.15$, therefore we have considered the weighted average of the abundances listed in Table 11. We have used the recombination coefficients by Davey et al. (2000), considering case B recombination for the temperature range $T_e = 2500\text{--}30\,000$ K, and electron density $n_e = 10^4$ cm^{-3} . Our values agree with the results obtained by Liu et al. (2001).

5.3 Total abundances

In order to compute total elemental abundances, ionic abundances have to be corrected for the presence of unobserved ions in the gas. This is done by means of an Ionization Correction Factor (ICF). Total abundances for M 2-36 are reported in Table 13.

For O, Ne, S, and Ar, we used the ICFs developed by Delgado-Inglada, Morisset & Stasińska (2014) through photoionization models of PNe.

Since we detect several He II lines and $\omega = O^{++}/(O^+ + O^{++}) = 0.98$, we have to account for the presence of O^{3+} when computing O/H.

Delgado-Inglada et al. (2014) recommend not to use their ICF for N when $\omega \geq 0.95$ and in turn we refer to the one proposed by Kingsburgh & Barlow (1994), which assumes that $N/O = N^+/O^+$.

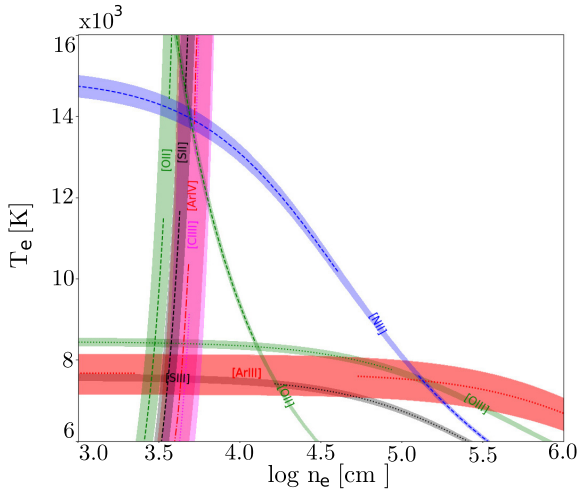
We detect Cl^+ , Cl^{++} , and Cl^{3+} in our spectrum of M 2-36, therefore we can obtain Cl/H by adding their ionic abundances. We have also computed Cl/H using the ICF provided by Liu et al. (2000); yielding a value smaller than the direct sum by 0.28 dex. We do not use Delgado-Inglada et al. (2014) ICF in this case since it is only valid when $0.02 \leq \omega \leq 0.95$. We have adopted the value obtained from the direct sum.

Regarding neutron capture elements, only [Kr IV] $\lambda 5867.74$ and [Xe IV] $\lambda 7535.40$ are fully resolved, therefore we have considered them using equation (3) of Sterling, Porter & Dinerstein (2015), from which we compute both Kr/H and Xe/H, given the similar ionization potential of Kr^{3+} and Xe^{3+} .

Abundances derived from observations are consistent with a Peimbert Type I PN, according to the criterium first stated by Peimbert (1978) and later refined by Peimbert & Torres-Peimbert (1983) that requires $He/H \geq 0.125$ and $N/O \geq 0.5$. Kingsburgh &

Table 3. Temperatures and densities from forbidden line ratios.

Diagnostic	T_e (K)	Diagnostic	n_e (cm^{-3})
	High ionization		
[O III] $\lambda\lambda 4959/\lambda 4363$	8380 ± 100	[Cl III] $\lambda\lambda 5517/\lambda 5537$	6530 ± 1800
[S III] $\lambda\lambda 9069 + 9532/\lambda 6312$	7600 ± 150	[Ar IV] $\lambda\lambda 4711/\lambda 4740$	4900 ± 1100
[Ar III] $\lambda\lambda 7136 + 7751/\lambda 5192$	7650 ± 500		
Adopted	8130 ± 100		5400 ± 1000
	Low ionization		
[N II] $\lambda\lambda 6548 + 6583/\lambda 5755$	$14\,200 \pm 300$	[O II] $\lambda\lambda 3726/\lambda 3729$	3700 ± 600
[O II] $\lambda\lambda 3726 + 3729/\lambda\lambda 7320 + 7330$	$15\,100 \pm 400$	[S II] $\lambda\lambda 6716/\lambda 6731$	3400 ± 500
Adopted	$14\,500 \pm 300$		3500 ± 600


Figure 3. Electron temperature and density diagnostics from forbidden line ratios.

Barlow (1994) proposed that Type I PNe can be defined from the ratio of N/O alone; based on recent photoionized region and solar abundances, Henry, Kwitter & Balick (2004) have established a value of $N/O \geq 0.65$ for Type I PNe. We obtain $He/H = 0.129$ and $N/O = 1.44$, implying that M 2-36 is a strong Type I PN.

Our ORL abundances for He and C agree with those of Liu et al. (2001) and Ratag et al. (1997) within 1σ (see Table 14). None the less, there is a significant difference between CEL abundances of O and N; our Ne/H determination agrees with that of Ratag et al., but not with Liu et al. This is to be expected because, as we will see in Sections 6 and 7, this object is composed from several notably different components; under such conditions it would be very unlikely to find uniform chemical abundance determinations between observations that do not include the emission from the entire object.

5.4 Abundance Discrepancy Factors

Our ADF values are presented in Table 15. For $ADF(O^{++})$, our value of 6.76 ± 0.50 is somewhat higher than the global ADF obtained from Liu et al. (2001), taking O II V1 and optical [O III] abundances as reference, which is ~ 5.50 . None the less, the ADF value can change depending on the methodology used. The small differences may be due to the fact that the two works use slightly different methodologies, and different zones of the object have been analysed. Also, we must note that previous works on the ADF in PN M 2-36 do not include error bars.

Although it has been found that some PNe with $ADF \leq 8$ or similar can be chemically homogeneous, this is not a strict discriminator.

Some of the parameters exhibited by M 2-36 suggest that it is not chemically homogeneous, notably, the irreconcilable values obtained for t^2 (further discussed in Section 6), as well as the large difference in T_e and n_e between high and low ionization stages.

6 INHOMOGENEITIES

The existence of the ADF means that homogeneous single-phase models do not reproduce PNe adequately, implying the existence of inhomogeneities in either chemical composition, density, and/or temperature (see Peimbert et al. 2017, and references therein). Regarding the density inhomogeneities, while the filling factor is well known (see Osterbrock 1974, and subsequent editions), it will not result in an ADF; in order to produce large ADFs, the inhomogeneities needed include clumps with $n_e \geq 100\,000 \text{ cm}^{-3}$ as well as a surrounding volume with densities in the few thousands; in the remaining of this paper, this is what we will be referring to when we make reference to density inhomogeneities. Two important open questions remain: what is the relevance of each of the possible sources of inhomogeneity? and, what is the physical size of the relevant inhomogeneities?

It must be noted that inhomogeneities in either density or chemical composition will also manifest themselves as thermal inhomogeneities. Inhomogeneities in density, when large enough, are able to distort our measurements by distorting nebular lines, which in turn affect the cooling and produce thermal inhomogeneities; also the expected chemical inhomogeneities will affect the number of coolants in the gas, producing thermal inhomogeneities (and probably inducing density inhomogeneities).

An empirical way to tackle the thermal inhomogeneities is the t^2 formalism developed by Peimbert (1967). But the only way to study chemical and density inhomogeneities is to include different phases in photoionization models (a modified version of this strategy can also be used to study thermal inhomogeneities).

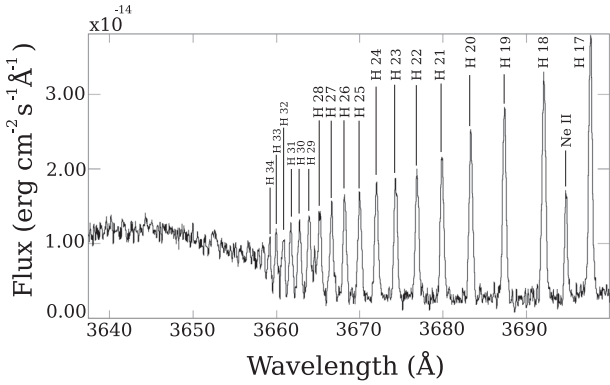
6.1 Thermal inhomogeneities

The first evidence of a temperature structure in photoionized regions was reported by Peimbert (1967) who found a considerable difference between T_e derived from the Balmer Jump, and from forbidden line ratio diagnostics in the Orion Nebula. These differences are also found in PNe (see e.g. Zhang et al. 2004). This led to the development of the t^2 formalism to account for temperature variations, further developed in Peimbert & Costero (1969).

To a second-order approximation, the temperature structure of a photoionized region along the line of sight, can be characterized by the average temperature, T_0 , and the normalized mean square

Table 4 Atomic data set used for CELs.

Ion	Transition probabilities	Collisional strengths
N ⁰	Wiese, Fuhr & Deters (1996)	Pequignot & Aldrovandi (1976)
N ⁺	Froese Fischer & Tachiev (2004)	Tayal (2011)
O ⁰	Wiese et al. (1996)	Pequignot & Aldrovandi (1976)
O ⁺	Froese Fischer & Tachiev (2004)	Kisielius et al. (2009)
O ⁺⁺	Froese Fischer & Tachiev (2004) Storey & Zeippen (2000)	Storey, Sochi & Badnell (2014)
Ne ⁺⁺	Galavis, Mendoza & Zeippen (1997)	McLaughlin & Bell (2000)
S ⁺	Podobedova, Kelleher & Wiese (2009)	Tayal & Zatsarinny (2010)
S ⁺⁺	Podobedova et al. (2009)	Tayal & Gupta (1999)
Cl ⁺	Mendoza & Zeippen (1983)	Tayal (2004)
Cl ⁺⁺	Mendoza & Zeippen (1983)	Butler & Zeippen (1989)
Cl ³⁺	Kaufman & Sugar (1986) Mendoza & Zeippen (1982a) Ellis & Martinson (1984)	Galavis, Mendoza & Zeippen (1995)
Ar ⁺⁺	Mendoza & Zeippen (1983) Kaufman & Sugar (1986)	Galavis et al. (1995)
Ar ³⁺	Mendoza & Zeippen (1982b)	Ramsbottom & Bell (1997)
Kr ³⁺	Biémont & Hansen (1986)	Schoning (1997)
Xe ³⁺	Biémont et al. (1995)	Schoening & Butler (1998)

**Figure 4.** Balmer decrement from our observations.**Table 5.** Physical conditions from ORLs.

Method	T_e (K)	n_e (cm ⁻³)
H I Balmer Jump, T_e (BJ)	6100 ± 900	
He I λ 7281/ λ 6678	5400	
He I (HELIO 14)	7500	6380 ± 1500
O II (V1)		1100 ± ¹⁰⁰⁰ / ₆₀₀
O II(V1/ λ 4959)	5400 ± 400	

temperature fluctuation, t^2 , given by

$$T_0(X^{+i}) = \frac{\int T_e n_e n(X^{+i}) dV}{\int n_e n(X^{+i}) dV}, \quad (4)$$

and

$$t^2(X^{+i}) = \frac{\int (T_e - T_0(X^{+i}))^2 dV}{T_0(X^{+i})^2 \int n_e n(X^{+i}) dV}, \quad (5)$$

where n_e is the electron density and $n(X^{+i})$ is the density of ion X^{+i} . Note that while t^2 represents the mean square deviations, there is no definition for the rms deviations, and thus $\sqrt{t^2} \neq t$.

To determine t^2 , two independent determinations of T_e are required; preferably comparing a temperature that uses lines that favour the hottest parts of a nebula with one that uses lines that favour

Table 6. Ionic abundances from CELs.

Ion	$t^2 = 0.00$
N ⁰	5.59 ± 0.05
N ⁺	7.10 ± 0.04
O ⁰	6.60 ± 0.03
O ⁺	6.96 ± 0.04
O ⁺⁺	8.79 ± 0.02
Ne ⁺⁺	8.30 ± 0.03
S ⁺	5.64 ± 0.04
S ⁺⁺	6.92 ± 0.03
Cl ⁺	3.84 ± 0.08
Cl ⁺⁺	5.28 ± 0.05
Cl ³⁺	4.72 ± 0.04
Ar ⁺⁺	6.48 ± 0.04
Ar ³⁺	5.97 ± 0.04
Kr ³⁺	3.30 ± 0.11
Xe ³⁺	2.70 ± 0.15

Table 7. Atomic data used for recombination lines.

Ion	Recombination coefficients
H ⁺	Storey & Hummer (1995)
He ⁺	Porter et al. (2012), Porter et al. (2013)
He ⁺⁺	Storey & Hummer (1995)
C ⁺⁺	Davey, Storey & Kisielius (2000)
N ⁺⁺	Fang, Storey & Liu (2011)
O ⁺⁺	Storey, Sochi & Bastin (2017)
Ne ⁺⁺	Kisielius et al. (1998)

Table 8. Ne⁺⁺/H⁺ ionic abundances from ORLs.

λ_0	12 + log(Ne ⁺⁺ /H ⁺)
3694.21	9.02 ± 0.06
3709.62	8.98 ± 0.08
3766.26	8.60:
3777.14	8.82:
Adopted	9.00 ± 0.08

Table 9. N⁺⁺/H⁺ abundances from recombination lines.

λ_0	Mult.	$12 + \log(\text{N}^{++}/\text{H}^+)$
4035.08	V39a	9.26 ± 0.08
4041.31	V39b	9.21 ± 0.06
4043.53	V39a	9.11 ± 0.10
4607.16	V5	8.84 ± 0.14
4621.39	V5	9.06 ± 0.11
4630.54	V5	9.16 ± 0.05
4643.09	V5	8.78 ± 0.13
4788.13	V20	8.64 ± 0.17
5495.67	3P–3P ₀	8.70 ± 0.16
5666.63	V3	9.14 ± 0.05
5676.02	V3	9.09 ± 0.08
5679.56	V3	9.20 ± 0.03
5686.21	V3	9.14 ± 0.10
5710.77	V3	9.21 ± 0.08
5927.81	3P–3D ₀	8.67 ± 0.11
Adopted		9.16 ± 0.09

Table 10. He⁺/H⁺ and He⁺⁺/H⁺ from ORL.

λ_0	$12 + \log(\text{He}^+/\text{H}^+)$
3819	11.091
3889	11.101
4388	11.089
4471	11.125
4713	11.114
4922	11.068
5876	11.083
6678	11.144
7065	11.102
Adopted	11.101 ± 0.004
λ_0	$12 + \log(\text{He}^{++}/\text{H}^+)$
4686 (adopted)	9.52 ± 0.02

Table 11. C⁺⁺/H⁺ from ORLs.

λ_0	Mult.	$12 + \log(\text{C}^{++}/\text{H}^+)$
4267.15	6	9.34 ± 0.06
5342.38	17.06	9.32 ± 0.08
6151.43	16.04	9.22 ± 0.06
6461.95	17.04	9.36 ± 0.04
9903.46	17.02	9.45 ± 0.03
Adopted		9.36 ± 0.03

the cooler parts of the nebula; temperatures derived using optical CELs will better represent the hotter parts, while those derived using ORLs will represent the cooler parts. In this work, besides the temperature determination from forbidden line ratios, we have used the Balmer Jump; T_e derived from helium ORLs, $T_e(\text{He I})$; and a hybrid O temperature equivalent to the ADF(O⁺⁺). Our results for t^2 are summarized in Table 16.

It must be noted that the three t^2 values obtained in Table 16 are irreconcilable. In other works, the t^2 values obtained from He I lines have been found to agree with those obtained from the Balmer Jump, t^2 (BJ), and from the ADF(O⁺⁺), t^2 (O II). Peimbert et al. (2014), for example, find agreement in $t^2(\text{O}^{++})$ and $t^2(\text{He}^+)$ in part of a sample of low ADF PNe; however, this is not the case for M 2-36. When

Table 12. O⁺⁺/H⁺ ionic abundances from ORLs.

Mult.	λ_0	$12 + \log(\text{O}^{++}/\text{H}^+)$
V1	4638.86	9.75 ± 0.04
V1	4641.81	9.72 ± 0.02
V1	4649.13	9.56 ± 0.03
V1	4650.84	9.53 ± 0.04
V1	4661.63	9.57 ± 0.04
V1	4673.73	9.48 ± 0.11
V1	4676.23	9.55 ± 0.05
V1	4696.35	9.72 ± 0.12
V1 sum (adopted)		9.62 ± 0.03
V2	4317.14	9.48 ± 0.08
V2	4319.63	9.52 ± 0.08
V2	4325.76	9.49 ± 0.15
V2	4345.56	9.43 ± 0.07
V2	4349.43	9.55 ± 0.14
V2	4366.89	9.54 ± 0.10
V2 sum		9.50 ± 0.05
V5	4414.90	9.47 ± 0.07
V5	4416.97	9.50 ± 0.08
V5 sum		9.48 ± 0.06
V10	4069.88	9.74 ± 0.03
V10	4072.16	9.63 ± 0.03
V10	4075.86	9.76 ± 0.03
V10	4078.84	9.48 ± 0.10
V10	4085.11	9.52 ± 0.08
V10	4092.93	9.59 ± 0.09
V10 sum		9.70 ± 0.05
V19	4121.46	9.41 ± 0.10
V19	4132.80	9.40 ± 0.08
V19	4153.30	9.52 ± 0.06
V19	4156.53	10.03 ± 0.08
V19	4169.22	9.71 ± 0.08
V19 sum		9.56 ± 0.05
V20	4110.79	9.67 ± 0.08
V20	4119.22	9.58 ± 0.05
V20 sum		9.60 ± 0.04
V25	4699.22	9.64 ± 0.16
V25	4705.35	9.67 ± 0.14
V25 sum		9.66 ± 0.11
3d-4f transitions		
V48a	4071.23	9.78 ± 0.09
V48a	4089.29	9.74 ± 0.04
V48b	4083.90	9.56 ± 0.08
V50a	4062.94	10.08 ± 0.08
V53b	4294.78,92	9.55 ± 0.08
V86a	4491.23	9.68 ± 0.09
V92a	4609.44	9.74 ± 0.06
V92b	4602.13	9.83 ± 0.07
V92c	4610.20	10.03 ± 0.07

these three values agree we are led to consider a single component with homogeneous chemical composition and density, but an internal temperature inhomogeneity; the fact that in M 2-36 they don't agree has led us to consider the possibility that the different gas phases in M 2-36 may not be well mixed, arising the question of which t^2 is more representative of the photoionized region in a global scale, if any.

Table 13. Total abundances.

	ICF	CEL _s ^a	ORL
He	He ⁺ + He ⁺⁺		11.112 ± 0.008
C	Assuming C/O = C ⁺⁺ /O ⁺⁺		9.36 ± 0.10
N	Kingsburgh & Barlow (1994)	8.95 ± 0.06	9.17 ± 0.11 ^b
O	Delgado-Inglada et al. (2014)	8.79 ± 0.03	9.64 ± 0.04
Ne	Delgado-Inglada et al. (2014)	8.37 ± 0.06	9.02 ± 0.07
	Peimbert & Costero (1969)	8.36 ± 0.05	
S	Delgado-Inglada et al. (2014)	7.35 ± $^{0.2}_{0.12}$	
	Stasińska (1978)	6.94 ± 0.05	
Cl	Cl ⁺ + Cl ⁺⁺ + Cl ³⁺	5.41 ± 0.08	
	Liu et al. (2000)	5.68 ± 0.10	
Ar	Delgado-Inglada et al. (2014)	6.77 ± 0.7	
Kr	Sterling et al. (2015)	3.44 ± 0.15	
Xe	Sterling et al. (2015)	2.83:	

^aAbundances determined with $t^2 = 0.00$.

^bAssuming N/O = N⁺⁺/O⁺⁺ (ORL_s).

Colons indicate very uncertain abundances.

6.2 Chemical inhomogeneities

In the last 20 yr, observational evidence for the presence of chemical inhomogeneities has emerged. Notably, images of PN Abell 30 show clumps with ADFs exceeding 700 (Wesson, Liu & Barlow 2003), while the overall ADF of the object is around 70. Direct images of PNe have shown that emission from ORLs and CELs do not come from the same volume of gas (García-Rojas et al. 2016).

As mentioned before, chemical inhomogeneities will produce temperature fluctuations, which can be modelled using the t^2 formalism. From a mathematical point of view, however, the t^2 is limited to relatively small temperature fluctuations. Chemical inhomogeneities are necessary to reproduce large ADF values observed in photoionized regions.

The usual approach when modelling chemical inhomogeneities in 1D consists of incorporating several phases with different chemistry. Most commonly two-phase (bi-abundance) models are considered (see Tsamis & Péquignot 2005; Yuan et al. 2011, for example).

Typically, two-phase models include a phase with ‘normal’ chemical composition; and another one with high density, including either high metallicity or poor hydrogen content (the difference between both scenarios being the treatment of He; also high metallicity inclusions are usually helium poor).

The implication of having a phase with very high density is that its mass becomes minimal, thus putting more weight on the hot phase, having a greater impact on the global chemistry of the object.

Consequently, chemical inhomogeneities can be adapted to produce any ADF value.

In the following section, we will show how a chemically inhomogeneous model reproduces important parameters reasonably.

7 A SIMPLE THREE-PHASE MODEL

The differences between $T_e(4363/4959)$, $T_e(V1/4959)$, $T_e(\text{BJ})$, and $T_e(\text{He}^+)$, are not consistent with a single phase model (not even one with an extreme t^2); in fact the wide dispersion of t^2 values present in Table 16 shows that these observations are not consistent with a chemically homogeneous PN. This in turn has led us to explore the possibility that more than one zone, each with radically different physical conditions, may coexist in the observed volume of PN M 2-36.

We have created ‘simple’ two- and three-phase models using the photoionization code CLOUDY V.17 (Ferland et al. 2017); the PYCLOUDY library (Morisset 2013) was also employed to write the CLOUDY input files and define the weight of the gas phases.

The phases are distinguished mainly by their density and chemical composition (see Table 17). In the two-phase models, we used a low-metallicity low-density phase (Phase A), and a high metallicity phase; we explored the possibility of this second phase having a low to intermediate density, $10^3 \leq n_e \leq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (we call this Phase B), or high density, $n_e \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (we call this Phase C). For the three-phase models, we included all three phases. The filling factor for each phase was also included as a variable in the model.

Initially, we considered a blackbody as an ionizing source, however, while we had some success reproducing the observed forbidden line ratios, many line intensities were unsatisfactory; notably, He II $\lambda 4686$ was heavily overestimated. This led us to consider the PN atmosphere SEDs developed by Rauch (2003) with solar metallicity.

We find that a central star temperature (T_{eff}) of 80 000–90 000 K is consistent with our observations (Gurzadian 1988), hence we based our models around this interval. Since the conditions of the central star of M 2-36 are not well known, we sought a T_{eff} value able to reproduce reasonably the observed intensities of He II $\lambda 4686$ and C II $\lambda 4267$.

The final characteristic that is phase dependent is the relevance of each phase, which we weigh by a fraction of the total volume. Varying the weight of all three phases allows for too many degrees of freedom. Other characteristics of the model, such as radius, distance to the object, and the ratio of heavy elements to oxygen are the same for all phases. The corresponding values are included in Table 18.

Our approach to construct a grid of models was as follows. Abundances were set based on the observational results and modified in steps of 0.1 dex. The density of each phase and the external radius were set so that hydrogen was fully ionized in all phases. Large changes in $\log g$ mostly affected He II $\lambda 4686$ negatively, hence it was set to 5.0 (using a larger value would require us to increase T_{eff} above 90 000 K). The best models were selected and refined in terms of line intensities and ratios, comparing these with the observational results. Different weights for each phase were explored in every iteration.

Overall we constructed three sets of models, one with phases A and B; one with phases A and C; and the last one with all three phases. The best model from each set is presented in Tables 17 (inputs) and 19 (outputs). Model 1 represents the best two-phased model that includes phases A and B, Model 2 represents the best two-phased model that includes phases A and C, and Model 3 represents the best three-phased model (we do not search for two phased models with phases B and C, because such high metallicities will never be able to reproduce the observed CEL ratios). In order to have a meaningful ADF, we need to combine phase A with phase B and/or phase C.

We selected our preferred models by trying to fit simultaneously the traditional forbidden line intensity ratios (those used to determine temperature and density), as well as the fraction of O II V1 attributed to O II $\lambda 4649$ (an ORL density indicator; Peimbert & Peimbert 2013). The upper limit for this fraction is 0.40, which represents a global n_e in excess of 10^5 cm^{-3} , therefore we favoured models that stay close to the observed value of 0.29, implying a density of 1100 cm^{-3} .

We present the fractional contributions from each phase to our three preferred models in Fig. 6. Overall we can see that no phase dominates emission in any of the models.

In all models, Phase A is more evident in [O III] CELs and He II $\lambda 4686$, with a small contribution to the He I recombination lines, but being barely present in the heavy element recombination lines. High

Table 14. Total abundances compared.

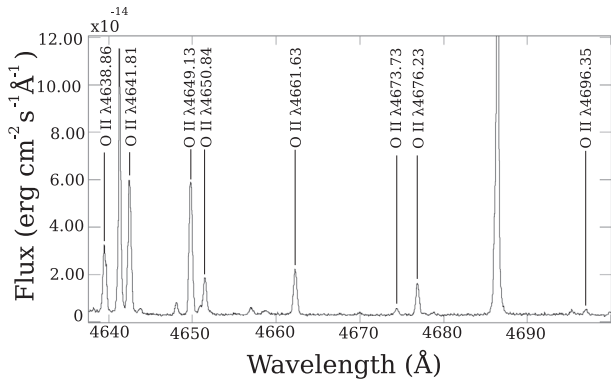
	This work		Liu et al. (2001)		Ratag et al. (1997)
	CEL	ORL	CEL	ORL	CEL
He		11.112 ± 0.008		11.13	11.09
C		9.36 ± 0.10	8.73	9.41	
N	8.95 ± 0.06	9.17 ± 0.11	8.42	9.17	8.62
O	8.79 ± 0.03	9.64 ± 0.04	8.85	9.64	8.89
Ne	8.36 ± 0.05	9.02 ± 0.07	8.57	9.16	8.27
S	$7.35 \pm_{0.12}^{0.2}$		7.47		7.17
Cl	5.41 ± 0.08		5.42		5.98
Ar	6.77 ± 0.7		6.66		6.61
Kr	3.44 ± 0.15				
Xe	2.83:				

Table 15. ADFs. C^{++} and N^{++} ADFs were computed from our ORL abundances and the CEL abundances by Liu et al. (2001).

Ion	ADF
C^{++}/H^+	5.09
N^{++}/H^+	7.30
O^{++}/H^+	6.76 ± 0.50
Ne^{++}/H^+	5.01 ± 0.52

Table 16. t^2 derived from different methods.

Method	$t^2(O II)$	$t^2(BJ)$	$t^2(He^+)$
Value	0.088 ± 0.003	0.048 ± 0.010	0.017 ± 0.003


Figure 5. Spectrum around multiplet V1 of O II.

metallicity phases (either B, C, or both) dominate ORL emission in both two and three-phase models.

We chose to include the O II $\lambda 4649/V1$ ratio, since it is one of a very small set of line diagnostics that focuses on the cold/high metallicity gas. That being said, none of the two-phase models is able to simultaneously reproduce $[O III] \lambda 4959/\lambda 4363$ and O II $\lambda 4649/V1$ ratios (while reproducing the observed contrasts between CELs and ORLs). Model 1 reproduces the total intensity of O II V1 successfully and the $\lambda 4649/V1$ ratio acceptably, but fails to reproduce the CEL emission and ratios. The overall $[O III] \lambda 4959/\lambda 4363$ remains too low (too hot). In Model 2, the very high density of phase C lowers the cooling efficiency of the heavy elements allowing for moderate temperatures. However, the fraction of $\lambda 4649/V1$ reaches an extreme value that is irreconcilable with our observations implying a total

density of $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$. After running hundreds of two-phase models, these trends were unavoidable. A combination of phases B and C is necessary to reproduce the O II $\lambda 4649/V1$ ratio in the high metallicity gas required by the observed ADF.

The idea of two-phased models has been proposed before to explain the abundances observed in some PNe and H II regions (Liu et al. 2000; Tsamis & Péquignot 2005; Yuan et al. 2011; Danehkar 2018), and has been expanded recently by Gómez-Llanos & Morisset (2020) (who constructed a bi-abundance, four-phased model for NGC 6153). Most of the two phased models in the literature include phases equivalent to our phases A and C, i.e. are equivalent to model 2; none the less we consider that it is important to try to place some constraints specific to the cold high metallicity gas, as we always do when working with the hot, low metallicity gas (such as the O II $\lambda 4649/V1$ ratio). When such additional constraints are included the results from models 1 and 2 fall short of being satisfactory, and force us into using more than two phases when modelling M 2-36.

We ran hundreds of three-phase models searching for a better fit. The best three-phase models are much better suited to reproduce our constraints than the best two-phase models. We are now able to reproduce the observed $[O III] \lambda 4959/\lambda 4363$ ratio, the O II V1 emissivity and an important departure from equilibrium of the $\lambda 4649/V1$ ratio. Overall we are also satisfied with individual emission lines, and the other ratios presented in Table 19. We simultaneously reproduce some of the brightest emission lines with a maximum deviation of 22 per cent. Still, a finer grid of models around these values is necessary to obtain better fits.

In the presence of chemical inhomogeneities, the abundances present in any phase (or element of volume) are not representative of the entire object; neither CEL abundances nor ORL abundances are truly representative of the object as a whole. Gómez-Llanos & Morisset (2020) argue that the Abundance Contrast Factor (ACF), defined as the ratio of metal-rich to ‘normal’ components in photoionization models is a better value for determining the true abundance difference than the ADF. In Models 1, 2, and 3, the logarithmic value of ACF(O) is 1.3, 1.63, and 1.63, respectively, implying that ADF(O^{++}) from our models is overestimated. Indeed, ADF(O^{++}) obtained from our model outputs is 4.98, 6.66, and 10.16. Taking their work as reference, a more realistic ADF(O^{++}) would be around 1.5 for all three models.

Observationally, it is very difficult to properly characterize each of the phases (or even to determine the number of phases present in an object), and thus it is difficult to assess the global quantity of any element. On the other hand, when constructing a model we can have specific quantities of set phases built-in and thus have complete

Table 17. Parameters of the best-fitting models.

Phase	Two-phase models				Three-phase model		
	1		2		3		
	A	B	A	C	A	B	C
T_{eff} (K)	90 000		82 000		84 000		
$Q(\text{H}^0)$	$10^{48.6}$		$10^{48.9}$		$10^{48.8}$		
Density (cm^{-3})	10^3	10^4	$10^{2.9}$	10^5	$10^{2.7}$	$10^{3.0}$	$10^{5.3}$
Filling factor	0.3	0.005	0.3	0.00005	0.25	0.011	0.00001
Weight (Emis. measure)	$3/5$	$2/5$	$3/5$	$2/5$	$1/3$	$1/3$	$1/3$
$\log(\text{He}/\text{H})$	-0.880	-0.834	-0.880	-0.834	-0.880	-0.834	-0.834
$\log(\text{O}/\text{H})$	-3.35	-2.05	-3.35	-1.72	-3.35	-1.72	-1.72

Table 18. Input parameters of the best-fitting models.

Parameter	Value
Ionization Source	PN SED (Rauch 2003)
$\log g$ (source)	5.0
Distance (pc)	6100^a
Ext. Radius (cm)	$10^{18.14}$
$\log(\text{C}/\text{O})$	-0.53
$\log(\text{N}/\text{O})$	-1.38
$\log(\text{Ne}/\text{O})$	-0.98
$\log(\text{S}/\text{O})$	-3.24
$\log(\text{Cl}/\text{O})$	-3.1
$\log(\text{Ar}/\text{O})$	-2.27

^aStanghellini, Shaw & Villaver (2008)

knowledge of the total quantities for all elements; in other words, we can ‘count’ the atoms present in each phase and add them up. It must be emphasized that these abundances cannot be measured directly from either real or synthetic spectra.

The total He/H and O/H abundances included in each model can be seen in Table 20. In all cases, the abundances of the models are somewhat intermediate between those from the low metallicity and high metallicity phases. The O/H abundances are also intermediate between the observed CEL and ORL abundances; the exact value strongly depends on the mass of each phase, since the emission measure is somewhat similar for all phases, the lower the density of any given phase, the more relevant the chemical abundance of said phase is to the total object.

The high metallicity phases of our models have higher abundances than those determined from ORL (about 15 per cent for He and about a factor of 2 to 4 for O). This arises because there is a significant contribution to the H lines from the low metallicity phase, thus diluting the O/H abundance seeded in the high metallicity phases.

In our interpretation of these three phases: phase C represents high-density, high-metallicity, low-volume inclusions that are probably being evaporated and thus are surrounded by a low-density, high-metallicity, high-volume medium (phase B); all these are immersed in a low-density, low-metallicity, high-volume ‘normal’ medium (phase A). An interesting question is whether phase C represents nodules, filaments, or shells. This model does not really discriminate between those options, any of them can be represented by model 3.

As a last note on photoionization models, we would be remiss not to mention the possibility of the existence of more than 3 phases, or more accurately, more than 3 phases with a significant contribution to the overall line emission. While it is indeed possible, current observations do not give us enough constraints to discern the unique characteristics of so many phases, and a photoionization model, even a toy model, has too many degrees of freedom and thus the parameter

space to study becomes too large to properly explore. Altogether it is beyond the scope of this paper to try to explore any such model.

8 SUMMARY AND CONCLUSIONS

We have analysed a high-resolution spectrum of the PN M 2-36 obtained with the UVES at the VLT covering the spectral range 3030–10 360 Å. We measure the intensities of 420 emission features and, once blends are considered, we identify 446 emission lines. Notably, we identify three emission features from ions produced by the s-process ([Kr IV] λ 5346 and λ 5868; and [Xe IV] λ 7536) marking the first detection of said elements in this nebula. Consequently, we compute the total abundance of Kr and Xe.

We have computed T_e and n_e using traditional plasma diagnostics (from CELs). Our results are mostly consistent with a previous analysis of this object by Liu et al. (2001). We also computed T_e and n_e from ORLs of He⁺ and O⁺⁺ as well as from the Balmer jump (H⁺). All our CEL determinations are consistent with each other within a two zone photoionization scheme; this is particularly significant for the temperatures, due to the small error bars of our determinations.

Chemical abundances are reported for a large sample of ions. We have computed ionic abundances for C⁺⁺, N⁺⁺, O⁺⁺, and Ne⁺⁺ from ORLs and have obtained the corresponding ADFs. Given the quality of our spectrum, we produce a robust result for $\text{ADF}(\text{O}^{++}) = 6.76 \pm 0.50$, this value is slightly larger than the one measured by Liu et al. (2001), but a difference is to be expected, since we are not observing the whole nebula (i.e. we do not observe the exact same volume).

The large value of $\text{ADF}(\text{O}^{++})$ cannot be attributed solely to the presence of temperature variations in a chemically homogeneous PN, thus suggesting the presence of at least two volumes of gas with different chemical composition.

Using the t^2 formalism of Peimbert (1967), we are able to determine three independent measurements for temperature inhomogeneities: $t^2(\text{O}^{++})$, $t^2(\text{He}^+)$, and $t^2(\text{H}^+)$. These determinations are not reconcilable under the assumption of chemical homogeneity; in fact the disparity between these three values reveals a complicated structure within the nebula and suggests the presence of more than two phases within the PN.

Our t^2 determinations motivated us to search for a simple photoionization model able to reproduce the general characteristics of M 2-36. We explored the possibility that a chemically inhomogeneous two-phased model was able to reproduce the observed characteristics of M 2-36, but were generally underwhelmed by the results. This setback, and previous suggestions to the existence of more than two phases, led us to explore the possibility that chemically inhomogeneous three-phase CLOUDY

Table 19. Line intensities outputs of the best-fitting models.

Emiss. line	$I(\lambda)/I(H\beta)$						
	Obs.	Model 1		Model 2		Model 3	
		Mod	M/O	Mod	M/O	Mod	M/O
O II V1 sum.	4.84	4.73	0.98	5.14	1.06	4.63	0.96
[O II] $\lambda\lambda 3726 + 29$	1.84	90.85	49.38	2.55	1.38	2.61	1.42
C II $\lambda 4267$	2.34	1.67	0.71	2.76	1.18	2.74	1.17
[O III] $\lambda 4363$	2.8	5.54	1.98	4.26	1.52	2.28	0.81
He II $\lambda 4686$	4.122	4.78	1.16	3.27	0.79	4.37	1.06
[O III] $\lambda 4959$	263.64	458.79	1.74	367.82	1.40	206.43	0.78
[N II] $\lambda 5755$	4.907	0.13	0.03	4.14	0.84	4.14	0.84
He I $\lambda 6678$	5.88	4.96	0.84	5.01	0.85	5.07	0.86
He I $\lambda 7281$	0.86	0.92	1.07	0.91	1.06	0.9	1.05
Parameter							
O II $\lambda 4649/V1$	0.29	0.36	1.24	0.38	1.31	0.33	1.14
[O III] $\lambda 4959/\lambda 4363$	90.90	85.10	0.94	85.10	0.94	90.73	0.99
[N II] $\lambda 6548 + \lambda 6584/\lambda 5755$	38.46	395.15	10.27	90.91	2.36	52.83	1.37
[O III] $\lambda 4959/[O II] \lambda\lambda 3726 + 29$	4.16	5.05	1.20	3.29	0.78	2.60	0.63

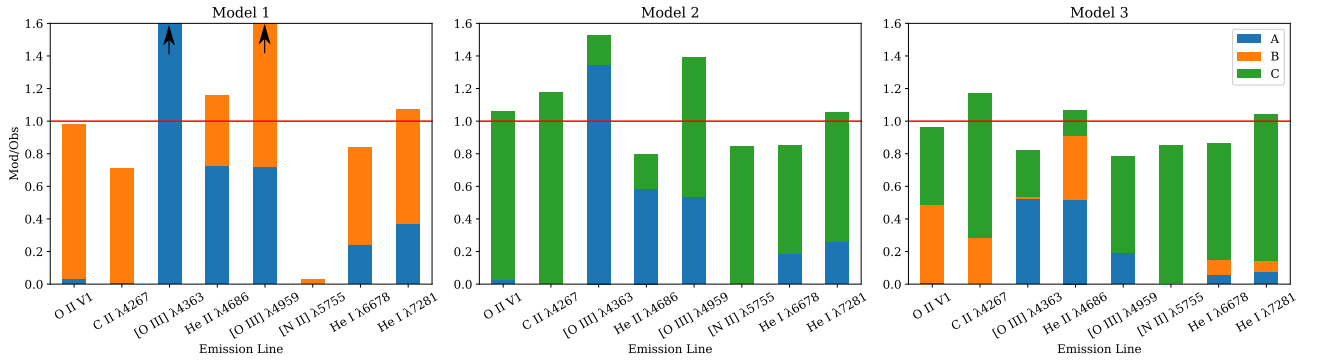

Figure 6. Comparison between model output and observations. Also shown is the contribution of each phase to line intensities.

Table 20. Chemical abundances from photoionization models.

Ratio	Obs		Models		
	CEL	ORL	M1	M2	M3
$\log(\text{He}/\text{H})$		-0.888	-0.879	-0.879	-0.879
$\log(\text{O}/\text{H})$	-3.26	-2.36	-2.89	-3.15	-2.66

models were better able to reproduce the observed emission of M 2-36.

Our favorite model is able to reproduce the most relevant observed quantities related to O^{++} within an acceptable range, notably the nebular to auroral line ratio, the total intensity of multiplet V1, and the ratio of the intensity of multiplet V1 of O II to $I(\text{O II } \lambda 4649)$, as well as to reproduce the observed He^+ and He^{++} line intensities.

While we are well pleased with the way our model fits the observations, this does not mean that M 2-36 is only composed by large quantities of matter that can be aligned with these three phases. First, it is very likely that there are better three-phase models than the one we found; secondly, there could be an important fraction of the emission of M 2-36 that comes from matter that corresponds to additional phases.

We must remark that the models presented in Section 7 are only toy models. Our exploration has clear limitations: the grid we used could be refined, we do not explore in depth the abundances of other elements, it does not fully explore the effect of the

mixing of three phases (it is the sum of three 1D simulations), etc.

Our models show that, for M 2-36, the high metallicity gas must have at least some phase with low density (similar to that of the low metallicity gas). This means that there is a significant mass in the high metallicity gas, which must be taken into account when calculating the total abundances, and that the CEL abundances are not representative of the whole object (the fact that model 2 does not work means that we cannot use the ORL abundances either). In fact, our models show that the total abundances of M 2-36 are intermediate between CEL and ORL abundances.

Unfortunately, our search for the best fit also showed us that the precise determination of total abundances depends strongly on the ratios between the emission measure of phases B and C and of the exact density of phase B.

The complexity of fitting a three-phase model with only one set of observations limits the relevance of the abundance determinations of any such model. However, in this case, the exact O/H abundance

appears to be close to the average between the CEL and ORL determinations.

While our tolerances do not permit us to explore the possibility of finding a model with more than three phases that produces a significantly better fit to the observed line intensities, we must ask ourselves whether such model exists. Furthermore, would more than three phases be required to model the gas component if we had deeper observations? More importantly, is this model adequate to represent the real physical conditions within M 2-36? Answers to those questions are beyond the scope of this paper.

Despite having been studied previously, our deep spectral analysis allowed us to discover that the chemistry of M 2-36 may be more complicated than previously thought. Our observations allowed us to measure critical quantities that characterize the object revealing the presence of at least three phases in the gas. This was possible largely thanks to the availability of temperature diagnostics from ORLs, whose use is not widespread and which are not always available.

This highlights the necessity of analysing more objects similar to M 2-36 (with high but not extreme ADF) using a similar methodology. Since we do not expect all other high-ADF PNe to behave in the same way, we propose that many other high ADF objects should be studied specifically looking for evidence of both: low density and high density in their high metallicity components, before arriving to any conclusion regarding this type of objects.

In any case, it is clear that when determining the total abundances for PNe where the O II $\lambda 4649$ /VI ratio is less than ~ 0.40 the high metallicity regions cannot be pushed aside and must be mixed with the low metallicity regions (i.e. when O II $\lambda 4649$ /VI is not consistent with 0.40 the CEL abundances should not automatically be considered the correct abundances).

Regarding PNe with low to moderate ADFs, they should have several deep spectral analyses (independent of those of high ADF PNe) before arriving to any conclusion regarding these kinds of objects and not to automatically assume objects like M 2-36 or Abell 30 can be used as models for objects with low ADF.

ACKNOWLEDGEMENTS

We wish to thank María Teresa Ruiz, Manuel Peimbert and César Esteban López for their invaluable help with the observations. We thank an anonymous referee for numerous comments and suggestions that helped us improve the paper. JNE acknowledges the support of Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología grant 464709 and Universidad Nacional Autónoma de México Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica IG 100319 and IN 103820. We also thank Verónica Gómez Llanos for her help with PYTHON and PYCLOUDY. The manuscript of this paper has been written in the Overleaf environment.

DATA AVAILABILITY

This paper includes data collected at the European Southern Observatory, Chile, programme ID 70.C-0008(A). The photoionization models presented in this paper are available under request to the authors.

REFERENCES

Bautista M. A., Ahmed E. E., 2018, *ApJ*, 866, 43
 Biémont E., Hansen J. E., 1986, *Phys. Scr.*, 33, 117
 Biémont E., Hansen J. E., Quinet P., Zeippen C. J., 1995, *A&AS*, 111, 333
 Butler K., Zeippen C. J., 1989, *A&A*, 208, 337

Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S., 1989, *ApJ*, 345, 245
 Corradi R. L. M., García-Rojas J., Jones D., Rodríguez-Gil P., 2015, *ApJ*, 803, 99
 D'Odorico S., Cristiani S., Dekker H., Hill V., Kaufer A., Kim T., Primas F., 2000, in Bergeron J., ed., *Proc. SPIE Conf. Ser. Vol. 4005, Discoveries and Research Prospects from 8- to 10-Meter-Class Telescopes*. SPIE, Bellingham, p. 121
 Danehkar A., 2018, *Publ. Astron. Soc. Aust.*, 35, e005
 Davey A. R., Storey P. J., Kisielius R., 2000, *A&AS*, 142, 85
 Delgado-Inglada G., Morisset C., Stasińska G., 2014, *MNRAS*, 440, 536
 Ellis D. G., Martinson I., 1984, *Phys. Scr.*, 30, 255
 Escalante V., Morisset C., Georgiev L., 2012, *MNRAS*, 426, 2318
 Fang X., Storey P. J., Liu X. W., 2011, *A&A*, 530, A18
 Ferland G. J. et al., 2017, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 53, 385
 Froese Fischer C., Tachiev G., 2004, *At. Data Nucl. Data Tables*, 87, 1
 Galavis M. E., Mendoza C., Zeippen C. J., 1995, *A&AS*, 111, 347
 Galavis M. E., Mendoza C., Zeippen C. J., 1997, *A&AS*, 123, 159
 García-Rojas J., Esteban C., 2007, *ApJ*, 670, 457
 García-Rojas J., Corradi R. L. M., Monteiro H., Jones D., Rodríguez-Gil P., Cabrera-Lavers A., 2016, *ApJ*, 824, L27
 García-Rojas J., Wesson R., Boffin H. M. J., Jones D., Corradi R. L. M., Esteban C., Rodríguez-Gil P., 2019, preprint ([arXiv:1904.06763](https://arxiv.org/abs/1904.06763))
 Gómez-Llanos V., Morisset C., 2020, *MNRAS*, 497, 3363
 Grandi S. A., 1976, *ApJ*, 206, 658
 Gurzadian G. A., 1988, *Ap&SS*, 149, 343
 Henry R. B. C., Kwitter K. B., Balick B., 2004, *AJ*, 127, 2284
 Kaufman V., Sugar J., 1986, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 15, 321
 Kingsburgh R. L., Barlow M. J., 1994, *MNRAS*, 271, 257
 Kisielius R., Storey P. J., Davey A. R., Neale L. T., 1998, *A&AS*, 133, 257
 Kisielius R., Storey P. J., Ferland G. J., Keenan F. P., 2009, *MNRAS*, 397, 903
 Liu X. W., Storey P. J., Barlow M. J., Danziger I. J., Cohen M., Bryce M., 2000, *MNRAS*, 312, 585
 Liu X. W., Luo S. G., Barlow M. J., Danziger I. J., Storey P. J., 2001, *MNRAS*, 327, 141
 Luridiana V., Morisset C., Shaw R. A., 2015, *A&A*, 573, A42
 McLaughlin B. M., Bell K. L., 2000, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 33, 597
 McNabb I. A., Fang X., Liu X. W., Bastin R. J., Storey P. J., 2013, *MNRAS*, 428, 3443
 McNabb I. A., Fang X., Liu X. W., 2016, *MNRAS*, 461, 2818
 Méndez-Delgado J. E., Esteban C., García-Rojas J., Henney W. J., Mesa-Delgado A., Arellano-Córdova K. Z., 2021, *MNRAS*, 502, 1703
 Mendoza C., Zeippen C. J., 1982a, *MNRAS*, 198, 127
 Mendoza C., Zeippen C. J., 1982b, *MNRAS*, 199, 1025
 Mendoza C., Zeippen C. J., 1983, *MNRAS*, 202, 1981
 Morisset C., 2013, *Astrophysics Source Code Library*, record ascl:1304.020
 Nicholls D. C., Dopita M. A., Sutherland R. S., 2012, *ApJ*, 752, 148
 Nicholls D. C., Dopita M. A., Sutherland R. S., Kewley L. J., Palay E., 2013, *ApJS*, 207, 21
 Osterbrock D. E., 1974, *Astrophysics of Gaseous Nebulae*. W.H. Freeman, New York, NY, United States
 Peimbert M., 1967, *ApJ*, 150, 825
 Peimbert M., 1978, in Terzian Y., ed., *Proc. IAU Symp. 76, Planetary Nebulae*. Springer Netherlands, Dordrecht, p. 215
 Peimbert M., Costero R., 1969, *Bol. Obs. Tonantzintla Tacubaya*, 5, 3
 Peimbert A., Peimbert M., 2013, *ApJ*, 778, 89
 Peimbert M., Torres-Peimbert S., 1983, in Aller L. H., ed., *Proc. IAU Symp. 103, Planetary Nebulae*. Springer Netherlands, Dordrecht, p. 233
 Peimbert A., Peña-Guerrero M. A., Peimbert M., 2012, *ApJ*, 753, 39
 Peimbert A., Peimbert M., Delgado-Inglada G., García-Rojas J., Peña M., 2014, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 50, 329
 Peimbert M., Peimbert A., Delgado-Inglada G., 2017, *PASP*, 129, 082001
 Peña-Guerrero M. A., Peimbert A., Peimbert M., Ruiz M. T., 2012, *ApJ*, 746, 115
 Pequignot D., Aldrovandi S. M. V., 1976, *A&A*, 50, 141
 Podobedova L. I., Kelleher D. E., Wiese W. L., 2009, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 38, 171

- Porter R. L., Ferland G. J., Storey P. J., Detisch M. J., 2012, *MNRAS*, 425, L28
- Porter R. L., Ferland G. J., Storey P. J., Detisch M. J., 2013, *MNRAS*, 433, L89
- Ramsbottom C. A., Bell K. L., 1997, *At. Data Nucl. Data Tables*, 66, 65
- Ratag M. A., Pottasch S. R., Dennefeld M., Menzies J., 1997, *A&AS*, 126, 297
- Rauch T., 2003, *A&A*, 403, 709
- Schoening T., Butler K., 1998, *A&AS*, 128, 581
- Schoning T., 1997, *A&AS*, 122, 277
- Stanghellini L., Shaw R. A., Villaver E., 2008, *ApJ*, 689, 194
- Stasińska G., 1978, *A&A*, 66, 257
- Sterling N. C., Porter R. L., Dinerstein H. L., 2015, *ApJS*, 218, 25
- Storey P. J., Hummer D. G., 1995, *MNRAS*, 272, 41
- Storey P. J., Zeippen C. J., 2000, *MNRAS*, 312, 813
- Storey P. J., Sochi T., Badnell N. R., 2014, *MNRAS*, 441, 3028
- Storey P. J., Sochi T., Bastin R., 2017, *MNRAS*, 470, 379
- Tayal S. S., 2004, *A&A*, 426, 717
- Tayal S. S., 2011, *ApJS*, 195, 12
- Tayal S. S., Gupta G. P., 1999, *ApJ*, 526, 544
- Tayal S. S., Zatsarinny O., 2010, *ApJS*, 188, 32
- Tsamis Y. G., Péquignot D., 2005, *MNRAS*, 364, 687
- van Hoof P. A. M., 2018, *Galaxies*, 6, 63
- Wesson R., Liu X. W., Barlow M. J., 2003, *MNRAS*, 340, 253
- Wesson R., Jones D., García-Rojas J., Boffin H. M. J., Corradi R. L. M., 2018, *MNRAS*, 480, 4589
- Wiese W. L., Fuhr J. R., Deters T. M., 1996, Atomic Transition Probabilities of Carbon, Nitrogen, and Oxygen : A Critical Data Compilation. NIST
- Yuan H. B., Liu X. W., Péquignot D., Rubin R. H., Ercolano B., Zhang Y., 2011, *MNRAS*, 411, 1035
- Zhang Y., Liu X. W., Wesson R., Storey P. J., Liu Y., Danziger I. J., 2004, *MNRAS*, 351, 935
- Zhang Y., Liu X. W., Liu Y., Rubin R. H., 2005, *MNRAS*, 358, 457

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

Conclusiones

En esta tesis se ha analizado un espectro de alta resolución de la nebulosa planetaria M 2-36 en el rango visible. Se identificaron 446 líneas de emisión de distintos iones, incluyendo algunas que han sido reportadas por primera vez en esta nebulosa, como las de [Kr IV] y Xe IV].

Se calcularon las condiciones físicas, temperatura y densidad electrónicas utilizando varios métodos: con diagnósticos de líneas de excitación colisional (CELs), líneas de recombinación de helio y elementos pesados, y por medio del salto de Balmer de H^+ .

Al comparar nuestros resultados con los de estudios previos, encontramos algunas diferencias notables, principalmente que la relación de temperaturas $T_e([O III]) \geq T_e(BJ) \geq T_e(He I) \geq T_e(O II)$ reportada por Liu (2003) y confirmada por Wesson *et al.* (2005) y otros autores, no se cumple en M 2-36.

Se calcularon las abundancias de He, C, N, O, Ne, S, Cl, Ar, Kr, y Xe con barras de error reducidas. Obtuvimos las abundancias de C^{++} , N^{++} , O^{++} y Ne^{++} a partir de líneas de recombinación, derivando los correspondientes ADF. Dada la calidad de nuestro espectro, hemos producido un resultado robusto para $ADF(O^{++})=6.76\pm 0.50$. Este valor es ligeramente superior al reportado por Liu *et al.* (2001); esta diferencia puede deberse a que por un lado la nebulosa no es químicamente homogénea, y por otro, en este estudio no se observó la misma zona de la nebulosa.

Usando el formalismo de t^2 pudimos determinar tres mediciones independientes para H^+ , He^+ y O^{++} . Las tres determinaciones son irreconciliables bajo la suposición de homogeneidad química. Los valores de t^2 son drásticamente diferentes, lo que sugiere una estructura complicada dentro de la nebulosa. Además, $t^2(O^{++}) \gg t^2(H^+) \gg t^2(He^+)$; el hecho de que la $t^2(He^+)$ se encuentre fuera del intervalo marcado por las otras dos, sugiere que no hay una estructura de composición química razonable que pueda reproducir los tres valores con solo dos fases.

El valor de $ADF(O^{++})$ no puede atribuirse exclusivamente a la presencia de inhomogeneidades de temperatura en un medio químicamente homogéneo. Estos resultados establecen que M 2-36 es una nebulosa planetaria químicamente inhomogénea.

Motivados por los resultados observacionales, se desarrollaron modelos de fotoionización de dos y tres fases. Los modelos de tres fases se adecuaron mucho mejor que los

5. CONCLUSIONES

de dos fases al reproducir la emisión de líneas individuales, y cocientes de líneas que dependen de la densidad y la temperatura.

Nuestros modelos favoritos de tres fases reproducen satisfactoriamente varias cantidades relacionadas con O^{++} , particularmente en lo que concierne a emisión de líneas de recombinación, incluyendo la intensidad total del multiplete V1, y el cociente de $V1/\lambda 4649$, el cual es sensible a la densidad electrónica, y al que se le ha brindado poca atención en estudios de regiones fotoionizadas. Resulta claro que cuando el cociente de $\lambda 4649/O\ II\ V1$ es menor a 0.40, no puede ignorarse la contribución de la(s) componente(s) de alta metalicidad, antes de asentar una conclusión general sobre este tipo de objetos.

Los resultados de esta tesis muestran el valor de analizar nebulosas planetarias con alta resolución espectral, aun si éstas ya han sido observadas previamente. El estudio de líneas de recombinación de elementos pesados, y de las condiciones físicas determinadas a partir de ellas puede revelar la presencia de estructuras o componentes previamente desconocidas en nebulosas planetarias. Para el caso de M 2-36, los resultados revelan la presencia de al menos tres fases en el gas.

Esto resalta la necesidad de analizar más objetos similares a M 2-36 (con valores de ADF altos, pero no extremos) empleando una metodología similar. Una propuesta interesante derivada de este estudio consistiría en buscar evidencia de componentes de gas de alta metalicidad, y densidad tanto alta como baja; esto puede conseguirse estudiando cocientes de líneas de de He I y O II.

También en lo concerniente a nebulosas planetarias de ADF moderado, es necesario realizar análisis utilizando espectros de alta resolución en un número mayor de ellas antes de producir conclusiones generales sobre este tipo de objetos, y no asumir que nebulosas como M 2-36 o Abell 30 pueden considerarse como objetos representativos de las nebulosas planetarias de ADF bajo o intermedio.

5.1. Trabajo futuro

La metodología descrita en esta tesis puede aplicarse directamente a otras nebulosas planetarias que sean estudiadas con espectrógrafos de échelle. En particular, es relevante el estudio y comparación de condiciones físicas cuando se considera una amplia variedad de diagnósticos de CELs y ORLs. El cálculo de t^2 a partir de diferentes diagnósticos también ha permitido evaluar el impacto de las inhomogeneidades en el gas de las NPs.

Los resultados de esta tesis también muestran el valor de reanalizar objetos que han sido estudiados previamente, con alta resolución espectral. Además de obtener mediciones con mayor precisión (en algunos casos), es posible poner a prueba los escenarios propuestos para el origen del ADF en las últimas dos décadas incorporando los últimos avances en física atómica e ICFs.

Por estas razones, a la brevedad planeo relizar un análisis espectral de la nebulosa planetaria M 1-42 utilizando la misma metodología. Este objeto fue observado con el VLT, utilizando el espectrógrafo UVES, durante la misma temporada que M 2-36.

Estos datos, al ser inéditos, resultarán en una nueva determinación del ADF de esta nebulosa, y permitirán el cálculo de las condiciones físicas con diagnósticos de CELs y ORLs, pudiendo contrastarlas con resultados previos.

Los modelos de fotoionización desarrollados como parte de esta tesis pueden utilizarse para explorar la química de cualquier nebulosa planetaria químicamente inhomogénea que cuente con líneas de recombinación observadas en su espectro.

Cabe mencionar que los datos observacionales de M 2-36 y M 1-42 pueden ser analizados utilizando otras metodologías. Un camino interesante, que exploraré una vez que concluya el análisis de la química de M 1-42, es realizar diagramas PV (posición-velocidad) a partir de las observaciones, con el fin de explorar la distribución espacial de la emisión en NPs, tanto de CELs como de ORLs.

Esta tesis me motivó a escribir una solicitud de tiempo de telescopio al Gran Telescopio de Canarias (GTC), utilizando el espectrógrafo de campo integral (IFU) MEGARA. El objetivo principal de utilizar este instrumento es realizar un análisis con resolución espectral y espacial intermedia. Se escogieron dos nebulosas planetarias para este proyecto con ADF bajo y alto: IC 351 ($ADF = 3$) y NGC 1501 ($ADF = 32$). La solicitud fue aceptada con la clave GTC17-19BMEX, pero solo se completó parcialmente. No obstante, espero completar las observaciones de estos objetos y proceder con el análisis espectral y espacial. Estos datos pueden ser muy valiosos para identificar la presencia de inhomogeneidades químicas en el gas de las nebulosas planetarias.

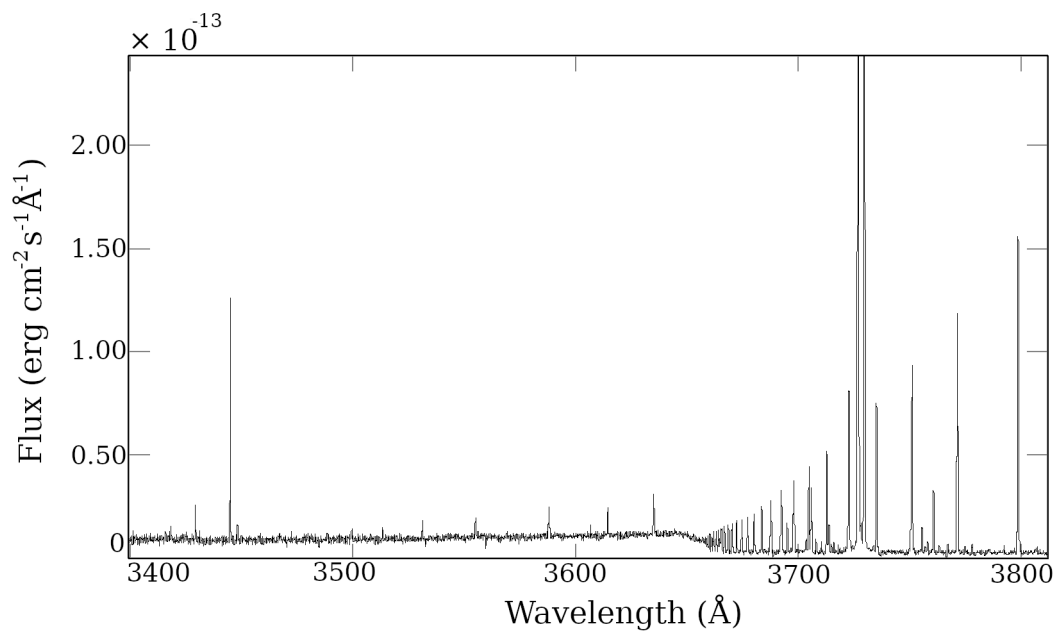


Figura A.1: Espectro de M 2-36 en el rango UV. Se muestra el decremento de Balmer en $\lambda \approx 3646$.

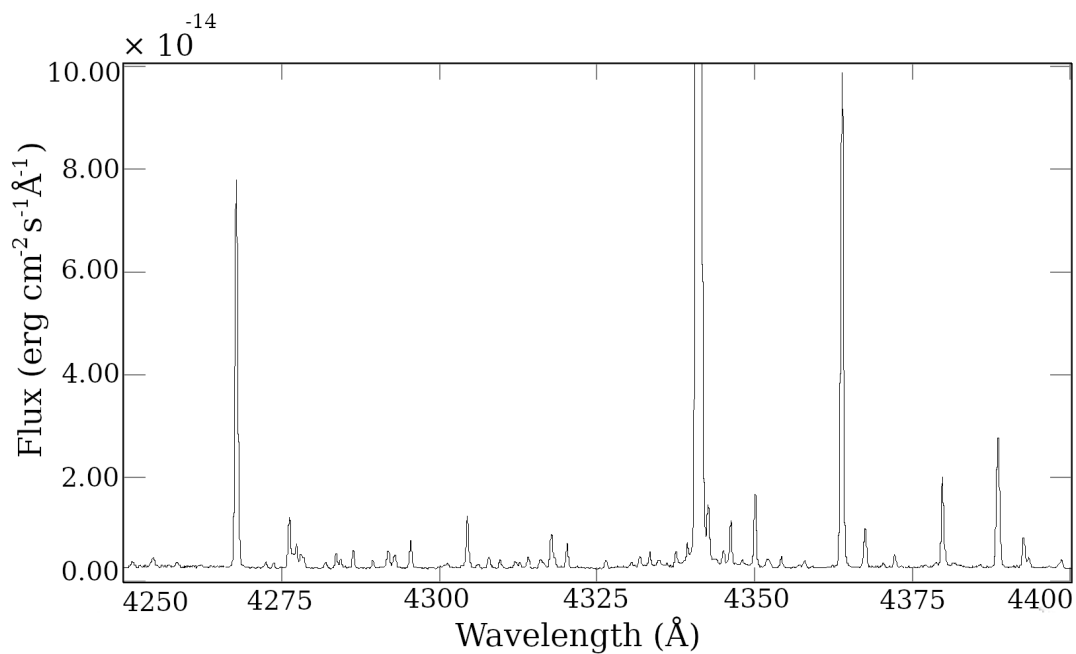


Figura A.2: Espectro de M 2-36. Zona de H γ ($\lambda \approx 4340$).

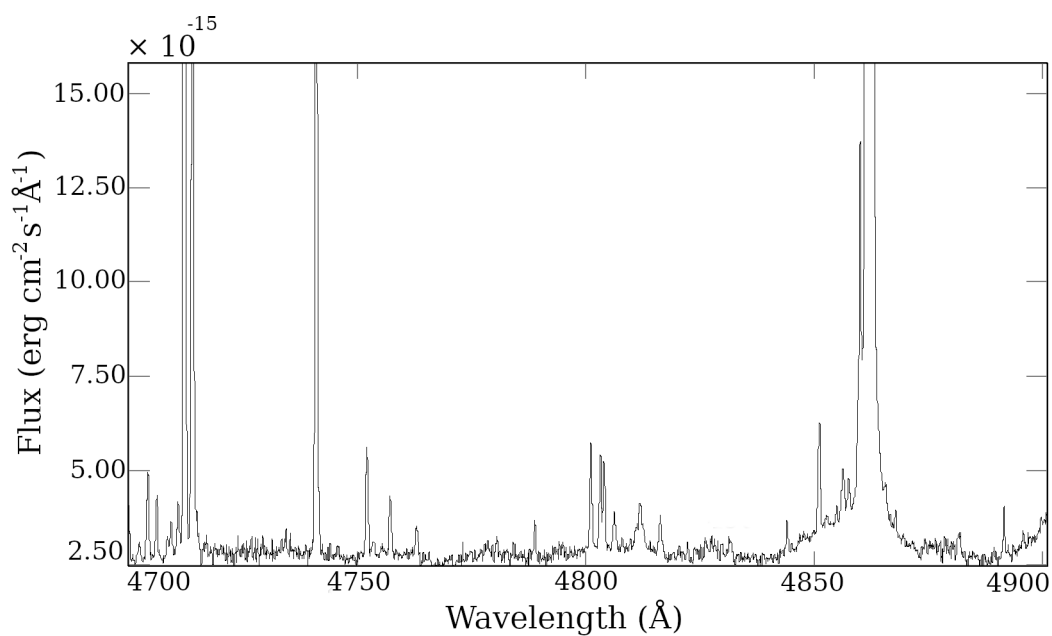


Figura A.3: Zona del espectro de M 2-36 donde se muestra H β ($\lambda \approx 4861$).

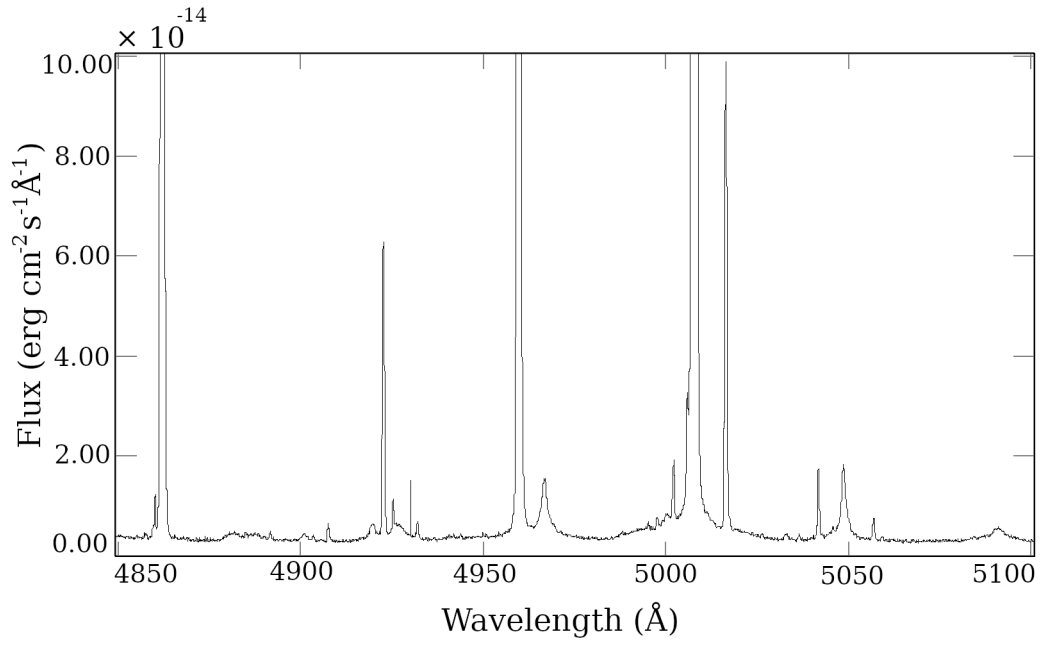


Figura A.4: Zona del espectro de M 2-36 donde se muestran [O III] λ 4959 y λ 5007.

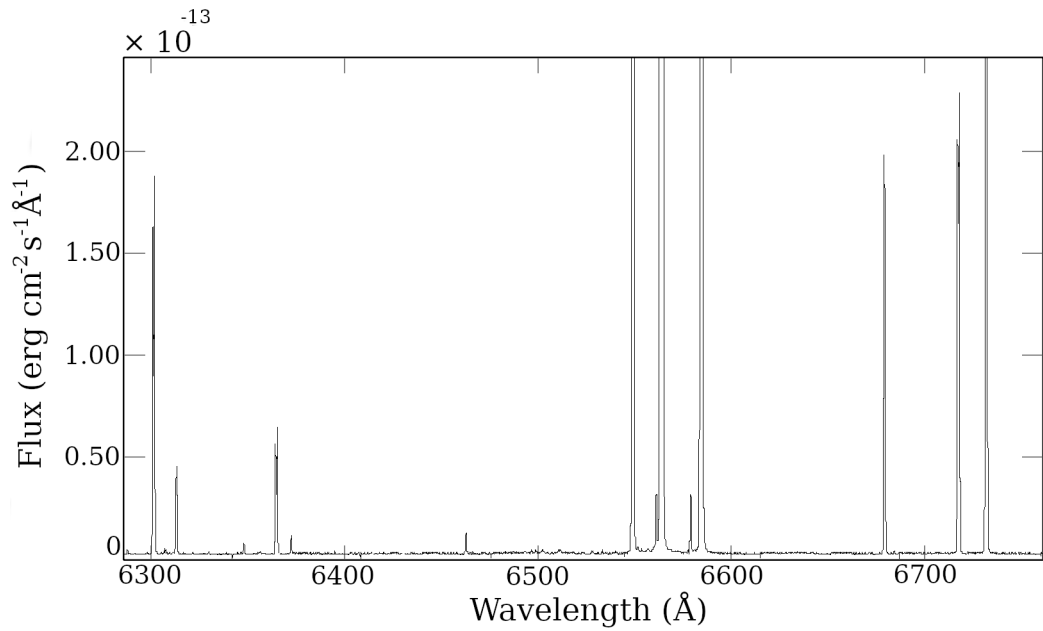


Figura A.5: Zona del espectro de M 2-36 donde se muestra H α ($\lambda \approx 6563$).

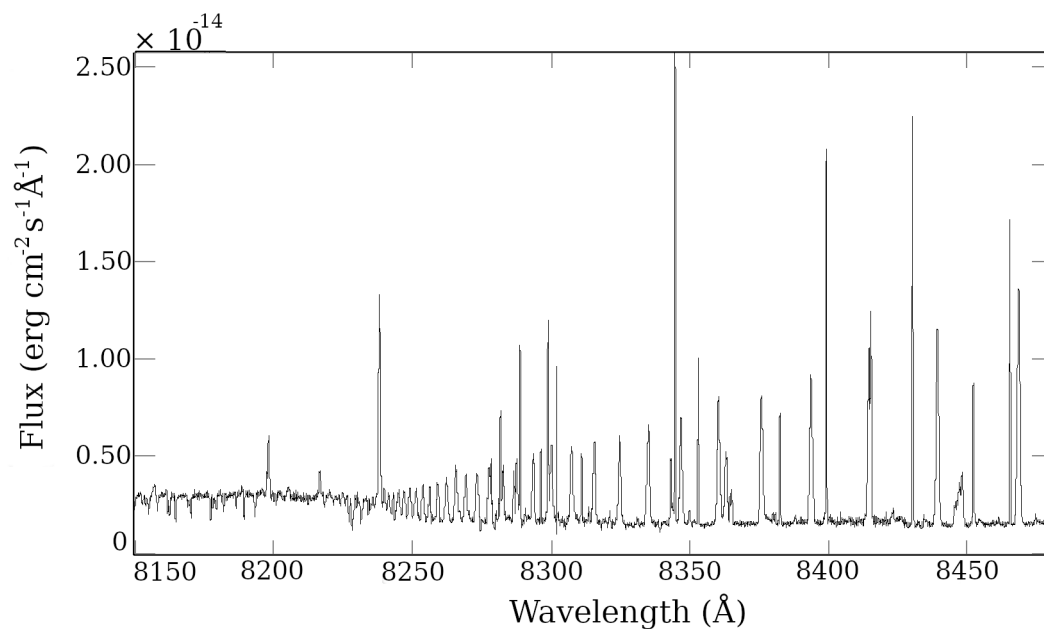


Figura A.6: Zona del espectro de M 2-36 donde se muestra el decremento de Paschen ($\lambda \approx 8204$).

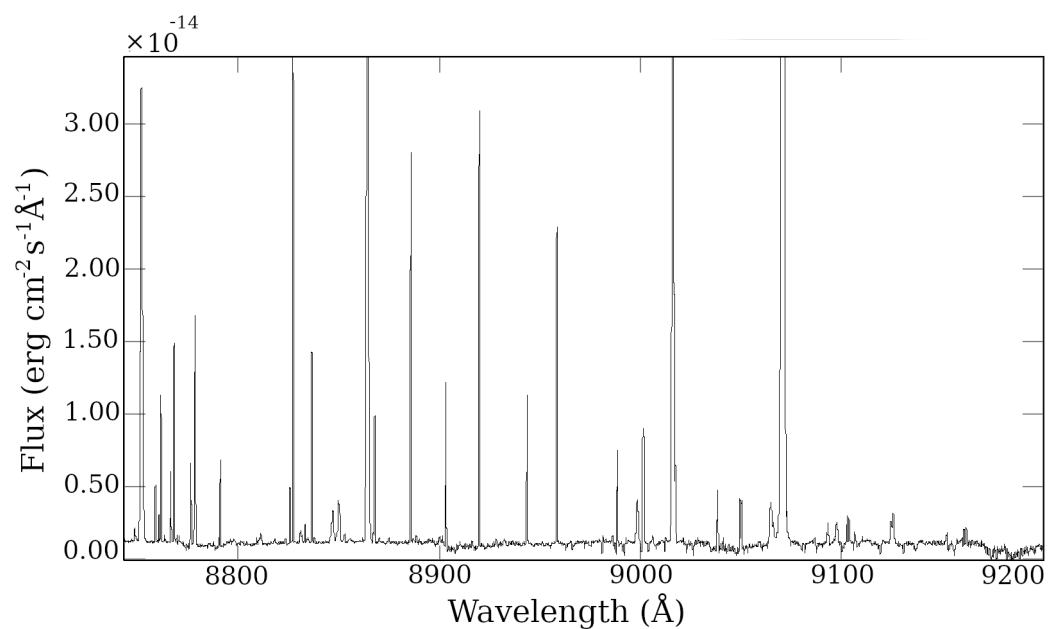


Figura A.7: Zona del espectro de M 2-36 en el cercano infrarrojo. Hacia el final pueden observarse líneas de absorción telúricas (debidas a la atmósfera terrestre).

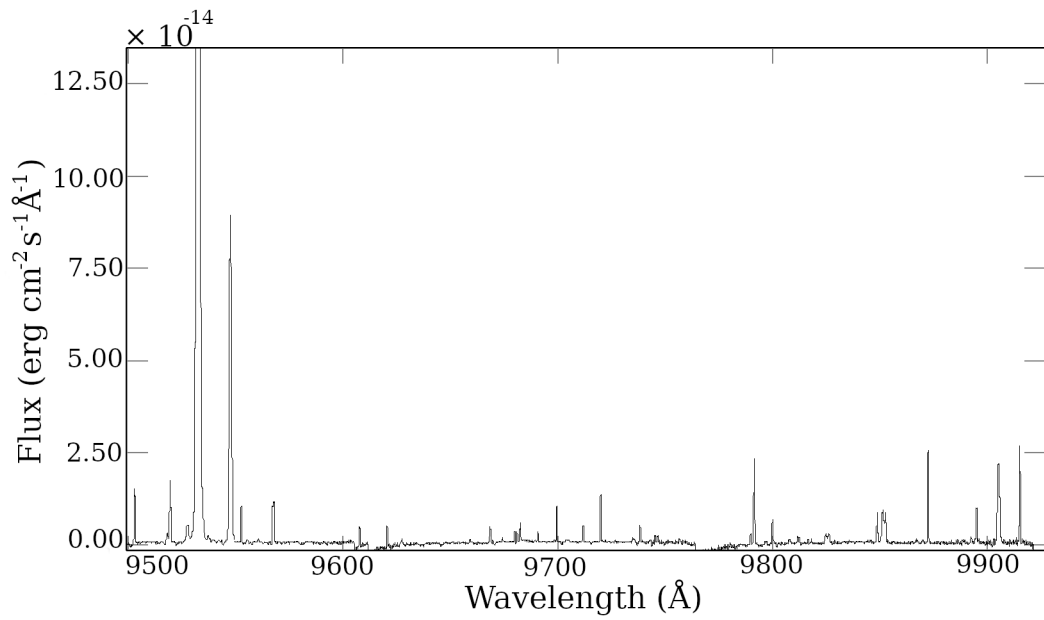


Figura A.8: Zona del espectro de M 2-36 en el cercano infrarrojo. En el centro de la imagen pueden observarse líneas de absorción telúricas (debidas a la atmósfera terrestre).

Bibliografía

- Ali, A., Dopita, M. A., Basurah, H. M., Amer, M. A., Alsulami, R., y Alruhaili, A. (2016). IFU spectroscopy of southern planetary nebulae - III. *MNRAS*, 462(2):1393–1404. [6](#)
- Amayo, A., Delgado-Inglada, G., y García-Rojas, J. (2020). Ionization correction factors for sodium, potassium, and calcium in planetary nebulae. *MNRAS*, 492(1):950–965. [8](#)
- Armsdorfer, B., Kimeswenger, S., y Rauch, T. (2002). Effects of CSPN Models on PN Shell Modeling. En Henney, W. J., Franco, J., y Martos, M., editores, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, volumen 12 de *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, pp. 180–180. [57](#)
- Bernard Salas, J. (2003). *Physics and chemistry of gas in planetary nebulae*. Tesis doctoral, University of Groningen. [IX](#), [4](#)
- Bowen, I. S. (1927). The Origin of the Nebulium Spectrum. *Nature*, 120(3022):473. [1](#)
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., y Mathis, J. S. (1989). The Relationship between Infrared, Optical, and Ultraviolet Extinction. *ApJ*, 345:245. [XI](#), [43](#), [44](#)
- Cohen, M. y Barlow, M. J. (1974). An infrared photometric survey of planetary nebulae. *ApJ*, 193:401–418. [3](#)
- Cohen, M. y Barlow, M. J. (1980). Infrared photometry of southern planetary nebulae and emission-line objects. *ApJ*, 238:585–595. [3](#)
- Corradi, R. L. M., García-Rojas, J., Jones, D., y Rodríguez-Gil, P. (2015). Binarity and the Abundance Discrepancy Problem in Planetary Nebulae. *ApJ*, 803(2):99. [30](#)
- Danehkar, A. (2018). Bi-Abundance Ionisation Structure of the Wolf-Rayet Planetary Nebula PB 8. *PASA*, 35:e005. [29](#), [54](#)
- Delgado-Inglada, G., Morisset, C., y Stasińska, G. (2014). Ionization correction factors for planetary nebulae - I. Using optical spectra. *MNRAS*, 440(1):536–554. [8](#), [50](#)

- Delgado Inglada, G., Rodríguez, M., Mampaso, A., y Viironen, K. (2009). The Iron Abundance in Galactic Planetary Nebulae. *ApJ*, 694(2):1335–1348. [8](#)
- D’Odorico, S., Cristiani, S., Dekker, H., Hill, V., Kaufer, A., Kim, T., y Primas, F. (2000). Performance of UVES, the echelle spectrograph for the ESO VLT and highlights of the first observations of stars and quasars. En Bergeron, J., editor, *Discoveries and Research Prospects from 8- to 10-Meter-Class Telescopes*, volumen 4005 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pp. 121–130. [37](#)
- Dopita, M. A., Sutherland, R. S., Nicholls, D. C., Kewley, L. J., y Vogt, F. P. A. (2013). New Strong-line Abundance Diagnostics for H II Regions: Effects of κ -distributed Electron Energies and New Atomic Data. *ApJS*, 208(1):10. [31](#)
- Ercolano, B., Barlow, M. J., Storey, P. J., y Liu, X. W. (2003). MOCASSIN: a fully three-dimensional Monte Carlo photoionization code. *MNRAS*, 340(4):1136–1152. [10](#)
- Espíritu, J. N., Peimbert, A., Delgado-Inglada, G., y Ruiz, M. T. (2017). VLT spectroscopic analysis of HH 202. Implications on dust destruction and thermal inhomogeneities. *RMxAA*, 53:95–111. [31](#)
- Esteban, C. (2002). Are Temperature Fluctuations Out There? En Henney, W. J., Franco, J., y Martos, M., editores, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, volumen 12 de *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, pp. 56–61. [28](#)
- Esteban, C., Peimbert, M., García-Rojas, J., Ruiz, M. T., Peimbert, A., y Rodríguez, M. (2004). A reappraisal of the chemical composition of the Orion nebula based on Very Large Telescope echelle spectrophotometry. *MNRAS*, 355(1):229–247. [37](#)
- Ferland, G. J., Chatzikos, M., Guzmán, F., Lykins, M. L., van Hoof, P. A. M., Williams, R. J. R., Abel, N. P., Badnell, N. R., Keenan, F. P., Porter, R. L., y Stancil, P. C. (2017). The 2017 Release Cloudy. *RMxAA*, 53:385–438. [10](#), [32](#), [54](#)
- Ferland, G. J., Henney, W. J., O’Dell, C. R., y Peimbert, M. (2016). The abundance discrepancy factor and $t^{\hat{2}}$ in nebulae: are non-thermal electrons the culprits? *RMxAA*, 52:261. [31](#)
- García-Rojas, J. (2007). *Chemical abundances in HII regions and temperature fluctuations*. Tesis doctoral, University of La Laguna, Spain. [28](#)
- García-Rojas, J., Corradi, R. L. M., Monteiro, H., Jones, D., Rodríguez-Gil, P., y Cabrera-Lavers, A. (2016). Imaging the Elusive H-poor Gas in the High adf Planetary Nebula NGC 6778. *ApJ*, 824(2):L27. [30](#), [51](#), [52](#)
- García-Rojas, J. y Esteban, C. (2007). On the Abundance Discrepancy Problem in H II Regions. *ApJ*, 670(1):457–470. [23](#), [52](#)

-
- García-Rojas, J., Morisset, C., Jones, D., Wesson, R., Boffin, H. M. J., Monteiro, H., Corradi, R. L. M., y Rodríguez-Gil, P. (2022). MUSE spectroscopy of planetary nebulae with high abundance discrepancies. *MNRAS*, 510(4):5444–5463. [6](#), [51](#), [52](#)
- García-Rojas, J., Peña, M., Morisset, C., Delgado-Inglada, G., Mesa-Delgado, A., y Ruiz, M. T. (2013). Analysis of chemical abundances in planetary nebulae with [WC] central stars. II. Chemical abundances and the abundance discrepancy factor. *A&A*, 558:A122. [37](#)
- García-Rojas, J., Peña, M., Morisset, C., Mesa-Delgado, A., y Ruiz, M. T. (2012). Analysis of chemical abundances in planetary nebulae with [WC] central stars. I. Line intensities and physical conditions. *A&A*, 538:A54. [36](#), [37](#)
- Gómez-Llanos, V. y Morisset, C. (2020). Bi-abundance photoionization models of planetary nebulae: determining the amount of oxygen in the metal-rich component. *MNRAS*, 497(3):3363–3380. [29](#), [54](#)
- Gurzadian, G. A. (1988). The Temperatures of the Nuclei of High-Excitation Planetary Nebulae. *Ap&SS*, 149(2):343–356. [x](#), [55](#), [56](#)
- Hamuy, M., Suntzeff, N. B., Heathcote, S. R., Walker, A. R., Gigoux, P., y Phillips, M. M. (1994). Southern Spectrophotometric Standards. II. *PASP*, 106:566. [41](#)
- Hamuy, M., Walker, A. R., Suntzeff, N. B., Gigoux, P., Heathcote, S. R., y Phillips, M. M. (1992). Southern Spectrophotometric Standards. I. *PASP*, 104:533. [41](#)
- Hartigan, P., Raymond, J., y Hartmann, L. (1987). Radiative Bow Shock Models of Herbig-Haro Objects. *ApJ*, 316:323. [30](#)
- Henry, R. B. C., Kwitter, K. B., y Balick, B. (2004). Sulfur, Chlorine, and Argon Abundances in Planetary Nebulae. IV. Synthesis and the Sulfur Anomaly. *AJ*, 127(4):2284–2302. [8](#), [51](#)
- Herwig, F. (2001). Internal mixing and surface abundance of [WC]-CSPN. *Ap&SS*, 275:15–26. [29](#)
- Hoskin, M. (2014). William Herschel and The Planetary Nebulae. *Journal for the History of Astronomy*, 45(2):209–225. [1](#)
- Huggins, W. y Miller, W. A. (1864). On the Spectra of Some of the Nebulae. By William Huggins, F.R.A.S. A Supplement to the Paper “On the Spectra of Some of the Fixed Stars William Huggins F.R.A.S., and W. A. Miller, M.D., LL.D., Treas. and V.P.P.S.”. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*, 154:437–444. [1](#)
- Iben, I., J., Kaler, J. B., Truran, J. W., y Renzini, A. (1983). On the evolution of those nuclei of planetary nebulae that experience a final helium shell flash. *ApJ*, 264:605–612. [29](#)

BIBLIOGRAFÍA

- Jones, D., Wesson, R., García-Rojas, J., Corradi, R. L. M., y Boffin, H. M. J. (2016). NGC 6778: strengthening the link between extreme abundance discrepancy factors and central star binarity in planetary nebulae. *MNRAS*, 455(3):3263–3272. [30](#)
- Juan de Dios, L. y Rodríguez, M. (2021). Atomic data and the density structures of planetary nebulae. *MNRAS*, 507(4):5331–5339. [9](#)
- Kaler, J. B. (1970). Chemical Abundances and the Parameters of Planetary Nebulae. *ApJ*, 160:887. [8](#)
- Karakas, A. I. y Lattanzio, J. C. (2014). The Dawes Review 2: Nucleosynthesis and Stellar Yields of Low- and Intermediate-Mass Single Stars. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 31:e030. [3](#), [5](#), [7](#)
- Kingsburgh, R. L. y Barlow, M. J. (1994). Elemental abundances for a sample of southern galactic planetary nebulae. *MNRAS*, 271:257–299. [7](#), [8](#), [50](#), [51](#)
- Kwitter, K. B. y Henry, R. B. C. (2012). Reduce, reuse, recycle: Planetary nebulae as green galactic citizens. *IAU Symposium*, 283:119–126. [5](#), [9](#)
- Kwitter, K. B. y Henry, R. B. C. (2022). Planetary Nebulae: Sources of Enlightenment. *PASP*, 134(1032):022001. [3](#)
- Kwok, S. (2000). *The Origin and Evolution of Planetary Nebulae*. Cambridge University Press. [1](#), [2](#), [3](#)
- Liu, X. W. (2003). Probing the Dark Secrets of PNe with ORLs (invited review). En Kwok, S., Dopita, M., y Sutherland, R., editores, *Planetary Nebulae: Their Evolution and Role in the Universe*, volumen 209, p. 339. [53](#), [54](#), [83](#)
- Liu, X. W., Luo, S. G., Barlow, M. J., Danziger, I. J., y Storey, P. J. (2001). Chemical abundances of planetary nebulae from optical recombination lines - III. The Galactic bulge PN M 1-42 and M 2-36. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 327(1):141–168. [9](#), [10](#), [23](#), [29](#), [31](#), [35](#), [36](#), [42](#), [46](#), [47](#), [51](#), [53](#), [83](#)
- Liu, X. W., Storey, P. J., Barlow, M. J., y Clegg, R. E. S. (1995). The rich O II recombination spectrum of the planetary nebula NGC 7009: new observations and atomic data. *MNRAS*, 272(2):369–388. [23](#)
- Liu, X. W., Storey, P. J., Barlow, M. J., Danziger, I. J., Cohen, M., y Bryce, M. (2000). NGC 6153: a super-metal-rich planetary nebula? *MNRAS*, 312(3):585–628. [29](#), [31](#), [36](#), [45](#), [52](#), [54](#)
- Liu, Y., Liu, X. W., Barlow, M. J., y Luo, S. G. (2004). Chemical abundances of planetary nebulae from optical recombination lines - II. Abundances derived from collisionally excited lines and optical recombination lines. *MNRAS*, 353(4):1251–1285. [53](#)

-
- Livadiotis, G. y McComas, D. J. (2009). Beyond kappa distributions: Exploiting Tsallis statistical mechanics in space plasmas. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 114(A11):A11105. [31](#)
- Luridiana, V., Morisset, C., y Shaw, R. A. (2015). PyNeb: a new tool for analyzing emission lines. I. Code description and validation of results. *A&A*, 573:A42. [IX](#), [IX](#), [IX](#), [17](#), [19](#), [20](#), [50](#)
- Magrini, L., Coccato, L., Stanghellini, L., Casasola, V., y Galli, D. (2016). Metallicity gradients in local Universe galaxies: Time evolution and effects of radial migration. *A&A*, 588:A91. [7](#)
- McNabb, I. A., Fang, X., y Liu, X. W. (2016). Very Large Telescope deep echelle spectroscopy of Galactic planetary nebulae NGC 6153, M 1-42 and Hf 2-2. *MNRAS*, 461(3):2818–2846. [9](#), [36](#), [37](#)
- Méndez-Delgado, J. E., Esteban, C., García-Rojas, J., y Henney, W. J. (2022). Photoionized Herbig-Haro objects in the Orion Nebula through deep high-spectral resolution spectroscopy - III. HH 514. *MNRAS*, 514(1):744–761. [31](#)
- Méndez-Delgado, J. E., Esteban, C., García-Rojas, J., Henney, W. J., Mesa-Delgado, A., y Arellano-Córdova, K. Z. (2021). Photoionized Herbig-Haro objects in the Orion Nebula through deep high-spectral resolution spectroscopy - I. HH 529 II and III. *MNRAS*, 502(2):1703–1739. [49](#), [53](#)
- Méndez-Delgado, J. E., Esteban, C., García-Rojas, J., Kreckel, K., y Peimbert, M. (2023). Temperature inhomogeneities cause the abundance discrepancy in H II regions. *arXiv e-prints*, p. arXiv:2305.11578. [28](#)
- Mesa-Delgado, A., Esteban, C., y García-Rojas, J. (2008). Small-Scale Behavior of the Physical Conditions and the Abundance Discrepancy in the Orion Nebula. *ApJ*, 675(1):389–404. [30](#)
- Mesa-Delgado, A., Esteban, C., García-Rojas, J., Luridiana, V., Bautista, M., Rodríguez, M., López-Martín, L., y Peimbert, M. (2009). Properties of the ionized gas in HH 202 - II. Results from echelle spectrophotometry with Ultraviolet Visual Echelle Spectrograph. *MNRAS*, 395(2):855–876. [31](#), [37](#)
- Moehler, S., Modigliani, A., Freudling, W., Giammichele, N., Gianninas, A., Gonneau, A., Kausch, W., Lançon, A., Noll, S., Rauch, T., y Vinther, J. (2014). Flux calibration of medium-resolution spectra from 300 nm to 2500 nm: Model reference spectra and telluric correction. *A&A*, 568:A9. [41](#)
- Morisset, C. (2013). pyCloudy: Tools to manage astronomical Cloudy photoionization code. [33](#), [54](#)

BIBLIOGRAFÍA

- Nicholls, D. C., Dopita, M. A., y Sutherland, R. S. (2012). Resolving the Electron Temperature Discrepancies in H II Regions and Planetary Nebulae: κ -distributed Electrons. *ApJ*, 752(2):148. [31](#)
- Nicholls, D. C., Dopita, M. A., Sutherland, R. S., Kewley, L. J., y Palay, E. (2013). Measuring Nebular Temperatures: The Effect of New Collision Strengths with Equilibrium and κ -distributed Electron Energies. *ApJS*, 207(2):21. [31](#)
- Nussbaumer, H. y Storey, P. J. (1984). Dielectronic recombination at low temperatures. II. Recombination coefficients for lines of C, N, O. *A&AS*, 56:293–312. [45](#)
- Osterbrock, D. E. y Ferland, G. J. (2006). *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*. [2](#), [3](#), [13](#), [15](#)
- Osterbrock, D. E., Tran, H. D., y Veilleux, S. (1992). Faint Emission Lines in the Spectrum of the Orion Nebula and the Abundances of Some of the Rarer Elements. *ApJ*, 389:305. [23](#)
- Peña, M. y Flores-Durán, S. N. (2019). Metallicity Gradients in M 31, M 33, NGC 300 and the Milky Way Using Abundances of Different Elements. *RMxAA*, 55:255–271. [7](#)
- Peña, M., Ruiz-Escobedo, F., Rechy-García, J. S., y García-Rojas, J. (2017). The kinematic behaviour of optical recombination lines and collisionally excited lines in Galactic planetary nebulae*†. *MNRAS*, 472(1):1182–1194. [30](#)
- Peimbert, A. (2003). The Chemical Composition of the 30 Doradus Nebula Derived from Very Large Telescope Echelle Spectrophotometry. *ApJ*, 584(2):735–750. [37](#), [39](#)
- Peimbert, A., Peña-Guerrero, M. A., y Peimbert, M. (2012). A Classification of H II Regions Based on Oxygen and Helium Lines: The Cases of TOL 2146-391 and TOL 0357-3915. *ApJ*, 753(1):39. [47](#)
- Peimbert, A. y Peimbert, M. (2013). Densities, Temperatures, Pressures, and Abundances Derived from O II Recombination Lines in H II Regions and their Implications. *ApJ*, 778(2):89. [47](#), [53](#)
- Peimbert, A., Peimbert, M., Delgado-Inglada, G., García-Rojas, J., y Peña, M. (2014). Physical conditions derived from O II recombination lines in planetary nebulae and their implications. *RMxAA*, 50:329–340. [28](#), [36](#), [49](#), [51](#), [52](#), [53](#)
- Peimbert, M. (1967). Temperature Determinations of H II Regions. *ApJ*, 150:825. [VI](#), [23](#), [24](#), [26](#), [51](#)
- Peimbert, M. (1978). Chemical abundances in planetary nebulae. En Terzian, Y., editor, *Planetary Nebulae*, volumen 76 de *IAU Symp*, pp. 215–224. [8](#), [51](#)
- Peimbert, M. y Costero, R. (1969). Chemical Abundances in Galactic HII Regions. *Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya*, 5:3–22. [24](#), [51](#)

-
- Peimbert, M. y Peimbert, A. (2006). Temperature Variations and Chemical Abundances in Planetary Nebulae. En Barlow, M. J. y Méndez, R. H., editores, *Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond*, volumen 234, pp. 227–234. [31](#)
- Peimbert, M., Peimbert, A., y Delgado-Inglada, G. (2017). Nebular Spectroscopy: A Guide on Hii Regions and Planetary Nebulae. *PASP*, 129(978):082001. [51](#), [53](#)
- Peimbert, M., Peimbert, A., Ruiz, M. T., y Esteban, C. (2004). Physical Conditions of the Planetary Nebula NGC 5315 Derived from VLT Echelle Observations and the t^2 Problem. *ApJS*, 150(2):431–454. [28](#), [39](#)
- Peimbert, M., Sarmiento, A., y Fierro, J. (1991). The Effect of Shock Waves on the Spectra of H II Regions and Planetary Nebulae. *PASP*, 103:815. [30](#)
- Peimbert, M., Storey, P. J., y Torres-Peimbert, S. (1993). The O ++/H + Abundance Ratio in Gaseous Nebulae Derived from Recombination Lines. *ApJ*, 414:626. [23](#)
- Peimbert, M. y Torres-Peimbert, S. (1983). Type I planetary nebulae. En Aller, L. H., editor, *Planetary Nebulae*, volumen 103 de *IAU Symp*, pp. 233–242. [8](#), [29](#), [51](#)
- Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., y Luridiana, V. (1995). The effect of temperature fluctuations on the determination of the carbon abundance of planetary nebulae. *RMxAA*, 31:131–142. [30](#)
- Péquignot, D., Liu, X. W., Barlow, M. J., Storey, P. J., y Morisset, C. (2003). Bi-abundance Photoionization Models for Planetary Nebulae. En Kwok, S., Dopita, M., y Sutherland, R., editores, *Planetary Nebulae: Their Evolution and Role in the Universe*, volumen 209, p. 347. [9](#)
- Pequignot, D., Petitjean, P., y Boisson, C. (1991). Total and effective radiative recombination coefficients. *A&A*, 251:680–688. [45](#)
- Pottasch, S. R. y Bernard-Salas, J. (2015). Abundances of planetary nebulae in the Galactic bulge. *A&A*, 583:A71. [35](#)
- Pottasch, S. R., Bignell, C., Olling, R., y Zijlstra, A. A. (1988). Planetary nebulae near the galactic center. I. Method of discovery and preliminary results. *A&A*, 205:248–256. [35](#)
- Ratag, M. A., Pottasch, S. R., Dennefeld, M., y Menzies, J. (1997). Abundances in planetary nebulae near the galactic centre. I. Abundance determinations. *A&A*, 126:297–310. [8](#), [9](#), [35](#), [36](#), [53](#), [55](#)
- Rauch, T. (2003). A grid of synthetic ionizing spectra for very hot compact stars from NLTE model atmospheres. *A&A*, 403:709–714. [32](#), [57](#)
- Richer, M. G., Arrieta, A., Arias, L., Castañeda-Carlos, L., Torres-Peimbert, S., López, J. A., y Galindo, A. (2022). NGC 6153: Reality is Complicated. *AJ*, 164(6):243. [51](#), [52](#), [54](#)
-

- Richer, M. G., Georgiev, L., Arrieta, A., y Torres-Peimbert, S. (2013). The Discrepant Kinematics of ORLs and CELs in NGC 7009 as a Function of Ionization Structure. *ApJ*, 773(2):133. [30](#), [51](#)
- Richer, M. G., Guillén Tavera, J. E., Arrieta, A., y Torres-Peimbert, S. (2019). The Temperature and Density from Permitted O II Lines in the Planetary Nebula NGC 7009. *ApJ*, 870(1):42. [37](#)
- Richer, M. G., Suárez, G., López, J. A., y García Díaz, M. T. (2017). The Kinematics of the Permitted C II $\lambda 6578$ Line in a Large Sample of Planetary Nebulae. *AJ*, 153(3):140. [30](#)
- Rodríguez, M. (2020). The impact of spectra quality on nebular abundances. *MNRAS*, 495(1):1016–1034. [46](#)
- Ruiz, M. T., Peimbert, A., Peimbert, M., y Esteban, C. (2003). Very Large Telescope Echelle Spectrophotometry of the Planetary Nebula NGC 5307 and Temperature Variations. *ApJ*, 595(1):247–258. [39](#)
- Selvelli, P., Danziger, J., y Bonifacio, P. (2007). The He II Fowler lines and the O III and N III Bowen fluorescence lines in the symbiotic nova RR Telescopii. *A&A*, 464(2):715–734. [47](#)
- Stanghellini, L. (2008). The magellanic cloud calibration of the galactic planetary nebula distance scale. *ApJ*, 689(1):194–202. [35](#)
- Stanghellini, L. y Haywood, M. (2010). The Galactic Structure and Chemical Evolution Traced by the Population of Planetary Nebulae. *ApJ*, 714(2):1096–1107. [7](#), [8](#)
- Stasińska, G., Tenorio-Tagle, G., Rodríguez, M., y Henney, W. J. (2007). Enrichment of the interstellar medium by metal-rich droplets and the abundance bias in H II regions. *A&A*, 471(1):193–204. [30](#)
- Sterling, N. C. (2020). Neutron-Capture Element Abundances in Planetary Nebulae. *Galaxies*, 8(2):50. [7](#)
- Sterling, N. C., Porter, R. L., y Dinerstein, H. L. (2015). The Abundances of Light Neutron-capture Elements in Planetary Nebulae. III. The Impact of New Atomic Data on Nebular Selenium and Krypton Abundance Determinations. *ApJS*, 218(2):25. [51](#)
- Storey, P. J. y Hummer, D. G. (1995). VizieR Online Data Catalog: Recombination line intensities for hydrogenic ions (Storey+ 1995). *VizieR Online Data Catalog*, p. VI/64. [44](#)
- Storey, P. J., Sochi, T., y Badnell, N. R. (2014). Collision strengths for nebular [O III] optical and infrared lines. *MNRAS*, 441(4):3028–3039. [49](#)

-
- Storey, P. J., Sochi, T., y Bastin, R. (2017). Recombination coefficients for O II lines in nebular conditions. *MNRAS*, 470(1):379–389. [x](#), [37](#), [47](#), [49](#)
- Storey, P. J. y Zeippen, C. J. (2000). Theoretical values for the [OIII] 5007/4959 line-intensity ratio and homologous cases. *MNRAS*, 312(4):813–816. [49](#)
- Sutherland, R. S. y Dopita, M. A. (1993). Cooling Functions for Low-Density Astrophysical Plasmas. *ApJS*, 88:253. [10](#)
- Tenorio-Tagle, G. (1996). Interstellar Matter Hydrodynamics and the Dispersal and Mixing of Heavy Elements. *AJ*, 111:1641. [30](#)
- Torres-Peimbert, S., Dufour, R. J., Peimbert, M., y Pena, M. (1997). HST FOS spectroscopy of M2-29 and DDDM-1. En Habing, H. J. y Lamers, H. J. G. L. M., editores, *Planetary Nebulae*, volumen 180, p. 281. [31](#)
- Torres-Peimbert, S. y Peimbert, M. (1977). Photoelectric photometry and physical conditions of planetary nebulae. *RMxAA*, 2:181–207. [29](#)
- Torres-Peimbert, S., Peimbert, M., y Pena, M. (1990). Planetary nebulae with a high degree of ionization : NGC 2242 and NGC 4361. *A&A*, 233:540. [29](#)
- Tsamis, Y. G. y Péquignot, D. (2005). A photoionization-modelling study of 30 Doradus: the case for small-scale chemical inhomogeneity. *MNRAS*, 364(2):687–704. [29](#), [30](#), [31](#), [54](#)
- van Hoof, P. A. M. (2018). Recent Development of the Atomic Line List. *Galaxies*, 6(2):63. [42](#)
- Viegas, S. M. y Clegg, R. E. S. (1994). Density condensations in planetary nebulae and the electron temperature. *MNRAS*, 271:993–998. [31](#)
- Walsh, J. R. y Monreal-Ibero, A. (2020). Integral Field Spectroscopy of Planetary Nebulae with MUSE. *Galaxies*, 8(2):31. [6](#)
- Wang, W. y Liu, X. W. (2007). Elemental abundances of Galactic bulge planetary nebulae from optical recombination lines. *MNRAS*, 381(2):669–701. [35](#)
- Weidmann, W. A., Mari, M. B., Schmidt, E. O., Gaspar, G., Miller Bertolami, M. M., Oio, G. A., Gutiérrez-Soto, L. A., Volpe, M. G., Gamén, R., y Mast, D. (2020). Catalogue of the central stars of planetary nebulae. Expanded edition. *A&A*, 640:A10. [2](#)
- Wenger, M., Ochsenbein, F., Egret, D., Dubois, P., Bonnarel, F., Borde, S., Genova, F., Jasniewicz, G., Laloë, S., Lesteven, S., y Monier, R. (2000). The SIMBAD astronomical database. The CDS reference database for astronomical objects. *A&AS*, 143:9–22. [35](#)
-

BIBLIOGRAFÍA

- Wesson, R., Jones, D., García-Rojas, J., Boffin, H. M. J., y Corradi, R. L. M. (2018). Confirmation of the link between central star binarity and extreme abundance discrepancy factors in planetary nebulae. *MNRAS*, 480(4):4589–4613. [29](#), [30](#)
- Wesson, R., Liu, X. W., y Barlow, M. J. (2003). Physical conditions in the planetary nebula Abell 30. *MNRAS*, 340(1):253–263. [29](#), [52](#)
- Wesson, R., Liu, X. W., y Barlow, M. J. (2005). The abundance discrepancy - recombination line versus forbidden line abundances for a northern sample of galactic planetary nebulae. *MNRAS*, 362(2):424–454. [36](#), [53](#), [83](#)
- Whittet, D. C. B. (2003). Dust in the galactic environment. En *Dust in the galactic environment*. [3](#)
- Wyse, A. B. (1942). The Spectra of Ten Gaseous Nebulae. *ApJ*, 95:356. [23](#)
- Yuan, H. B., Liu, X. W., Péquignot, D., Rubin, R. H., Ercolano, B., y Zhang, Y. (2011). Three-dimensional chemically homogeneous and bi-abundance photoionization models of the ‘super-metal-rich’ planetary nebula NGC 6153. *MNRAS*, 411(2):1035–1052. [29](#), [54](#)
- Zeippen, C. J. (1982). Transition probabilities for forbidden lines in the 2p3 configuration. *MNRAS*, 198:111–125. [45](#)
- Zhang, Y., Liu, X. W., Liu, Y., y Rubin, R. H. (2005). Helium recombination spectra as temperature diagnostics for planetary nebulae. *MNRAS*, 358(2):457–467. [ix](#), [47](#), [48](#), [53](#)