



# UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

DOCTORADO EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)  
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

## HISTORIA QUÍMICA DEL DISCO GALÁCTICO

TESIS  
para optar por el grado de  
DOCTORA EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:

**Alexia Nailee Medina Amayo**

Tutoras:

Dra. María Leticia Carigi Delgado<sup>1</sup>

Dra. Gloria Inmaculada Delgado Inglada<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Instituto de Astronomía, UNAM CU

<sup>2</sup>Astrónoma independiente (antes Instituto de Astronomía, UNAM CU)

Ciudad Universitaria, CD. MX. Febrero 2022



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.

---

# CONTENIDO

<b>Resumen</b>	<b>5</b>
<b>Lista de Acrónimos</b>	<b>7</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>9</b>
1.1. Evolución química galáctica y la producción de elementos químicos . . . . .	9
1.2. Modelos de evolución química (CEMS) . . . . .	10
1.3. Yields estelares . . . . .	11
1.4. Evolución química del disco Galáctico . . . . .	13
1.5. Gradientes químicos Galácticos y sus retos actuales . . . . .	14
1.6. El problema de discrepancia de abundancias . . . . .	16
1.7. Objetivo de la tesis . . . . .	18
<b>2. Recopilación de yields estelares</b>	<b>19</b>
2.1. Procedimiento general para la recopilación de yields estelares . . . . .	19
2.2. Yields recopilados para LIMS . . . . .	20
2.2.1. Yields de Ventura y colaboradores . . . . .	20
2.2.2. Yields de Karakas y colaboradores . . . . .	22
2.3. Yields recopilados para Súper AGBs . . . . .	25
2.4. Yields recopilados para MS . . . . .	26
2.4.1. Yields de Nomoto et al. (2013) . . . . .	26
2.4.2. Yields de Limongi & Chieffi (2018) . . . . .	28
2.5. Yields recopilados para SNe Ia . . . . .	30
2.6. Primera matriz de yields estelares . . . . .	32
<b>3. Nebulosas fotoionizadas y estrellas</b>	<b>37</b>
3.1. Regiones H II . . . . .	38
3.1.1. Selección de regiones H II y abundancias químicas . . . . .	38
3.1.2. Distancias Galactocéntricas . . . . .	40
3.2. Nebulosas planetarias (PNs) . . . . .	44
3.2.1. Selección de espectros y abundancias químicas . . . . .	44
3.2.2. Distancias Galactocéntricas . . . . .	48
3.2.3. Clasificación de PNs en intervalos de edad . . . . .	52
3.3. Correcciones por C y O en polvo . . . . .	63

3.4. Estrellas . . . . .	64
3.4.1. Cefeidas . . . . .	64
3.4.2. Estrellas de APOGEE . . . . .	65
3.4.3. Estrellas de GALAH . . . . .	69
3.5. Comparación de gradientes químicos . . . . .	71
<b>4. Modelos de evolución química</b>	<b>77</b>
4.1. Prescripciones de los CEMs calculados . . . . .	77
4.2. Restricciones observacionales . . . . .	80
4.3. Resultados del CEM <sub>RLs</sub> . . . . .	82
4.4. Resultados del CEM <sub>CELS</sub> . . . . .	89
<b>5. Conclusiones</b>	<b>95</b>
<b>6. Apéndice A</b>	<b>115</b>
6.1. Artículo: Gradients of chemical abundances in the Milky Way from H II regions . . . . .	115
6.2. Ecuaciones adicionales de evolución química galáctica . . . . .	129
6.3. Función para el tiempo de vida estelar . . . . .	130
6.4. Separación de los discos grueso y delgado en [O/Fe] vs [Fe/H] . . . . .	130
6.5. Corrección por O en polvo y ADF de Peña-Guerrero et al. . . . .	131

# RESUMEN

El objetivo principal de esta tesis consistió en estudiar la evolución química de los discos delgado y grueso de nuestra galaxia, estudiando los gradientes químicos de distintos elementos obtenidos con regiones H II y nebulosas planetarias (PNs) del disco y calculando modelos de evolución química (CEMs).

La muestra de regiones H II está conformada por 42 objetos, con los mejores espectros disponibles actualmente, para los que recalculamos las abundancias químicas de explorando el impacto de incluir el parámetro de fluctuaciones de temperatura promedio ( $t^2$ ), obteniendo así para cada elemento dos grupos de abundancias químicas: un primer grupo sin este parámetro, calculadas con líneas de excitación colisional (CELs) y un segundo grupo, calculado con líneas de recombinación (RLs) o con CELs+ $t^2$ . Encontramos que utilizar el segundo grupo de abundancias permite conciliar las abundancias de O, Ne, S, Cl, y Ar de las regiones H II con los valores solares más recientes de [Asplund et al. \(2021\)](#), algo que no se consigue utilizando CELs. Este estudio se publicó en [Méndez-Delgado et al. \(2020\)](#), artículo del que soy segunda autora.

La muestra de PNs está conformada por 19 objetos con los mejores espectros disponibles según el trabajo de [Rodríguez \(2020\)](#), del que se recopilaron las abundancias de O, Ne, Cl y Ar calculadas con CELs por la autora. Para algunas PNs, se recopilaron también las abundancias de O y Ne calculadas con RLs de distintas referencias de la literatura. Tanto para las regiones H II como para las PNs, realizamos un cuidadoso estudio de sus distancias Galactocéntricas ( $R_G$ ) disponibles (incluyendo las obtenidas con datos de Gaia EDR3, entre otras estimaciones) y seleccionamos la que se espera que sea más fiable, en función del error asociado a los paralajes de Gaia EDR3 y/o de las demás distancias calculadas, como distancia final.

Las PNs fueron clasificadas en tres grupos de edad o masa inicial de sus estrellas progenitoras ( $M_i$ ), con el fin de saber qué intervalo temporal en la historia Galáctica representan sus abundancias químicas: el grupo A contiene a las PNs con estrellas progenitoras más jóvenes y más masivas, con  $M_i > 3.5 - 4.5 M_\odot$  y edades ( $t$ ) menores a 0.4 Gyr; el grupo B para PNs con masas intermedias con  $1.5 < M_i < 3.5 - 4.5 M_\odot$  y  $0.4 < t < 3.0$  Gyr; el grupo C para PNs menos masivas y más viejas con  $M_i < 1.5 M_\odot$  y  $t > 3.0$  Gyr. Para esta clasificación se exploraron cinco métodos de la literatura, tres basados en sus abundancias químicas de He, C, N y/o O, uno basado en el tipo de polvo y otro con base en la comparación de sus estrellas centrales con modelos estelares en diagramas HR. Analizando cada método y su fiabilidad, se obtuvieron 9 PNs en el grupo A, 8 en el grupo B y dos en el grupo C.

Utilizando las distancias y las abundancias químicas de las regiones H II y las PNs de cada grupo por edad, calculamos los gradientes químicos de O, Ne, Cl y Ar utilizando por un lado, las abundancias calculadas con CELs y por otro, las obtenidas con RLs o CELs+ $t^2$ . El gradiente de O calculado con las regiones H II (con los dos grupos de abundancias) es consistente con el que se obtiene con la muestra de Cefeidas jóvenes más numerosa disponible a la fecha, haciendo más robusto a este gradiente. Las pendientes de los gradientes de

O de los dos grupos no sufren cambios significativos con el tiempo, difiriendo en hasta  $0.04 \text{ dex kpc}^{-1}$  entre las PNs(A), PNs(B) y las regiones H II. Las pendientes de los gradientes de Ne, Cl y Ar calculados con CELs son menores en las regiones H II que en las PNs(B) y estas a su vez, son menores que con las PNs(A) (en hasta  $0.08 \text{ dex kpc}^{-1}$ ), sugiriendo una disminución de la pendiente con el tiempo, aunque esto debe revisarse con muestras más numerosas y robustas estadísticamente. No fue posible comparar las abundancias de estos elementos calculadas con RLs en regiones H II y PNs. Las pendientes de los gradientes de estos elementos en las regiones H II utilizando  $\text{CELs}+t^2$  son consistentes dentro de las incertidumbres con los calculados con CELs. Las abundancias promedio de O y Ne de los dos grupos de abundancias y de Cl y Ar con CELs son mayores en las PNs que en las regiones H II, si se consideran sólo los objetos localizados en la región entre 7 kpc y 9 kpc del centro Galáctico (designada en este trabajo como vecindad solar). Esto no es lo que se espera por la evolución química del medio interestelar y hace a los valores de estos elementos para el presente y sus valores para el pasado, irreconciliables.

Finalmente, se calcularon dos CEMs para  $R_G = 8 \text{ kpc}$ : uno para reproducir el O/H promedio de las regiones H II de la vecindad solar calculado con CELs (llamado  $\text{CEM}_{\text{CELs}}$ ) y otro para las mismas abundancias pero calculadas con RLs o  $\text{CELs}+t^2$  (llamado  $\text{CEM}_{\text{RLs}}$ ). Para acotar los dos modelos se utilizó también una muestra de estrellas de DR17 de APOGEE en el diagrama [O/Fe] vs [Fe/H], así como el conteo de estas estrellas del disco, del disco delgado y del disco grueso, por intervalo de [Fe/H] (llamadas MDFs de [Fe/H]). Los dos modelos reproducen la masa bariónica, la tasa de formación estelar ( $SFR$ ) y la tasa de acreción ( $IR$ ) observadas actualmente, cuyos valores de referencia se tomaron de la literatura, sin embargo, únicamente el  $\text{CEM}_{\text{RLs}}$  logra reproducir simultáneamente el O de las regiones H II, las estrellas de APOGEE en el diagrama mencionado y sus MDFs de [Fe/H] y de [O/Fe] del disco y de los discos delgado y grueso, así como los valores solares de O, Ne y Ar. El  $\text{CEM}_{\text{CELs}}$  subestima a las estrellas de APOGEE en [O/Fe] en hasta 0.25 dex y subestima el valor solar de O, N, Ne, y Cl de 0.2 dex y hasta 1 dex. Esta discrepancia al utilizar RLs puede deberse a problemas en las abundancias químicas determinadas con estas líneas, pero esto debe revisarse con una muestra de regiones H II más extensa, cuando existan más observaciones de buena calidad. Ninguno de los dos modelos logra reproducir a las distintas PNs, lo que puede deberse también a sus abundancias químicas, a los ICFs utilizados o a las grandes incertidumbres asociadas a su clasificación por edad, por lo que también debe revisarse esta comparación con más objetos en el futuro.

# LISTA DE ACRÓNIMOS

**IMF** Función inicial de masa.

**SFR** Tasa de formación estelar.

**AGBs** Estrellas en la rama asintótica de las gigantes.

**APOGEE** Repositorio *Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment*.

**CELS** Líneas de excitación colisional.

**CEMs** Modelos de evolución química galáctica.

**GALAH** Repositorio *Galactic Archaeology with HERMES*.

**HBB** *Hot Bottom Burning*.

**HNe** Hipernovas.

**ICFs** Factores de corrección por ionización.

**IRA** Aproximación de reciclaje instantáneo.

**ISM** Medio Interestelar.

**KAR** Conjunto de modelos estelares para LIMS presentados en [Lugaro et al. \(2012\)](#); [Karakas \(2014\)](#); [Fishlock et al. \(2014\)](#); [Shingles et al. \(2015\)](#); [Karakas & Lugaro \(2016\)](#); [Karakas et al. \(2018\)](#).

**LIMS** Estrellas de masa baja a intermedia.

**MDFs** Funciones de distribución de metales.

**MS** Estrellas masivas.

**NOM** Conjunto de modelos estelares cuyos yields fueron recopilados en [Nomoto et al. \(2013\)](#).

**PISNe** Supernovas por inestabilidad de pares.

**PNS** Nebulosas planetarias.

**pre-SNe** Fase previa a la explosión de supernova.

**RLs** Líneas de recombinación.

**SNe** Supernovas.

**SNe Ia** Supernovas de tipo Ia.

**TDU** Tercer dragado.

**VEN** Conjunto de modelos estelares para LIMS presentados en [Ventura et al. \(1998, 2002\)](#); [Ventura & D'Antona \(2009\)](#); [Ventura et al. \(2013, 2017, 2020\)](#); [Yagüe López et al. \(2022\)](#) y otros no publicados.

# 1

## INTRODUCCIÓN

### 1.1. Evolución química galáctica y la producción de elementos químicos

La evolución química galáctica trata la variación de la composición química del gas de las galaxias en el tiempo. Esta evolución se estudia a partir de la distribución espacial de los elementos químicos observada en el gas y en las estrellas, lo cual es resultado de la formación de la galaxia, su historia de formación estelar, los procesos de nucleosíntesis estelar y la eyección de los elementos sintetizados al medio interestelar (**ISM**), así como de las entradas y salidas de gas y estrellas en la galaxia y sus posibles interacciones con otras galaxias a lo largo de su historia. Para entender esta evolución, es necesario comprender las fuentes de origen de los elementos, que pueden ser producidos a partir de distintos procesos.

Excepto por el H y la mayor parte del He cuyo origen sucedió en el Big Bang, la mayor parte de los elementos proviene de la nucleosíntesis en los interiores estelares, en los que dependiendo de la masa, la metalicidad y el estado evolutivo de las estrellas, se forman unos u otros elementos y en diferente cantidad. Dependiendo de su masa y su muerte estelar, las estrellas se pueden dividir en tres grandes grupos: estrellas de muy baja masa ( $M_i \lesssim 0.8 M_\odot$ ), estrellas de masa baja a intermedia (**LIMS**,  $0.8 \lesssim M_i \lesssim 8.0 M_\odot$ ) y estrellas masivas (**MS**,  $M_i \gtrsim 8 M_\odot$ ). Las estrellas de muy baja masa no contaminan nunca el **ISM** debido a que tienen tiempos de vida similares a la edad del Universo. Las **LIMS** producen principalmente He, N, C y elementos-*s* y los eyectan al **ISM** por medio de vientos y a través de la eyección de sus capas superiores durante su muerte estelar, en la que, después de la rama asintótica de las gigantes (o AGB por sus siglas en inglés), pueden originar una nebulosa planetarias (**PNs** por sus siglas en inglés) antes de terminar como enanas blancas. Finalmente, las **MS** producen principalmente elementos- $\alpha$  (O, Mg, Ne, Si, S, Ca y Ti), un poco de Fe y He, C, N y O en grandes cantidades, que eyectan al **ISM** por medio de vientos estelares y en explosiones de supernova (**SNe**), en las que además producen elementos-*r*. Además, en los sistemas binarios donde una estrella **LIMS** se encuentra cerca de una enana blanca, puede ocurrir una supernova Tipo Ia (**SNe Ia**), en las que se sintetizan grandes cantidades

de Fe, Ni además de Ti, Cr, Fe, Ni, Zn y Ge, entre otros elementos, sin dejar remanente alguno.

La eyección de elementos pesados al ISM por medio de las estrellas y la muerte estelar favorecen el enfriamiento del gas lo cual, a su vez, favorece el nacimiento de nuevas estrellas que contendrán información química del ISM contaminado por generaciones estelares anteriores. Por ello, la evolución química de una galaxia se estudia a partir de la cantidad de estrellas que se forman, el tipo de estrellas por intervalo de masa que nacen, las abundancias químicas presentes en el gas y en las estrellas y las entradas y salidas de gas que han sucedido a lo largo de la vida de la galaxia.

## 1.2. Modelos de evolución química (CEMS)

Una forma de estudiar la evolución química galáctica consiste en el cálculo de modelos de evolución química (CEMs, Schmidt 1963; Lynden-Bell 1975; Pagel & Patchett 1975; Tinsley 1980). Los CEMs permiten estudiar el cambio espacial y temporal de la composición química del gas de las galaxias (o de sus componentes galácticas). A partir de esta información, se puede conocer cómo las estrellas han llevado a cabo la nucleosíntesis y cómo han distribuido los elementos químicos a lo largo de la galaxia. Estos modelos permiten proponer mecanismos de formación de las galaxias, así como los eventos de acreción o pérdida de gas en su historia, los cuáles deben ser capaces de reproducir las abundancias químicas observadas en las distintas poblaciones estelares y en el medio interestelar de cada galaxia (Gibson et al., 2003; Prantzos, 2008; Matteucci et al., 2016). Estos modelos deben ser capaces de reproducir no sólo las abundancias observadas en distintos diagramas, sino también, el conteo de estrellas por intervalo de abundancia química (llamadas MDFs por *metal distribution functions* en inglés), ya que estas distribuciones también son resultado de la historia química de las galaxias.

Los CEMs resuelven un conjunto de ecuaciones que describen el enriquecimiento, la dilución, las entradas y salidas de gas y en general, los cambios en el gas de las galaxias a través del tiempo. Estas ecuaciones son conocidas en general como ecuaciones de evolución química galáctica. Dependiendo de la cantidad y la complejidad de estas ecuaciones, será la complejidad de los CEMs calculados, que dependen a su vez de un conjunto de parámetros de entrada y de las condiciones iniciales. La eficacia de cada CEM para reproducir los patrones, abundancias químicas y MDFs observadas depende principalmente de las aproximaciones y parámetros de entrada considerados. Las aproximaciones son simplificaciones que permiten resolver analíticamente las ecuaciones de evolución química. Por ejemplo, en los modelos de caja cerrada, se supone que no existen flujos de entrada o salida de material (Searle, 1971; Pagel & Patchett, 1975; Tinsley, 1980), lo cual facilita los cálculos pero no permite reproducir el número de estrellas enanas G, K y M que se observan en realidad en el disco de nuestra galaxia (van den Bergh, 1962; Mould, 1978; Chiappini et al., 2001; Casuso & Beckman, 2004; Hayden et al., 2015; Woolf & Wallerstein, 2020). Otra aproximación ampliamente utilizada en la literatura es la aproximación de reciclaje instantáneo (o IRA por sus siglas en inglés), en la que las estrellas con masa mayor a  $\sim 1M_{\odot}$  mueren instantáneamente (sin tomar en cuenta el tiempo de vida de cada una) (Schmidt, 1963). Esta aproximación no permite seguir correctamente la evolución de todas las especies químicas con el tiempo, sintetizados a diferentes escalas de tiempo en estrellas de distinta masa (Chiosi, 1980; Tosi, 1982). Entonces, estas aproximaciones permiten facilitar la resolución de las ecuaciones de evolución química, pero pueden no ser capaces de reproducir las observaciones.

Los CEMs se construyen a partir de los siguientes ingredientes básicos:

- **Tasa de formación estelar (SFR).** Definida como la cantidad de estrellas (en masas solares) que nacen por unidad de tiempo.
- **Función de masa inicial (IMF).** Se define como el número de estrellas que se forman por intervalo de masa estelar inicial, en cada brote estelar.
- **Yields<sup>1</sup> estelares.** Fracción de masa de los elementos químicos producidos y eyeccionados por las estrellas

<sup>1</sup>La palabra *yield* se podría traducir al español como *rendimiento*, sin embargo a lo largo de esta tesis se utilizará la palabra en inglés para evitar confusiones.

de diferentes masas iniciales. Actualmente, aún existen diferencias importantes entre los yields disponibles en la literatura. Su definición e importancia se discuten en la siguiente sección en profundidad.

- **Flujos de gas.** Procesos de entrada y salida de gas, cuya composición puede inferirse como primordial (con una cantidad de metales despreciable) o enriquecida.

En la literatura, existen distintos códigos de evolución química (e.g., Ritter & Côté, 2016; Rybizki et al., 2017; Fioc & Rocca-Volmerange, 2019). Entre ellos, el código de evolución química galáctica CHEVOL, inicialmente presentado en Carigi (1994), permite explorar distintas prescripciones para la *SFR*, *IMF* e incorporar tablas de yields estelares de distintas referencias, así como incluir flujos de gas. Esto facilita explorar el impacto de cambiar estos parámetros en los CEMs (como se ha hecho en el pasado en Carigi 1994, por ejemplo). Este código considera la vida de cada una de las estrellas formadas (es decir, no considera la aproximación IRA) y partir de su versión posterior de Carigi et al. (2019), incorpora un apagamiento de la formación estelar, esto último de forma consistente con lo observado en muestras estelares que sugieren que hace  $\sim 9$  Gyr, la formación estelar en nuestra Galaxia disminuyó hasta en una orden de magnitud (e.g., Haywood et al., 2016).

De los ingredientes mencionados, los yields estelares son probablemente el ingrediente más importante de los CEMs (Matteucci et al., 2016; Mollá et al., 2015; Romano et al., 2019). En la siguiente sección se profundiza en la definición de los yields estelares, se explican sus problemas abiertos actuales y se comentan algunos resultados ya conocidos sobre el impacto de su selección en los CEMs.

### 1.3. Yields estelares

Los yields estelares son fundamentales en los CEMs debido a que establecen la cantidad de cada especie química que es sintetizada y eyectada por cada estrella, dependiendo de los parámetros físicos con los que ésta nace. Dicho de una forma más formal, los yields estelares representan la eficiencia de cada estrella de masa inicial  $M_i$  y metalicidad inicial  $Z_i$  en eyectar los elementos químicos procesados en su interior al ISM al morir. Tinsley (1980) definió yield estelar como la fracción de masa de una especie química  $k$  sintetizada y eyectada por una estrella con masa  $M_i$  y metalicidad  $Z_i$  determinadas. Actualmente, en la literatura la palabra yield puede representar conceptos distintos de una referencia a otra, pudiendo tener en general dos significados: 1) la fracción de masa de cada especie química  $k$  eyectada por la estrella, compuesta tanto por lo que sintetizó la estrella a lo largo de su vida como por lo que ya existía en la nube progenitora de la que se formó (e.g., Woosley & Weaver, 1995; Kobayashi et al., 2006; Nomoto et al., 2013), o 2) la fracción de masa de  $k$  eyectada por la estrella, compuesta únicamente por lo sintetizado por la estrella a lo largo de su vida (e.g., Cristallo et al., 2009; Karakas, 2010; Doherty et al., 2014a; Ventura et al., 2017; Limongi & Chieffi, 2018).

Siguiendo la segunda definición, los yields se pueden obtener a partir de la siguiente expresión:

$$p_k = \frac{1}{M_i} \int_0^\tau [X_k(t) - X_k(0)] \frac{dM}{dt} dt, \quad (1.1)$$

donde  $p_k$  es el yield de la especie  $k$ ,  $dM/dt$  es la tasa de pérdida de masa de la estrella,  $X_k(0)$  y  $X_k(t)$  corresponden a la abundancia inicial por masa de la especie  $k$  y a la abundancia de  $k$  en la capa de la estrella que se eyecta, respectivamente, y  $\tau$  representa el tiempo de vida de la estrella (el cual depende de su masa inicial,  $M_i$ ). Siguiendo esta definición, los yields obtenidos son positivos si la especie es producida y negativos si la especie es destruida a lo largo de la vida de la estrella.

Los yields estelares dependen de la física de los modelos de evolución estelar de los que se derivan y, principalmente, dependen de  $M_i$  y  $Z_i$ . Sin embargo, existen otros procesos físicos adicionales que pueden ser considerados en los modelos estelares, afectando los valores de los yields. Por ejemplo, cuando se incluye la rotación estelar en los modelos estelares, los yields calculados dependen también de la velocidad de rotación inicial de las estrellas (e.g., Maeder & Meynet, 2000; Cristallo et al., 2009; Limongi & Chieffi, 2018).

Dependiendo de las masas iniciales de las estrellas a partir de las que se derivan, los yields se pueden dividir en cuatro grandes grupos: 1) yields para estrellas de masa baja a intermedia (LIMS,  $1.0 \lesssim M_i \lesssim 8.0 M_\odot$ ),

2) yields para estrellas súper-AGB (con  $6.0 \lesssim M_i \lesssim 10.0 M_\odot$ ), 3) yields para estrellas masivas (**MS**,  $M_i \gtrsim 8 M_\odot$ ) y 4) yields para sistemas estelares binarios, como las supernovas del tipo Ia (**SNe Ia**), las novas y kilonovas.

En el caso de las **LIMS**, cuando se agota el H del núcleo suceden distintos eventos de dragado, donde los elementos son arrastrados de las partes internas de las estrellas a las partes externas. Cada dragado tiene un efecto distinto en la composición química superficial de las estrellas y por lo tanto, los yields estelares, según el momento en el que ocurre, su magnitud y los elementos y capas estelares que involucra. Por ejemplo, mientras que todas las **LIMS** llevan a cabo el llamado primer dragado (que aumenta los yields de  $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  y  $^{17}\text{O}$  y disminuye los de  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  y  $^{18}\text{O}$ , entre otros isótopos), sólo en las más masivas (con masas iniciales mayores a  $\sim 3 M_\odot$ ) ocurrirá también el segundo (que aumenta los yields de  $^{14}\text{N}$  y decrece los de  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$  y  $^{15}\text{N}$ ). Los yields estelares de las **LIMS** son principalmente afectados por otros dos eventos de mezclado: el tercer dragado (**TDU**) y el *hot bottom burning* (**HBB**). En el **TDU** la capa convectiva logra penetrar a las regiones internas de la estrella, llevando consigo a productos del quemado del He a la superficie estelar, enriqueciéndola significativamente en C. Este sucede en estrellas con  $1.5 < M_i < 3.5 - 4.5 M_\odot$ , suponiendo una metalicidad cercana a la solar (Karakas & Lugaro, 2016; Ventura et al., 2017). El **HBB** se lleva a cabo en estrellas más masivas, con  $M_i > 3.5 - 4.5 M_\odot$  (Karakas & Lugaro, 2016; Ventura et al., 2017) y sucede cuando la base de la capa convectiva alcanza una temperatura suficiente como para que se lleve a cabo el ciclo de reacciones CNO, en las que se producen He y N y se consume el C disponible.

Las súper **AGBs** se llaman así porque, por su masa inicial  $M_i$ , se encuentran en el rango de masas intermedio entre las **LIMS** y las **MS**. Por mucho tiempo, se consideró que su evolución era similar a la de las **LIMS** y por lo tanto, los yields de las **LIMS** más masivas eran considerados yields de estrellas súper AGB (e.g., Ventura et al., 2017). Sin embargo, un aumento en el poder computacional ha demostrado que estas estrellas tienen una compleja evolución al final de su vida, que incluye un gran número de pulsos térmicos en los que si la estrella tiene masa suficiente, puede llevarse a cabo de nuevo el **TDU**, por lo que los yields de estas estrellas difieren de los de las **LIMS** si se calculan hasta las últimas fases de su vida (Doherty et al., 2014a; Siess, 2010). A diferencia de las **LIMS** y las súper **AGBs**, cuando las **MS** salen de la secuencia principal, alcanzan las condiciones de temperatura y presión necesarias para que se quemen elementos más pesados que el C, pudiendo llegar a tener incluso un núcleo de Fe. Estas estrellas no sólo eyectan material durante la secuencia principal a través de vientos, sino que contaminan el **ISM** circundante de forma importante durante su explosión de supernova. Los yields de **MS**, por lo tanto, deben representar tanto lo eyectado por las estrellas en la fase de pre-supernova (**pre-SNe**) como por lo eyectado durante las explosiones de supernova (**SNe**). Si no se toman en cuenta estas dos etapas, se subestimarán la contribución de los elementos que se producen considerablemente en la pre-SN y en general, se subestimarán la contribución de material de las **MS** al **ISM**. Esto sucede, por ejemplo, en los yields de Nomoto et al. (2013), en cuyos modelos sólo se considera la pérdida de masa en la fase de pre-SN pero no la síntesis de elementos químicos durante esta fase (ver ecuación 8 de Kobayashi et al., 2000).

Se ha propuesto una gran cantidad de yields estelares a lo largo de los años, calculados para una amplia gama de  $Z_i$ 's y  $M_i$ 's. Es importante tomar en cuenta la incertidumbre introducida en el modelo por el conjunto de yields seleccionado y considerar que las historias químicas que se obtengan del CEM pueden ser distintas de un conjunto de yields a otro. Esto se debe principalmente a las diferencias en algunos detalles de los procesos físicos considerados en los códigos de evolución estelar (como los procesos de convección, pérdida de masa, tasas de reacción y procesos extra de mezclado dentro de la estrella). Debido a esto, realizar una cuidadosa selección de los yields estelares es crucial, así como tomar en cuenta las posibles diferencias en los resultados del modelo por la selección de los yields estelares.

El impacto de la selección de los yields estelares en las historias químicas inferidas a partir de un CEM se ha estudiado en algunos trabajos previos, en los que se comparan modelos calculados con distintos yields estelares (generalmente, dejando fijos los demás parámetros). A continuación, se comentan algunos de los resultados para C, N, O y/o Fe (elementos fuertemente alterados por la nucleosíntesis estelar) de los trabajos comparativos más recientes. Gibson (2002) por ejemplo, compara cinco conjuntos de yields de O de distintas referencias para **SNe** (con  $M_i = 10 - 100 M_\odot$ ) y encuentra que los valores de los yields pueden diferir de

una referencia a otra hasta en un factor de  $\sim 3$ . Probando distintas combinaciones de yields para **LIMS** y **MS** (además de probar distintas **IMF**), en [Mollá et al. \(2015\)](#) encuentran que las abundancias de  $12 + \log(\text{C}/\text{H})$ ,  $12 + \log(\text{N}/\text{H})$  y  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$  pueden variar en hasta 1.4, 1.8 y 1.0 dex, respectivamente. De forma similar, en [Romano et al. \(2010\)](#) se comparan distintas combinaciones de yields en un modelo para la vecindad solar, y se obtiene una dispersión de 0.5 – 0.6 dex en  $[\text{C}/\text{O}]$ , de 0.8 dex en  $[\text{C}/\text{Fe}]$ , de hasta 0.7 dex en  $[\text{N}/\text{O}]$  y  $[\text{N}/\text{Fe}]$  y de hasta 0.6 dex en  $[\text{O}/\text{Fe}]$  al utilizar distintas prescripciones para la nucleosíntesis estelar. En un trabajo más reciente, [Romano et al. \(2019\)](#) encuentran diferencias de hasta  $\sim 0.7$  dex en  $[\text{C}/\text{O}]$ , de hasta  $\sim 1.0$  dex en  $[\text{C}/\text{Fe}]$  y diferencias mayores a 1.0 dex en  $[\text{N}/\text{O}]$  y  $[\text{N}/\text{Fe}]$  al utilizar las diferentes combinaciones de yields en distintos **CEMs**.

Estos trabajos por lo tanto, muestran la importancia que tiene la selección de los yields estelares en un CEM y cuán diferentes pueden ser sus resultados al utilizar distintas combinaciones de yields. Además, remarcan la necesidad de estos estudios comparativos conforme se calculan nuevos conjuntos de yields estelares en la literatura y conforme existen más restricciones observacionales de mejor calidad para acotar los modelos de evolución estelar y los **CEMs**.

## 1.4. Evolución química del disco Galáctico

Cómo se ha podido confirmar con numerosas observaciones en repositorios estelares recientes (e.g., **APOGEE**: [Ahumada et al. 2020](#); **GALAH**: [Buder et al. 2018](#), **AMBRE**: [de Laverny et al. 2013](#)) hoy en día sabemos que la Vía Láctea es una galaxia espiral en donde las estrellas y el gas observados se encuentran distribuidos en distintos componentes, entre ellos el bulbo, el disco y el halo Galácticos. Estos componentes se distinguen por poblaciones estelares distintas indicando diferencias en sus procesos de formación. El disco Galáctico particularmente, está conformado por el disco delgado y el disco grueso, donde la existencia de este último fue sugerida por [Saio & Yoshii \(1979\)](#); [Gilmore & Reid \(1983\)](#); [Reid \(1993\)](#). Los discos delgado y grueso se diferencian en  $[\alpha/\text{Fe}]$  (e.g., [Fuhrmann, 1998](#); [Nidever et al., 2014](#)), en edad (e.g., [Bensby et al., 2014](#); [Silva Aguirre et al., 2018](#); [Feuillet et al., 2019](#); [Nissen et al., 2020](#)) y en cinemática (e.g., [Lee et al., 2011](#); [Kordopatis et al., 2011](#); [Hayden et al., 2015](#)), siendo la población más joven, con menor  $[\alpha/\text{Fe}]$  y localizada a bajas alturas cerca del plano Galáctico (con escala de altura de  $300 \pm 50$  pc) el disco delgado y la población de mayor edad, rica en  $[\alpha/\text{Fe}]$  y con mayores alturas al plano (con escala de alturas entre  $600$  y  $900 \pm 180$  pc) el disco grueso. El disco grueso parece estar más concentrado en la parte central de nuestra galaxia, mientras que el disco delgado se extiende a distancias mayores (teniendo el disco grueso una escala de longitud de  $2.0 \pm 0.2$  kpc y el disco delgado de  $2.6 \pm 0.5$  kpc, [Bovy et al. 2012](#); [Pouliasis et al. 2017](#); [Gent et al. 2022](#)). Un diagrama simple sobre la estructura de nuestra Galaxia considerada en este trabajo se puede ver en la Figura 1.1, donde los valores mostrados en distancias Galactocéntricas ( $R_G$ ) en kpc son los utilizados a lo largo de esta tesis y explicados en el texto más adelante.

La presencia del disco delgado y grueso ha llevado a proponer que el disco Galáctico se formó a partir de eventos distintos de acreción de gas. En concreto, en el caso del CEM de [Chiappini et al. \(1997\)](#) son dos eventos de acreción de gas. El primer evento, resulta en el disco grueso y el halo estelar<sup>2</sup> y en el segundo (que sucede en una escala de tiempo mucho mayor) se forma el disco delgado. Este modelo se ha revisado ampliamente en la literatura ([Fuhrmann, 1998](#); [Chang et al., 1999](#); [Chiappini et al., 2001](#); [Grisoni et al., 2017](#); [Romano et al., 2010](#); [Matteucci, 2012](#)) y se ha encontrado que reproduce tanto abundancias químicas como edades estelares del disco Galáctico ([Spitoni et al., 2019b](#); [Palla et al., 2020](#); [Spitoni et al., 2020](#)).

[Spitoni et al. \(2021\)](#) utilizaron este modelo para comparar con las propiedades de los discos de nuestra galaxia, logrando reproducir exitosamente los patrones de abundancias de O y Fe y la MDF de  $[\text{Fe}/\text{H}]$  de estrellas de DR16 APOGEE ([Silva Aguirre et al., 2018](#)). De este modelo, concluyen que considerar un intervalo de tiempo de  $\sim 4$  Gyr entre la formación de los dos discos lleva a un decremento en la **SFR** entre los primeros 8 y 11 Gyr de la Galaxia. Esto, como se mencionó en la Sección 1.2, es consistente con lo observado en muestras

<sup>2</sup>En el modelo calculado originalmente por [Chiappini et al. \(1997\)](#), no se considera la formación del halo de forma explícita, pero se supone que las estrellas de muy bajas metalicidades se encuentran en una estructura halo-disco grueso.

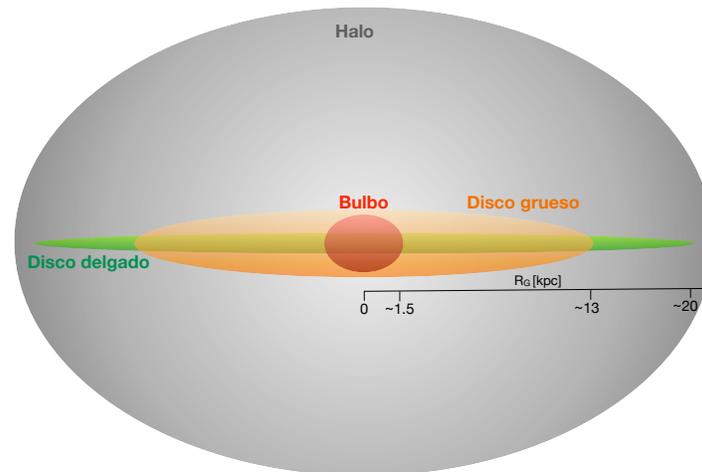


Figura 1.1: Diagrama esquemático de nuestra Galaxia, mostrando el bulbo, el disco delgado, el disco grueso y el halo, junto con las distancias Galactocéntricas utilizadas en este trabajo para cada componente, explicadas más adelante en el texto.

estelares (Haywood et al., 2016) pero también ha sido obtenido en algunos modelos dinámicos (e.g., Noguchi, 2018) y simulaciones cosmológicas recientes (e.g., Calura & Menci, 2009; Grand et al., 2018; Buck, 2020). Una de las explicaciones más exitosas para este comportamiento de la  $SFR$  de nuestra galaxia corresponde al evento de acreción conocido como *Gaia-Enceladus*, en el que se plantea que nuestra Galaxia acreció una galaxia enana de muy baja metalicidad (Helmi et al., 2018), que diluyó el ISM, provocando entonces una disminución abrupta en su formación estelar (Spitoni et al., 2019a; Vincenzo et al., 2019). En Spitoni et al. (2019b) se encontró que el modelo de dos caídas permite, además, reproducir exitosamente la relación edad-metalicidad y la distribución de edades de estrellas en la vecindad solar, algo que no se logra con su modelo de formación paralela, donde se supone que los discos se forman simultáneamente pero con diferentes tasas de acreción (e.g., Pardi et al., 1995; Grisoni et al., 2017).

Otros modelos más recientes para el disco de nuestra galaxia incluyen hasta tres eventos de acreción (Micali et al., 2013; Spitoni et al., 2022) y otros procesos físicos ocurriendo en el disco Galáctico, tales como migración radial estelar (e.g., Schönrich & Binney, 2009; Loebman et al., 2011; Minchev et al., 2013; Kubryk et al., 2015; Prantzos, 2016), flujos radiales de gas (e.g., Vincenzo & Kobayashi, 2020) y vientos galácticos (e.g., Nidever et al., 2014), aunque la necesidad de estos procesos para reproducir los observables en nuestra galaxia aún sigue siendo un problema abierto.

## 1.5. Gradientes químicos Galácticos y sus retos actuales

Los gradientes químicos son las variaciones de las abundancias químicas como función de la distancia galactocéntrica, y se pueden estudiar con estrellas y/o con nebulosas ionizadas, que son objetos con espectros que nos permiten estudiar la distribución de los elementos químicos en el ISM. En general, los CEMs deben ser capaces de reproducir los gradientes químicos observados (Matteucci et al., 1989; Carigi, 1994; Gibson et al., 2003). Actualmente, los gradientes químicos de nuestra galaxia calculados a partir de nebulosas fotoionizadas presentan una serie de retos y problemas que, hasta la fecha, siguen en discusión (ver García-Rojas, 2020, para una revisión sobre el tema).

Las regiones H II son nubes de gas ionizado por la radiación UV de estrellas masivas de tipo O o B. Como estas estrellas son de formación reciente ( $< 15$  Myr, Osterbrock, 1989), la composición química del gas de estos objetos corresponde a la del ISM en el presente.

Por otro lado, las PNs son nubes de gas ionizado que se forman al final de la vida de estrellas de masa baja a intermedia (con masas iniciales entre 0.8 y 8  $M_{\odot}$ , Karakas & Lugaro 2016), después de que éstas pasan por la fase de AGB y antes de que terminen como una enana blanca. Su composición nos permite estudiar tanto los procesos de nucleosíntesis en la estrella progenitora (a partir de la abundancia de elementos como C, N y He, cuyas abundancias son modificadas por la nucleosíntesis estelar) como la composición del ISM al momento del nacimiento de la estrella (al estudiar la abundancia de elementos como Ne, Ar y S, cuyas abundancias no se ven afectadas por la nucleosíntesis estelar). Si se estudian las abundancias de estos últimos elementos en PNs distribuidas radialmente, en principio, es posible obtener el gradiente químico en distintos tiempos en el pasado (desde 1 hasta 5 Gyr en el pasado, Stanghellini et al. 2019, dependiendo de la masa inicial y la edad de la estrella progenitora) con lo que es posible estudiar la evolución temporal del gradiente químico.

Las incertidumbres asociadas al cálculo de los gradientes químicos galácticos proceden de las incertidumbres de las abundancias químicas y de las distancias galactocéntricas de los objetos que se estudien. En el caso de las regiones H II, las distancias se conocen mejor, dado que estos objetos suelen ser más brillantes y suelen estar asociados a grupos estelares a los que se pueden calcular sus distancias. En contraste, las distancias a las PNs son altamente inciertas y difíciles de obtener, ya que sus estrellas son objetos más débiles en brillo y para los que no se pueden aplicar los métodos tradicionales para determinar su distancia.

La publicación de los datos astrométricos y fotométricos del *Early Data Release 3* del satélite Gaia (llamado en adelante Gaia EDR3, Gaia Collaboration et al., 2021) ha permitido disponer de distancias para un gran número de objetos. Hay paralajes trigonométricos para más de mil millones de estrellas que permiten calcular sus distancias Galactocéntricas con una precisión sin precedentes (Fabricius et al., 2021). La distancia a estos objetos puede calcularse a partir del inverso de los paralajes si estos no tienen un error significativo, sin embargo, en presencia de una cantidad significativa de ruido (por ejemplo, por la presencia de estrellas de campo cercanas), es necesario utilizar otros modelos para estimar las distancias. Tal es el caso del modelo bayesiano de Bailer-Jones et al. (2021), con el que obtuvieron las distancias para más de un billón de objetos. En este tipo de modelos, se consideran algunas suposiciones *a priori*, llamados *priors* en estadística bayesiana. En el modelo de Bailer-Jones et al. (2021), el primer *prior* supone que el espacio de probabilidad de la densidad de estrellas en nuestra galaxia decrece exponencialmente con una escala de distancia que, a su vez, varía con las coordenadas galácticas (basado en su modelo tridimensional de la Galaxia, Bailer-Jones et al. 2021), obteniendo así las llamadas *distancias geométricas*. Estos autores también obtienen *distancias fotogeométricas* utilizando, además, un segundo *prior* que tiene en cuenta el color y la magnitud aparente de cada fuente medida en el Gaia EDR3 (Gaia Collaboration et al., 2021), corrigiendo por extinción con los mapas de Bovy et al. (2016). Aunque el Gaia EDR3 implicara por lo tanto una mejora importante en nuestro conocimiento de distancias para muchos objetos (reduciendo en un 30% los errores sistemáticos de los paralajes previos del Gaia DR2 Buder et al. 2018, Bailer-Jones et al. 2021), aún se deben seleccionar cuidadosamente las distancias a utilizarse para las nebulosas fotoionizadas, especialmente para las PNs, dado que identificar sus fuentes ionizantes no es algo sencillo.

La otra fuente importante de incertidumbre en los gradientes químicos, asociada a las abundancias químicas, depende del método que se utilice para obtenerlas. Uno de los métodos más ampliamente utilizado corresponde al método directo. En el método directo, se determinan la temperatura y densidad electrónicas ( $T_e$  y  $n_e$ , respectivamente) utilizando algunos cocientes de líneas de emisión sensibles a las condiciones físicas del gas (por ejemplo, el cociente [S II]  $\lambda 6731/\lambda 6716$  para la densidad y el cociente [O III]  $\lambda 5007/\lambda 4959$  para la temperatura). Con estos dos parámetros, se calculan las abundancias iónicas, y la abundancia total de cada elemento se calcula sumando las abundancias iónicas de sus iones presentes en el gas. Sin embargo, es posible que en el gas estén presentes algunos iones cuyas líneas de emisión son demasiado débiles como para ser observadas, o que son emitidas en un intervalo distinto del espectro al que se observa. Cuando este es el caso, es necesario considerar un *factor de corrección por ionización* ( $\alpha$ ) para tomar en cuenta estos iones cuyas líneas no se observan en el cálculo de la abundancia total de cada elemento. En este método, por lo tanto, las fuentes de incertidumbre provienen no sólo de los errores asociados a las intensidades de las líneas de emisión y a las condiciones físicas, sino también de las incertidumbres asociadas a los ICFs. Estudios recientes han demostrado que aunque no suelen tomarse en cuenta, los errores asociados a los ICFs son significativos

y pueden introducir una incertidumbre de hasta 0.3 dex en el cálculo de abundancias totales (Amayo et al., 2021), aunque esto depende del grado de ionización del objeto, de los iones utilizados y del elemento que se estudie. Finalmente, en el caso de las PNs, también afectan las incertidumbres en la determinación de la edad de las estrellas progenitoras, que aunque existen diversos métodos en la literatura, pueden llevar a grandes diferencias entre sí (como se verá más adelante).

Uno de los elementos más ampliamente estudiados tanto en nebulosas ionizadas como en estrellas es el O, cuyas líneas suelen observarse en los espectros de estos objetos y para el cuál, se puede obtener la abundancia química de forma relativamente fiable. Debido a esto, el gradiente químico de nuestra galaxia ha sido ampliamente estudiado con este elemento. Específicamente, el gradiente químico de O/H calculado con regiones H II Galácticas tiene una pendiente negativa similar entre distintas referencias de la literatura (Shaver et al., 1983; Deharveng et al., 2000; Rudolph et al., 2006; Balser et al., 2011; Arellano-Córdova et al., 2020, 2021). Sin embargo, algo que sigue en discusión, es si este gradiente es continuo a lo largo de todo el disco Galáctico (hasta 17 kpc, e.g., Deharveng et al., 2000; Esteban et al., 2017; Esteban & García-Rojas, 2018; Arellano-Córdova et al., 2020, 2021) o si tiene un cambio abrupto en su pendiente a un radio determinado (e.g., Esteban & García-Rojas, 2018; Vilchez & Esteban, 1996; Maciel et al., 2010; Mollá et al., 2019). Los trabajos más recientes favorecen el primer escenario.

La pendiente negativa de este gradiente, en el caso de un gradiente continuo a lo largo del disco Galáctico, se interpreta como que la Galaxia se formó de dentro hacia afuera (Matteucci et al., 1989), escenario en el que los tiempos característicos de formación del disco en las partes internas son menores (y más eficientes) que en las regiones externas (Larson, 1976; Matteucci et al., 1989). Este escenario, propuesto inicialmente por estudios cinemáticos del gas (Peebles, 1969), se ha confirmado ampliamente con abundancias químicas en estrellas (e.g., Bergemann et al., 2014; Frankel et al., 2019), con simulaciones cosmológicas (e.g., Minchev et al., 2013; Grand et al., 2018; Mackereth et al., 2018), y es consistente con lo que se encuentra en otras galaxias espirales similares a nuestra galaxia (Sánchez et al., 2014; Sánchez-Menguiano et al., 2018). En el CEM de Spitoni et al. (2021) mencionado en la sección anterior, por ejemplo, la Galaxia debe formarse más rápidamente en las partes internas que en las externas, para lograr reproducir los patrones de abundancias de su muestra estelar del DR16 de APOGEE (Ahumada et al., 2020).

La evolución temporal del gradiente de nuestra galaxia también es un problema abierto actual, dadas las grandes incertidumbres que existen tanto para determinar las distancias como las edades de las PNs a partir de las que se estudia. Algunos trabajos previos, sugieren que la pendiente del gradiente de O ha decrecido con el tiempo, es decir, que la pendiente es mayor para las poblaciones más viejas de PNs que para las regiones H II y PNs más jóvenes (e.g., Stanghellini & Haywood, 2010). Algunos otros trabajos, sin embargo, encuentran que el gradiente de O ha sufrido un aumento temporal en la pendiente (e.g., Maciel et al., 2003). Claro que en estos resultados, debe considerarse la posibilidad de la migración radial estelar, con la que surge la necesidad del cálculo de CEMs híbridos, donde se acopla la evolución química con modelos dinámicos (e.g., Johnson et al., 2021).

## 1.6. El problema de discrepancia de abundancias

Utilizando el método mencionado, las abundancias iónicas en las nebulosas fotoionizadas se pueden calcular utilizando tanto sus líneas de excitación colisional (CELS), como sus líneas de recombinación (RLs). Desde hace más de 80 años, se ha encontrado que las abundancias iónicas calculadas a partir de RLs son mayores que las que se determinan a partir de las CELs. Esta discrepancia se ha atribuido a distintos procesos, siendo los principales las fluctuaciones en la temperatura (Peimbert, 1967) y las inhomogeneidades químicas (Torres-Peimbert et al., 1990).

Si se atribuye a fluctuaciones en la temperatura, Peimbert (1967) propusieron cuantificar estas variaciones utilizando el *cuadrado normalizado de la desviación estándar de la temperatura*,  $t^2$ , el cuál se calcula a partir de la temperatura promedio  $T_0$  como:

$$t^2 = \frac{\int (T_e - T_0)^2 n_i n_e dV}{T_0 \int n_i n_e dV}, \text{ donde } T_0 = \frac{\int T_e(r) n_i(r) n_e(r) dV}{\int n_i(r) n_e(r) dV} \quad (1.2)$$

y donde  $n_i$  es la densidad iónica y  $r$  es un vector de posición. Siguiendo este paradigma, la  $T_e$  que se calcula a partir de cocientes de CELs estará condicionada al valor de  $t^2$  presente en el volumen de gas y esta diferirá de la  $T_0$  si  $t^2 > 0$ . Las intensidades de las líneas de emisión, a su vez, dependen de la  $T_e$  de forma diferente. Esta dependencia es menor en el caso de las RLs, en las que  $I \propto T_e^{-0.87}$ , que las CELs, donde  $I \propto T_e^{-1/2} \times \exp(-\Delta E/kT_e)$ , siendo  $k$  la constante de Boltzmann y  $\Delta E$  la energía colisional necesaria para excitar la línea. Para calcular  $t^2$  y  $T_0$  existen distintos métodos. Por ejemplo, se pueden obtener a partir de la comparación de distintos diagnósticos de temperatura de gas en un mismo volumen aunque también, otra forma es estimarlos directamente a partir de la discrepancia de las abundancias calculadas con RLs y con CELs.

En todo caso esto es sólo uno de los enfoques que existen para explicar la discrepancia en las abundancias, pero la causa definitiva de esta sigue siendo un problema abierto (ver Ferland et al. 2016; García-Rojas et al. 2019 para revisiones detalladas de este problema).

En las regiones H II la diferencia promedio entre las abundancias iónicas calculadas con RLs y con CELs es de un factor  $\sim 2$ . En PNs, esta diferencia es en su mayoría, similar a las de las regiones H II, pero pueden llegar a valores mucho más altos (de hasta 700) en PNs con estrellas centrales binarias que hayan pasado por una fase de envoltura común (ver Wesson et al., 2018, y las referencias ahí mencionadas). En todo caso, debe considerarse que al ser diferentes las abundancias químicas calculadas con CELs y con RLs, también lo serán los gradientes químicos que se puedan obtener así como los CEMs que se calculen tratando de reproducir a las abundancias de nebulosas fotoionizadas observadas.

Para explorar la discrepancia de abundancias en el contexto de la evolución galáctica, Carigi et al. (2019) calcularon dos CEMs, uno para reproducir las abundancias de O/H de una muestra de  $\sim 20$  regiones H II Galácticas calculadas con RLs y otro para reproducir los valores obtenidos con CELs. Estos autores encuentran que el primer modelo concilia las abundancias de O de estrellas Cefeidas, estrellas jóvenes de tipo B y la abundancia solar al momento de la formación del Sol, mientras que el modelo construido para reproducir la abundancia de O/H calculado con CELs, subestima estas abundancias en  $\sim 0.25$  dex. El O capturado en polvo no parece ser la explicación a esta discrepancia, ya que los autores estiman que esta corrección es dos veces menor que la corrección necesaria para conciliar ambos tipos de abundancias. Como este estudio fue llevado a cabo exclusivamente para el O en el presente, resulta interesante realizarlo también con otros elementos y con restricciones observacionales para el pasado.

## 1.7. Objetivo de la tesis

El objetivo de este proyecto de doctorado consiste en estudiar la evolución química del disco Galáctico utilizando gradientes químicos calculados a partir de regiones H II y PNs Galácticas cuidadosamente seleccionadas y luego, utilizar estos objetos para restringir, entre otras cosas, CEMs calculados para la vecindad solar, definida en este trabajo como la región entre 7 y 9 kpc del centro Galáctico.

Algo que diferencia a este trabajo de trabajos previos similares es que sólo se seleccionaron regiones H II y PNs con los mejores espectros disponibles y con abundancias químicas calculadas de forma homogénea. También, una diferencia significativa respecto a otros trabajos es que se intentó clasificar a las PNs por intervalos de edad y/o masa inicial de su estrella progenitora. Esto no es una práctica común, ya que suele utilizarse a estos objetos como un sólo grupo. A partir de la comparación de los gradientes químicos radiales de las regiones H II y las PNs, se buscó cuantificar las diferencias en la pendiente, tratando de identificar si la pendiente del gradiente químico de distintos elementos ha aumentado o ha decrecido del pasado hacia el presente. El gradiente químico de O de las regiones H II, fue comparado con el gradiente del mismo elemento de una muestra de estrellas Cefeidas jóvenes más extensa y homogénea disponible a la fecha.

Los CEMs se calcularon para  $R_G = 8$  kpc, utilizando el código CHEVOL (Carigi, 1994; Carigi et al., 2019), en el que primero se exploró la literatura para incluir en él yields estelares recientes. En total, se calcularon dos CEMs: uno para reproducir el O/H promedio calculado con CELs de las regiones H II en la vecindad solar y otro para reproducir el O/H promedio calculado con RLs de los mismos objetos. Se buscó reproducir además con los dos modelos otros valores observados actualmente, tales como la masa de gas, la masa de estrellas, la masa total bariónica, la tasa de formación estelar y la tasa de supernovas clásicas y de tipo Ia. Se buscó cuantificar las diferencias entre estos dos modelos, con el fin de estudiar el impacto de utilizar unas líneas u otras en la historia química inferida. Para la construcción de los dos CEMs, además, se utilizó una muestra de estrellas del DR17 de APOGEE (Abdurro'uf et al., 2022), separadas previamente en disco delgado y en disco grueso y se compararon sus predicciones para C con los patrones estelares de este elemento en el DR2 de GALAH (Buder et al., 2018). También, se compararon los resultados de los CEMs con los valores solares de Asplund et al. (2021) y con las abundancias de las PNs en la vecindad solar, clasificadas previamente por edad.

En el Capítulo 2 se describe la recopilación de yields estelares que se realizó, y se comentan los puntos relevantes sobre la física de los modelos estelares que produjeron esos yields. En ese mismo Capítulo, se muestra la combinación de yields seleccionada para utilizarse en los modelos de evolución química de esta tesis. El Capítulo 3 explica cómo se seleccionaron las regiones H II, PNs y estrellas, de las que se recopilaron las abundancias químicas. Para las regiones H II, PNs y estrellas Cefeidas, se recopilaron también las distancias Galactocéntricas, seleccionando estas cuidadosamente de entre distintas estimaciones. Se explica también cómo se realizó la clasificación por edad/masa inicial de las PNs. Finalmente, el Capítulo 4 explica las consideraciones y parámetros utilizados en el cálculo de los modelos de evolución química, así como los resultados obtenidos. En el Capítulo 5, se resume el procedimiento realizado y se presentan las principales conclusiones obtenidas en este trabajo.

# 2

## RECOPILACIÓN DE YIELDS ESTELARES

Para calcular los CEMs, en primer lugar, se buscó actualizar los yields estelares contenidos en el código de evolución química CHEVOL (Carigi, 1994; Carigi et al., 2019), utilizado para la construcción de los modelos. En este capítulo se detalla cómo se realizó esta recopilación de la literatura.

El proceso general que se llevó a cabo para todas las tablas de yields se encuentra en la Sección 2.1. Para las estrellas de masa baja a intermedia (LIMS) se recopilaron los yields de Amanda Karakas y colaboradores (algunos de los trabajos fueron presentados por Lugaro et al., 2012; Karakas, 2014; Fishlock et al., 2014; Shingles et al., 2015; Karakas & Lugaro, 2016; Karakas et al., 2018) y el grupo de Paolo Ventura y colaboradores (cuyos resultados principales se pueden encontrar en Ventura et al., 1998, 2002; Ventura & D’Antona, 2009; Ventura et al., 2013, 2017, 2020), los cuáles se presentan en la Sección 2.2. Para las estrellas “súper AGBs”, se recopilaron los yields de Doherty et al. (2014a) y Doherty et al. (2014b), explicados en la Sección 2.3. En la Sección 2.4 se encuentra la discusión de los yields para estrellas masivas (MS), que corresponden a los de NOM y Limongi & Chieffi (2018). Los yields calculados por Leung & Nomoto (2018) para explosiones de supernova de tipo Ia (SNe Ia) se discuten en la Sección 2.5. Finalmente, se seleccionó una combinación de yields para LIMS y para MS para crear una matriz como se explica en la Sección 2.6 que, junto con los yields de Leung & Nomoto 2018 para SNe Ia, se utilizó para la construcción de los CEMs.

### 2.1. Procedimiento general para la recopilación de yields estelares

Los yields estelares estudiados en este trabajo son los que se han publicado más recientemente, desde los años 2000s al presente), que cubren distintos intervalos de metalicidades y/o masas iniciales ( $Z_i$ s y  $M_i$ ’s, respectivamente) y que no estaban incluidos en el código CHEVOL.

En este código, el concepto de yield estelar se define como la fracción de masa de cada especie química sintetizada y eyectada por cada estrella. Esto hizo necesario revisar cuidadosamente los yields de cada referencia para asegurarnos obtener las fracciones de masa procesada y eyectada por cada estrella. Después de revisar lo

provisto por cada autor, se descargaron las tablas de yields correspondientes (en el caso de los yields de **NOM**, [Limongi & Chieffi 2018](#), [Doherty et al. 2014a,b](#) y [Leung & Nomoto 2018](#)) o se solicitaron por comunicación privada (en el caso de los demás yields).

Las tablas de yields para cada valor de  $Z_i$  de cada referencia cubría un número diferente de  $M_i$ 's (como se puede ver en la Tabla 2.2). En estos casos, se completó cada tabla realizando una interpolación lineal. En los casos en los que la masa faltante estuviera fuera del rango de masas de las tablas originales, los yields se supusieron idénticos a los de la masa más próxima. Para obtener el yield total de todos los metales ( $p_Z$ ) de cada estrella con  $M_i$  y  $Z_i$ , se exploraron dos formas de calcularlo: 1) a partir de los yields de H ( $p_H$ ) y de He ( $p_{He}$ ), como  $-(p_H + p_{He})$ , y 2) como la suma de todos los yields de las especies químicas más pesadas que el H y el He. En algunas estrellas, utilizar el método 1) lleva a valores de  $p_Z = 0$ . Debido a esto, se calculó  $p_Z$  con el método 1) sólo si  $p_Z \neq 0$ , o el método 2) en los casos contrarios y/o en los casos en los que este segundo método implicara valores mayores de  $p_Z$ .

Aunque las tablas de yields son dadas para muchas especies químicas, en este trabajo se estudiaron con especial cuidado los yields de los isótopos de C, N, O, Ne, Cl y Ar. A partir de las tablas de yields obtenidas, se revisó el comportamiento de los isótopos de estos elementos, graficándolos con respecto a  $M_i$  y para cada valor de  $Z_i$  disponible por referencia.

De cada referencia, se recopilaron también las masas de los remanentes de cada estrella ( $M_{rem}$ ), con el fin de que el código de evolución química considere estas cantidades durante la evolución Galáctica. Estas cantidades no siempre se encuentran disponibles y en algunos casos, fue necesario solicitarlas personalmente a los autores (e.g., para los yields de **VEN**, y de [Limongi & Chieffi 2018](#)). El comportamiento de estas masas con respecto a  $M_i$  también se revisó en cada referencia.

## 2.2. Yields recopilados para LIMS

### 2.2.1. Yields de Ventura y colaboradores

Paolo Ventura, junto con distintos colaboradores, ha calculado varios modelos estelares para **LIMS** a lo largo de los años, presentados en [Ventura et al. \(1998, 2002\)](#); [Ventura & D'Antona \(2009\)](#); [Ventura et al. \(2013, 2017, 2020\)](#); [Yagüe López et al. \(2022\)](#) (conjunto de modelos referidos como **VEN**, en adelante). Para el cálculo de estos modelos se utilizó el código de evolución estelar **ATON** ([Ventura et al., 1998](#)), en el que se modela la evolución de cada estrella, sin considerar rotación estelar, desde la fase de proto-estrella hasta el final de la fase AGB, utilizando la tasa de pérdida de masa de [Bloeker \(1995\)](#). Esta prescripción para la pérdida de masa ha mostrado reproducir mejor las observaciones en estrellas de masa intermedia ( $M_i > 4 M_\odot$ ) que otros formalismos, tales como el de [Vassiliadis & Wood \(1993\)](#) (este último utilizado por ejemplo, en los modelos para metalicidad solar de [Karakas & Lugaro 2016](#)), según los resultados de [Groenewegen et al. \(2009\)](#) para estrellas AGB en las Nubes Menor y Mayor de Magallanes. En [Yagüe López et al. \(2022\)](#) se presenta la última actualización para el cálculo de modelos con el código **ATON**, donde se incorpora una paquetería externa que permite calcular la nucleosíntesis de elementos- $s$  (no incluida en los modelos previos).

Los modelos de **VEN** consideran *overshooting* convectivo, que consiste en procesos de mezclado extra donde, por intercambio de momento, la capa convectiva logra penetrar a regiones estratificadas más internas de la estrella ([Andrássy, 2015](#)). Un aspecto muy importante de los modelos de **VEN**, es que se calculan las opacidades estelares de forma consistente con el enriquecimiento químico de las superficies estelares. Habitualmente, las opacidades de las estrellas se calculan únicamente en función de su metalicidad inicial, sin embargo, en los modelos de **VEN**, estas opacidades varían también conforme el cociente C/O se acerca o se hace mayor que uno (ver, por ejemplo, [Ventura et al., 2012a,b](#)). En los modelos de evolución estelar de **VEN**, se considera un enriquecimiento de elementos- $\alpha$  (O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, y Ti), dado por  $[\alpha/Fe]^1$ , y composiciones iniciales escaladas a abundancias solares y dependientes de la metalicidad inicial  $Z_i$ . Esto es: para los modelos con

<sup>1</sup>donde  $\alpha$  representa un elemento- $\alpha$  y esta notación representa la diferencia  $\log(\alpha/Fe) - \log(\alpha/Fe)_\odot$ , siendo el último término el cociente solar.

$Z_i = 1 \times 10^{-3}$  y  $Z_i = 2 \times 10^{-3}$  se consideran los valores solares de Grevesse & Sauval (1998) y  $[\alpha/\text{Fe}] = +0.4$ ; para  $Z_i = 4 \times 10^{-3}$  y  $Z_i = 8 \times 10^{-3}$ ,  $[\alpha/\text{Fe}] = +0.2$  y  $Z_\odot$  de Grevesse & Sauval (1998); para  $Z_i = 0.014$ ,  $[\alpha/\text{Fe}] = 0$  y  $Z_\odot$  de Lodders (2003) y para  $Z_i = 0.018$ , 0.03 y 0.04,  $Z_\odot$  de Grevesse & Sauval (1998) y  $[\alpha/\text{Fe}] = 0$ . Aunque existen datos solares más recientes, como por ejemplo, los de Asplund et al. (2021) utilizados en este trabajo, la diferencia en las abundancias no debería ser significativa en los modelos estelares ya que los valores de Grevesse & Sauval (1998) y los de Asplund et al. (2021) para los elementos de interés de este trabajo (C, N, O, Ne, Cl y Ar, como se verá más adelante) son de hecho consistentes dentro de las incertidumbres (excepto en el caso del O, en el que difieren en  $2\sigma$ ).

De los modelos publicados y no publicados de VEN se recopilaron los yields estelares para estrellas con masas iniciales entre 1 a  $8 M_\odot$  y ocho valores de metalicidad iniciales, desde  $Z_i = 0.0001$  y hasta  $Z_i = 0.04$ . Los yields recopilados de VEN y sus valores de  $M_i$ 's y  $Z_i$ 's abarcados se muestran en la Sección 2.6.

En la Figura 2.1 se muestran los yields de  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  y  $^{16}\text{O}$  y  $M_{\text{rem}}$  con respecto a las  $M_i$ 's de los modelos VEN, después de interpolar o extrapolar los datos originales. Se puede ver un cambio en el comportamiento de los yields entre 3 y  $4 M_\odot$ . Esto se debe a que los isótopos mostrados en la figura son afectados significativamente durante la fase de HBB, en la que aumenta la cantidad de  $^{14}\text{N}$  disponible y se consume el  $^{12}\text{C}$  y, en menor medida, el  $^{16}\text{O}$ . La masa mínima para que una estrella atraviese por esta fase depende de la metalicidad, y en los modelos de VEN esta masa mínima se encuentra entre 3 y  $4 M_\odot$ , siendo mayor para mayores  $Z_i$ . Debido a esto, en los tres paneles, los modelos con  $M_i \gtrsim 3.5 M_\odot$  presentan un decremento en su producción de  $^{12}\text{C}$  y un aumento en la producción de  $^{14}\text{N}$  en general para todas las metalicidades, así como un decremento en general de la producción de  $^{16}\text{O}$ . Los modelos para  $Z_i = 0.0001$  y  $Z_i = 0.0003$  muestran un aumento abrupto en los yields de  $^{14}\text{N}$  a  $M_i = 2.5 M_\odot$ . Los yields para esta masa no fueron interpolados, sino que provienen de las tablas originales de los autores y se debe a que, para esta masa, los yields aumentan en 3 órdenes de magnitud que los de las masas contiguas. La razón de este cambio no se comenta en los artículos publicados, por lo que se desconoce la razón de este comportamiento.

Algo importante a considerar sobre los yields para  $^{14}\text{N}$  de VEN, es que para la fase de gigante roja (RGB) de las estrellas con  $M_i \leq 3 M_\odot$  no se consideraron procesos extra de mezclado dentro de la estrella (que tienden a aumentar la disponibilidad de este isótopo en la superficie estelar), por lo que los yields de  $^{14}\text{N}$  deben considerarse únicamente como un límite inferior, ya que pueden subestimar el valor real de la abundancia de nitrógeno en  $\sim 0.2$  dex (Ventura et al., 2017).

Finalmente, en el último panel de la Figura 2.1, se puede ver que las  $M_{\text{rem}}$  siguen una tendencia creciente, aproximadamente monotónica, con las  $M_i$ . Esta tendencia es conocida, se ha estudiado ampliamente en la literatura (ver Weidemann, 2000, para una revisión sobre este tema) y se debe a que, a mayor  $M_i$ , la estrella puede pasar por un mayor número de pulsos que, a su vez, darán como resultado a una enana blanca de mayor masa como remanente (Kalirai et al., 2008; Weidemann, 2000; Cummings et al., 2018; Marigo, 2022). También se puede ver que, conforme aumenta  $Z_i$ , se obtienen remanentes estelares menos masivos (por ejemplo, la línea roja en este panel siempre está debajo de la línea morada, correspondientes a  $Z_i = 0.04$  y  $Z_i = 0.0001$ , respectivamente) lo cuál se debe a que la pérdida de masa durante la fase de AGB es proporcional a la metalicidad inicial (Vassiliadis & Wood, 1994; Bloeker, 1995; Kalirai et al., 2008; Meng et al., 2008).

### 2.2.2. Yields de Karakas y colaboradores

Para las LIMS, también se recopilaron los yields calculados por el grupo de Amanda Karakas y colaboradores, publicados en (Lugaro et al., 2012; Karakas, 2014; Fishlock et al., 2014; Shingles et al., 2015; Karakas & Lugaro, 2016; Karakas et al., 2018). En este conjunto de trabajos (llamados en adelante KAR), se presentaron yields para siete valores de  $Z_i$ , cubriendo cada uno una cantidad distinta de isótopos (de 115 a 328 isótopos), y distintos rangos de  $M_i$ , que en general van de  $M_i = 0.9 M_\odot$  a  $M_i = 8.0 M_\odot$ . Estos modelos fueron calculados con el código de evolución estelar MONASH, desde la fase de secuencia principal y hasta el final de la fase AGB, no incluyen rotación estelar y no consideran el proceso de *overshooting convectivo* (algo que los diferencia de los modelos de VEN).

Un proceso relevante en estos modelos consiste en la síntesis de elementos de captura lenta de neutrones (o elementos-s), los cuáles son producidos en los modelos a partir de un reservorio de  $^{13}\text{C}$  (a través de la reacción  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ , que produce suficientes neutrones como para generar dichos elementos). El origen de este reservorio, a su vez, se asume en una región de cierta masa donde ocurre el mezclado parcial (o PMZ, por las siglas en inglés de *partial mixing zone*), donde el  $^{12}\text{C}$  captura neutrones y forma  $^{13}\text{C}$ . Este fenómeno no suele tomarse en cuenta en otros modelos para LIMS (e.g., Ventura et al., 2017) debido a las incertidumbres que existen sobre la eficiencia de las reacciones que producen neutrones, así como en la eficiencia de su captura (Cristallo et al., 2009; Cescutti et al., 2018). En los modelos con  $M_i < 4.5 M_\odot$  de KAR, se exploraron distintos valores para la PMZ, siendo esta inversamente proporcional a la  $M_i$ . Para este trabajo, se recopilaron los yields de los modelos donde se utilizaron los valores recomendados por los autores para la PMZ, mostrados en la Tabla 2.1.

Intervalo de $M_i$ [ $M_\odot$ ]	PMZ [ $M_\odot$ ]
$M_i \leq 3$	$2 \times 10^{-3}$
$3 < M_i \leq 4$	$1 \times 10^{-3}$
$4 < M_i \leq 5$	$1 \times 10^{-4}$
$M_i > 5$	0

Tabla 2.1: Valores recomendados por KAR para la zona de mezclado parcial (PMZ) para cada intervalo de masa inicial ( $M_i$ ) en sus modelos calculados, utilizados en este trabajo para recopilar sus yields.

Debe considerarse que si bien, todos los modelos de KAR fueron calculados con el mismo código de evolución estelar, existen algunas diferencias en el tratamiento de la pérdida de masa en ellos ya que fueron calculados en referencias distintas. Las diferencias en la pérdida de masa se deben básicamente a diferencias en la dependencia de la tasa de pérdida con respecto a la luminosidad de las estrellas, lo cuál afecta directamente a los yields que se calculen en cada modelo. En los modelos de LIMS, suelen adoptarse dos tratamientos para la pérdida de masa: una para antes de que la estrella entre en la fase de AGB (pre-AGB) y otra durante esta fase, dado que antes y durante este estado evolutivo hay un cambio importante en su luminosidad. En Karakas (2014), Shingles et al. (2015) y Karakas & Lugaro (2016), no se considera pérdida de masa en la fase de pre-AGB, y durante esta se utiliza el formalismo de Vassiliadis & Wood (1993). En Lugaro et al. (2012) y Fishlock et al. (2014) se utiliza el formalismo de Bloeker (1995) para la fase de pre-AGB y a Vassiliadis & Wood (1993) para la AGB. En Karakas et al. (2018) no se asume pérdida de masa antes de la AGB y durante la fase AGB se utiliza a Vassiliadis & Wood (1993) en los modelos con  $M_i < 4 M_\odot$  y a Bloeker (1995) para  $M_i > 4 M_\odot$ . Como se mencionó antes, la pérdida de masa de Bloeker (1995) logra reproducir mejor lo observado en estrellas de masa  $M_i > 4 M_\odot$  (Groenewegen et al., 2009) mientras que la pérdida de masa de Vassiliadis & Wood (1993) funciona bien en estrellas que se enriquecen en C por el TDU (Karakas et al., 2018).

En la Figura 2.2 se muestran los yields de  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  y  $^{16}\text{O}$  y  $M_{\text{rem}}$  de los modelos estelares de KAR para distintas  $Z_i$  en función de las  $M_i$ 's, después de haber sido interpoladas o extrapoladas. Se puede ver que el cambio en la tendencia de los yields de  $^{12}\text{C}$  y de  $^{14}\text{N}$  (un decremento y un aumento, respectivamente) sucede entre  $M_i = 4.0$  y  $4.5 M_\odot$ , debido a que las estrellas con masas superiores a estos valores sufren HBB. También, el  $^{16}\text{O}$  sufre un decremento a partir de  $M_i \sim 4.5 - 5.0 M_\odot$ , lo cuál se debe también al HBB que comienza a ser importante en estas estrellas. En la comparación de  $M_{\text{rem}}$  con respecto a  $M_i$  se encuentra la

misma tendencia creciente que con los modelos de [VEN](#), donde a mayor masa inicial, mayor es la masa del remanente estelar. En este caso, la dependencia de  $M_{\text{rem}}$  con la metalicidad es menos clara, y esto se debe a la inhomogeneidad de la pérdida de masa en los modelos calculados. Esto también explica el punto de inflexión que muestran la mayoría de los modelos entre 3 y 4  $M_{\odot}$ , donde no sólo inicia el efecto del [HBB](#) sino también, cambia el tratamiento de la pérdida de masa en los modelos de [KAR](#)

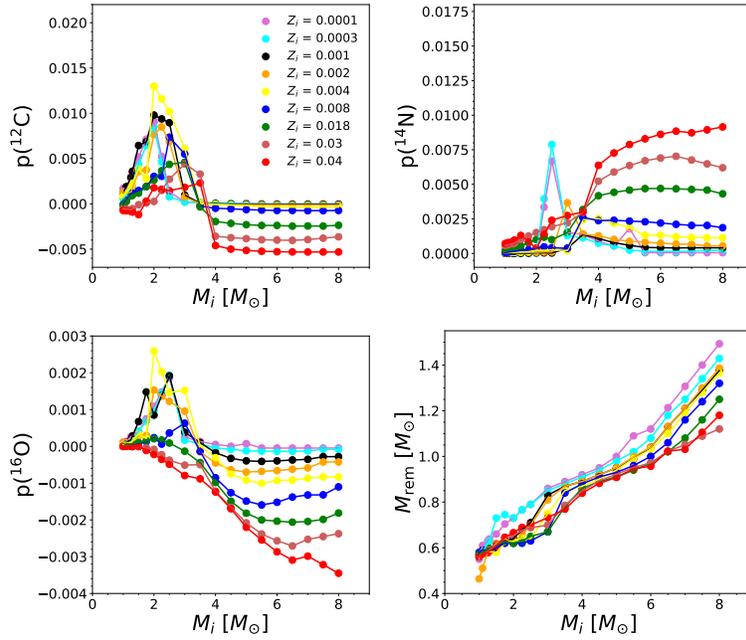


Figura 2.1: Yields de los datos originales y completados de VEN para  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  y  $^{16}\text{O}$  y  $M_{\text{rem}}$  con respecto a las masas iniciales ( $M_i$ ). Se muestran los valores para nueve metalicidades iniciales ( $Z_i$ ), cada una representada en un color distinto.

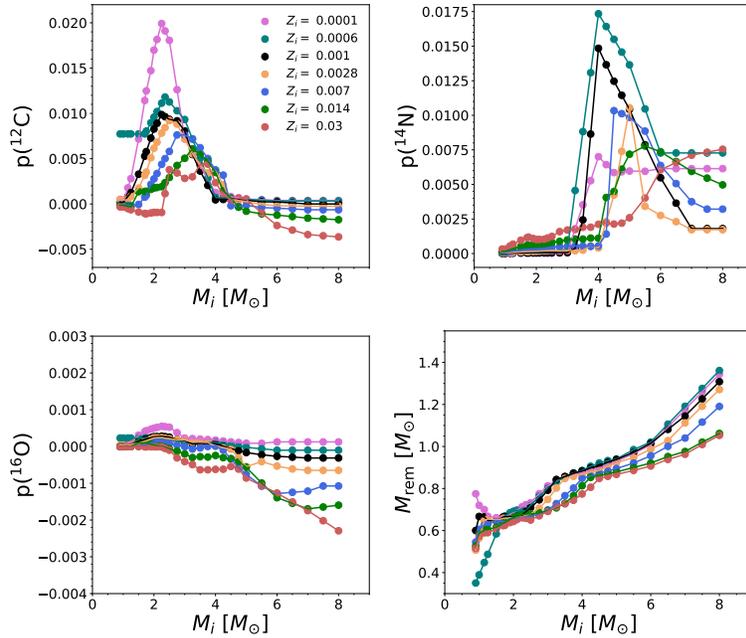


Figura 2.2: Yields de los datos originales y completados de KAR para  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  y  $^{16}\text{O}$  y  $M_{\text{rem}}$  con respecto a las masas iniciales ( $M_i$ ). Se muestran los valores para siete metalicidades iniciales ( $Z_i$ ), cada una representada en un color distinto.

### 2.3. Yields recopilados para Súper AGBs

Las estrellas súper AGBs son aquellas que ocupan el intervalo de masa inicial entre las estrellas LIMS y las MS. Aunque existen algunos modelos sencillos para estas estrellas (García-Berro & Iben, 1994), existen muy pocos estudios detallados sobre su nucleosíntesis y yields disponibles para estas estrellas en la literatura, siendo los únicos los de Doherty et al. (2014a), Doherty et al. (2014b) y Siess (2010). Esto se debe a que, a diferencia de las LIMS clásicas, estas estrellas pasan por miles de pulsos al final de su vida, haciendo a sus modelos computacionalmente difíciles de calcular (Siess, 2010; Ventura & D’Antona, 2010; Ventura et al., 2013). Se sabe que estas estrellas alcanzan temperaturas suficientes en sus núcleos como para llevar a cabo combustión de C, lo que lleva a un núcleo degenerado compuesto por O y Ne. A partir de esta fase, el remanente estelar que queda de estas estrellas dependerá de si domina la pérdida de masa o si domina el crecimiento del núcleo de la estrella: Si domina el primero, la estrella perderá su envolvente y el remanente será una enana blanca de O y Ne pero, si domina el crecimiento del núcleo, éste eventualmente colapsará (al llegar a una masa límite de  $\sim 1.37 M_{\odot}$ , Nomoto et al. 1984) y se formará una estrella de neutrones de baja masa. Aunque existen algunos estudios detallados sobre el límite en  $M_i$  a partir del cuál se tiene un remanente u otro (e.g. Eldridge & Tout, 2004; Siess, 2007) este no es claro, y depende significativamente de la metalicidad inicial de las estrellas (Doherty et al., 2010). El intervalo de  $M_i$  en el que existirán estas estrellas, por lo tanto, está definido por la masa mínima a la que sucede la combustión de C y la masa máxima a la que la estrella deja como remanente a una estrella de neutrones. Estas dos masas varían entre modelos estelares, ya que dependen del tratamiento de los límites convectivos, pero más recientemente ha llegado a un consenso aproximado entre distintos estudios, situando a estas estrellas en el intervalo de  $6 \leq M_i \leq 9 M_{\odot}$  para metalicidades cercanas a la solar (Girardi et al., 2000; Siess, 2007; Gil-Pons & García-Berro, 2002; Doherty et al., 2010).

Para el presente trabajo, se recopilaron los yields estelares calculados por Doherty et al. (2014a) y Doherty et al. (2014b) (par de artículos llamados en adelante DOH) donde se cubre un intervalo de  $6.5 \leq M_i \leq 9.0 M_{\odot}$  y se calcularon modelos para cinco  $Z_i$ 's (de  $Z_i = 0.0001 - 0.02$ ). Estos son los primeros modelos estelares para este tipo de estrellas calculados para un rango de  $Z_i$ , que consideran una cantidad significativa de pulsos térmicos al final de su vida y que consideran los efectos del TDU y el HBB. Siess (2010) también calcula yields estelares de súper AGBs para un rango de  $M_i$ 's y  $Z_i$ 's, sin embargo, sus modelos no incluyen TDU, por lo que no fueron recopilados en este trabajo.

Los modelos de DOH fueron generados con el código de evolución estelar MONSTAR y el programa MONSOON para los cálculos de nucleosíntesis (Frost & Lattanzio, 1996; Campbell & Lattanzio, 2008; Doherty et al., 2010). En los modelos para  $Z_i = 0.004, 0.008$  y  $0.02$ , Doherty et al. (2014a) utilizan la pérdida de masa de Bloeker (1995) para la fase antes de la combustión de C y la de Vassiliadis & Wood (1993) para la fases posteriores. Para los modelos de menor metalicidad ( $Z_i = 0.0001$  y  $Z_i = 0.001$ ), Doherty et al. (2014b) exploran el impacto de utilizar las dos prescripciones para la fase después de la combustión del C (utilizando en ambos, la pérdida de masa de Bloeker 1995 antes de esta fase). Aquí, se recopilaron los yields de Doherty et al. (2014b) calculados con la pérdida de masa de Vassiliadis & Wood (1993) después de la combustión de C, por consistencia con el resto de modelos. Además, esto no se espera que afecte significativamente a los yields de los isótopos de interés en este trabajo, ya que los isótopos más afectados por el tratamiento en la pérdida de masa son  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24,25,26}\text{Mg}$  y  $^{27}\text{Al}$  (Doherty et al., 2014b), que no son isótopos de los elementos seleccionados para su estudio en este trabajo.

Conforme las estrellas AGB pierden masa en los últimos pulsos de su vida, la masa que queda en el envolvente decrece, provocando que existan problemas numéricos y de convergencia en las ecuaciones de evolución estelar. Debido a esto, no es posible estudiar parte de su evolución en las últimas etapas de la vida de estas estrellas en la mayoría de los modelos. Para resolver (al menos parcialmente) este problema, y dado que por su masa se espera que las estrellas súper AGB sufran de una cantidad de pulsos considerable al final de su vida, DOH “extrapolan” sus modelos estelares, extendiendo el cálculo de la evolución estelar a un mayor número de pulsos. Al hacer esto, encuentran que puede llevarse a cabo un TDU tardío, que lleva a cambios importantes en los yields de algunos isótopos, entre ellos  $^{12}\text{C}$  (el cual, puede aumentar en hasta 0.5 dex). Los autores proveen yields tanto para sus modelos no extrapolados como para los extrapolados de los que, para este trabajo, se

recopilaron los yields de los modelos del segundo caso, dado que permiten tener una idea más completa de la evolución de estas estrellas y del material que inyectan al ISM durante su muerte estelar.

En la Figura 2.3 se muestran los yields recopilados de DOH para  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  y  $^{16}\text{O}$ , después de interpolar o completar sus datos originales. Se puede ver que los modelos de menor metalicidad inicial ( $Z_i = 0.0001, 0.001$  y  $0.004$ ) tienen yields positivos de  $^{12}\text{C}$ , lo cual se debe a que son los modelos más afectados por el TDU tardío, que enriquece a las estrellas en este elemento. Aunque todos los demás modelos también llevan a cabo este proceso en sus últimos pulsos, cuando la metalicidad es mayor, éste no es lo suficientemente eficiente como para contaminar de forma importante la superficie estelar con C, al menos en las  $Z_i$ 's estudiadas (Doherty et al., 2014b). También, se puede ver que la producción de  $^{12}\text{C}$  es menos eficiente conforme aumenta  $M_i$ , lo cual, se debe a que la cantidad de masa dragada durante el TDU disminuye con la masa inicial y con ello, la eficiencia del TDU (Doherty et al., 2014a). Lo mismo se puede ver para  $^{14}\text{N}$  que aunque es producido durante el HBB, la eficiencia a la que se produce disminuye por las mismas razones conforme aumenta  $M_i$ . Al igual que en las estrellas AGB, la masa de los remanentes estelares de las súper-AGBs aumenta conforme aumenta la  $M_i$ , y se esperan remanentes más masivos a menores  $Z_i$ 's.

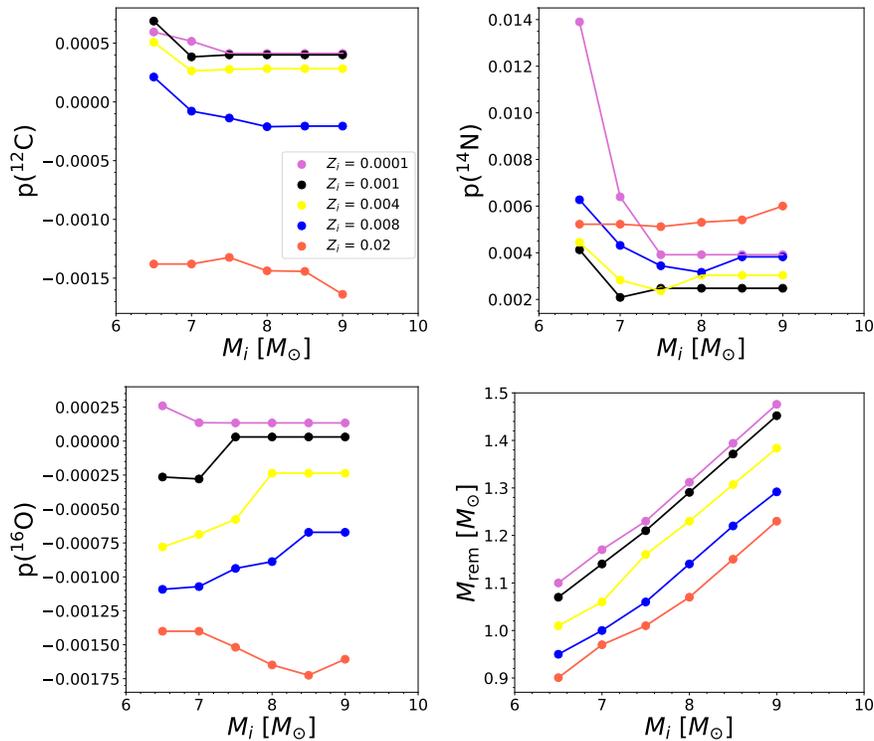


Figura 2.3: Yields de los datos originales y completados de DOH para  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  y  $^{16}\text{O}$  y  $M_{\text{rem}}$  con respecto a las masas iniciales ( $M_i$ ). Se muestran en diferentes colores los valores para cinco metalicidades iniciales ( $Z_i$ ).

## 2.4. Yields recopilados para MS

### 2.4.1. Yields de Nomoto et al. (2013)

Nomoto, Kobayashi y colaboradores han calculado distintos modelos para estrellas masivas con distintas metalicidades a lo largo de los años (e.g., Nomoto et al., 2006; Kobayashi et al., 2006, 2011; Tominaga et al., 2014). En Nomoto et al. (2013) se presenta una recopilación de sus yields para 83 isótopos, de H a  $^{73}\text{Ge}$ . Todos los modelos publicados en estas referencias en adelante se llamarán NOM, por simplicidad. Sus modelos

estelares, abarcan el rango  $Z_i = 0.0 - 0.2$  y fueron calculados con la última versión de su código de evolución estelar, inicialmente presentado en [Nomoto & Hashimoto \(1988\)](#).

En sus modelos, calculan la producción y eyección de elementos químicos a través de tres tipos de muerte estelar: explosiones de supernovas (SNe, explosiones con energías cinéticas típicas de  $10^{51}$  erg), hipernovas (HNe, supernovas con energía de explosión superior a  $\sim 10^{53}$  erg) y supernovas por inestabilidad de pares (PISNe, explosiones con energías similares a las supernovas pero en las que todo el material de la estrella es eyectado durante la explosión). Durante la explosión de las estrellas en sus modelos, se asume un proceso llamado *mixing and fallback*, en donde parte del material mezclado en el interior estelar cae al remanente y otra parte es eyectada al ISM por la explosión. La cantidad de material que cae al remanente, depende de la energía en la explosión, el potencial gravitacional y la esfericidad de la estrella ([Moriya et al., 2010](#)) por lo que el material eyectado (y con ello, los yields estelares) cambian dependiendo del tipo de explosión que se considere. Ninguno de sus modelos considera rotación estelar y en todos se supone que las SNe eyectan  $0.07 M_\odot$  de Fe para reproducir las curvas de luz y los espectros de SNe observadas ([Nomoto et al., 1993, 1994](#)). Por otro lado, los parámetros involucrados en el *mixing and fallback* de las HNe fueron seleccionados con el fin de obtener  $[O/Fe] \sim 0.5$  en cada modelo, cociente observado en estrellas de muy baja metalicidad que se cree, son las progenitoras de este tipo de explosión ([Kobayashi et al., 2006; Umeda & Nomoto, 2002](#)).

Aquí se recopilaron sus yields para explosiones de SNe y HNe, para todos los valores de masa y metalicidad iniciales disponibles. Puesto que observacionalmente no se ha podido confirmar la existencia de las PISNe (que se espera, produzcan cantidades significativas de S y Fe y elementos-s [Umeda & Nomoto 2002; Cayrel et al. 2004; Kobayashi et al. 2011; Keller et al. 2014](#)), no fueron incluidas en este trabajo.

Un aspecto muy importante sobre los yields de NOM, es que únicamente representan lo procesado por las estrellas durante la nucleosíntesis explosiva (ya sea SNe, HNe o PISNe), sin considerar la nucleosíntesis que ocurre durante la fase de pre-SNe, en la que sólo se toma en cuenta la pérdida de masa (ver Ecuación 8 de [Kobayashi et al., 2000](#)). Esto afecta significativamente a elementos como el C, N y O, que son sintetizados en cantidades importantes durante la fase de pre-SNe. Por ejemplo, los modelos para MS de [Maeder \(1992\)](#) consideran tanto la nucleosíntesis durante la fase de pre-SNe como durante la explosión, y en ellos se encuentra que la contribución de C y O durante la pre-SNe es significativa, siendo más importante a mayores  $M_i$  y  $Z_i$  (por ejemplo, los yields de C serán hasta 8 veces mayores si se considera la nucleosíntesis en la fase de pre-SNe a si sólo se considera su síntesis durante la SN, según sus modelos para  $M_i = 120 M_\odot$  y metalicidad solar). Debido a esto, los yields de NOM estarán subestimados en algunos elementos (principalmente, He, C, N y O).

Como ya se mencionó los distintos autores proporcionan los yields en diferentes formatos. Mientras que NOM únicamente se sustrajo la abundancia de cada especie química al momento de la formación de las estrellas para los metales, en los yields de los elementos más ligeros (como H y He), se incluye también lo que existía al momento de su formación (Chiaki Kobayashi, comunicación privada). Esto se puede ver en sus tablas de yields, donde los yields para H son positivos, por ejemplo. Para obtener las fracciones de masa de H y He de lo procesado y eyectado por las estrellas, en este trabajo se corrigieron los yields de H y He utilizando la expresión:

$$M_i p_{H,He} = M_i p_{H,He}^{NOM}(M_i, Z_i) + Y_0(Z_i)(M_{SNe} - M_{rem}), \quad (2.1)$$

donde  $p_{H,He}$  son los yields de H y He corregidos,  $p_{H,He}^{NOM}$  son los yields de las tablas de NOM (no corregido),  $Y_0(Z_i)$  es la fracción de masa inicial de He de cada modelo,  $M_{SNe}$  es la masa de la estrella al entrar en la fase de SNe y  $M_{rem}$  es la masa del remanente estelar. Para calcular los valores de  $Y_0(Z_i)$ , se asumió un crecimiento lineal de  $Y_0$  con  $Z_i$ , utilizando las ecuaciones 4 y 5 de [Mollá et al. \(2015\)](#). Estas ecuaciones cumplen que  $Y_0(Z_i = 0) = Y_p$  y  $Y_0(Z_i = 0.02) = Y_\odot$ , donde  $Y_p$  y  $Y_\odot$  son las fracciones de masa de He primordial y solar, respectivamente. Para  $Y_p$ , se utilizó el valor de [Planck Collaboration et al. \(2020\)](#) y  $Y_\odot$  se tomó de [Asplund et al. \(2021\)](#). En [Tominaga et al. \(2014\)](#), no se reportan las masas  $M_{SNe}$  para los modelos con  $Z_i = 0.05$ , por lo que se descartaron estos modelos, al no ser posible corregir sus yields de H y He.

Los yields de  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  y  $^{16}\text{O}$  y las  $M_{\text{rem}}$  recopilados de [NOM](#) (tanto los datos originales, como los completados en  $M_i$ ) se muestran en la Figura 2.4, con respecto a los valores de  $M_i$  (puntos) y para los modelos de distinta  $Z_i$ , mostrados en líneas de diferente color. Durante el quemado de H y He, la masa de los remanentes es mayor conforme aumenta la masa inicial (como se mencionó para las [AGBs](#)). En la evolución de las estrellas masivas, después del quemado de C, el tamaño del núcleo ya no depende principalmente de la  $M_i$  de la estrella, sino más bien de cómo comparan la pérdida de energía por fotones y la pérdida por neutrinos. Esto implica que  $M_{\text{rem}}$  en estrellas masivas ya no crece monótonicamente con  $M_i$ , como se puede ver en el último panel de la Figura 2.4.

### 2.4.2. Yields de Limongi & Chieffi (2018)

Chieffi y Limongi han calculado varios conjuntos de yields para estrellas masivas ([Chieffi et al., 1998](#); [Chieffi & Limongi, 2002, 2004, 2013](#)). En el trabajo más reciente, [Limongi & Chieffi \(2018\)](#) presentan los yields de 338 isótopos (del H al  $^{209}\text{Bi}$ ) para ocho valores de masa inicial de 13 a  $120 M_{\odot}$  y cuatro metalicidades iniciales de 0.0001 a 0.0138. Además, consideran el impacto de la rotación estelar, explorando tres velocidades de

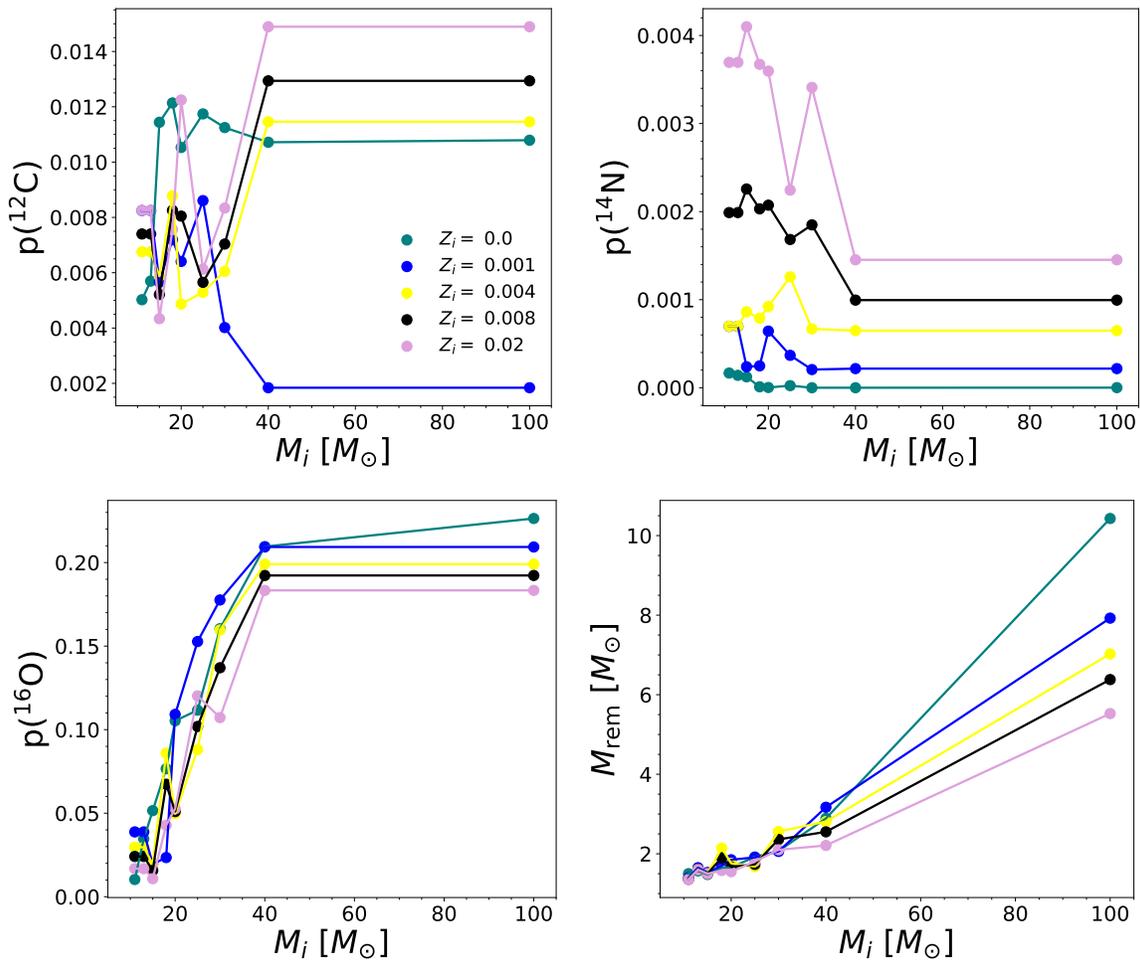


Figura 2.4: Yields de los datos originales y completados de [Nomoto et al. \(2013\)](#) (NOM) para  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  y  $^{16}\text{O}$  y  $M_{\text{rem}}$  con respecto a las masas iniciales ( $M_i$ ). En distintos colores se muestran cinco metalicidades iniciales ( $Z_i$ ).

rotación iniciales (ecuatoriales y al inicio de la secuencia principal) de 0, 150 y 300  $\text{kms}^{-1}$ . Todos estos yields son públicos y se encuentran en el repositorio O.R.F.E.O. (Online Repository for the Franec Evolutionary Output).

Sus modelos estelares fueron calculados utilizando la mejor y última versión del código de evolución estelar FRANEC. En este código, cada estrella evoluciona desde la secuencia principal hasta la explosión de supernova. En él, se resuelven las ecuaciones sobre la estructura física y la evolución química de forma simultánea, se considera *overshooting* convectivo, y se considera un aumento en la pérdida de masa tanto por la formación de polvo en la atmósfera estelar como por la rotación estelar en los modelos con este fenómeno (van Loon et al., 2005; Heger & Langer, 2000). El efecto de la rotación en la estructura estelar sigue el formalismo de Meynet & Maeder (1997). Estos modelos estelares consideran tanto la nucleosíntesis en la etapa de pre-SNe, como la nucleosíntesis durante la supernova. En ellos, las composiciones iniciales de las estrellas se escalan a las abundancias solares de Asplund et al. (2009), considerando un enriquecimiento en  $[\alpha/\text{Fe}]$  sólo para los modelos con  $Z_i$  menores a la solar <sup>2</sup>. Al igual que en los modelos de NOM, el cálculo de los modelos se detiene cuando las estrellas eyectan una cantidad total de  $0.07 M_\odot$  de  $^{56}\text{Ni}$  (que decae a  $^{56}\text{Fe}$ ) para reproducir las observaciones (e.g., Nomoto et al., 1993, 1994). Con estas consideraciones, los autores calculan tres conjuntos o *sets* de modelos estelares, explorando distintos escenarios para estas estrellas:

- *Set F*: Conjunto de modelos sin la región de *mixing and fallback*.
- *Set M*: Consideran el proceso de *mixing and fallback*, en el que durante la explosión parte del material es eyectado pero otra parte es atraído gravitacionalmente hacia el remanente estelar. La base de la región dónde se lleva a cabo este proceso se toma donde se cumple que  $[\text{Ni}/\text{Fe}] = 0.2$  y el límite externo se supone en la base de la capa donde se lleva a cabo la combustión de oxígeno.
- *Set R*: Conjunto recomendado por los autores, en el que todas las estrellas con  $M_i > 25M_\odot$  colapsan a un agujero negro después de la fase pre-SNe (las estrellas de masa menor se comportan como las del set M). Es decir, los yields de este set para  $13 < M_i < 25M_\odot$  incluyen tanto lo producido en la fase de pre-SNe como durante la SN, mientras que los de las estrellas con  $M_i > 25M_\odot$  únicamente consideran lo producido durante la fase de pre-SNe.

En este trabajo, se descargaron las tablas de yields de los tres conjuntos de modelos del repositorio O.R.F.E.O., para todas las masas, metalicidades y velocidades de rotación disponibles, y se realizó con cada una de ellas el proceso mencionado al inicio de este capítulo. Las masas de los remanentes estelares se solicitaron directamente a los autores, y desde entonces se encuentran disponibles en el repositorio.

En la Figura 2.5 se muestran los yields sin rotación estelar de  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  y  $^{14}\text{N}$  del set *R* (primera fila), *M* (segunda fila) y *F* (tercera fila). Se ve que los yields del set *R* son cero para  $M_i > 25M_\odot$ , excepto para los modelos con  $Z_i = 0.01345$ . En estos modelos, la pérdida de masa durante la fase de pre-SN es lo suficientemente eficiente como para que los yields de  $^{12}\text{C}$  sean distintos de cero. La eficiencia en la pérdida de masa en metalicidades menores se reduce drásticamente (la pérdida de masa es proporcional a  $Z_i^{0.85}$ ), lo que implica yields de este elemento iguales a cero para masas  $M_i > 25M_\odot$ . Algo similar, se puede ver en los yields de  $^{14}\text{N}$  de los modelos de este set para  $Z_i = 0.01345$  y  $Z_i = 0.003236$ , que son distintos de cero cuando  $M_i > 25M_\odot$  por la misma razón. El  $^{16}\text{O}$ , por otro lado, es producido principalmente por las estrellas masivas durante las fases posteriores a la secuencia principal, por lo que sus yields son cero a partir de  $M_i = 25 M_\odot$ . Debido a la suposición del final de la vida de las estrellas con  $M_i = 25 M_\odot$ , estos yields están subestimados al no considerar la contribución durante la explosión de SN. Por otro lado, en la segunda y tercera filas de la Figura 2.5 se puede ver que los yields de los sets *M* y *F* son muy similares entre sí. En esta figura, también se puede ver que las diferencias entre los distintos sets conllevan masas de remanentes diferentes, lo que es esperable. Se puede ver que, aunque todos los modelos de los sets *F* y *M* eyectan la misma masa de  $^{56}\text{Ni}$ , cambian las masas de los remanentes de un valor de metalicidad a otro. Se puede ver que las  $M_{\text{rem}}$  del set *R* son distintas a las de los otros dos sets, lo que implica obtener remanentes mucho más masivos por la suposición de que todas las estrellas con  $M_i > 25 M_\odot$  colapsan a un agujero negro.

<sup>2</sup>Utilizando los valores observados en estrellas de baja metalicidad de Cayrel et al. (2004) y Spite et al. (2005).

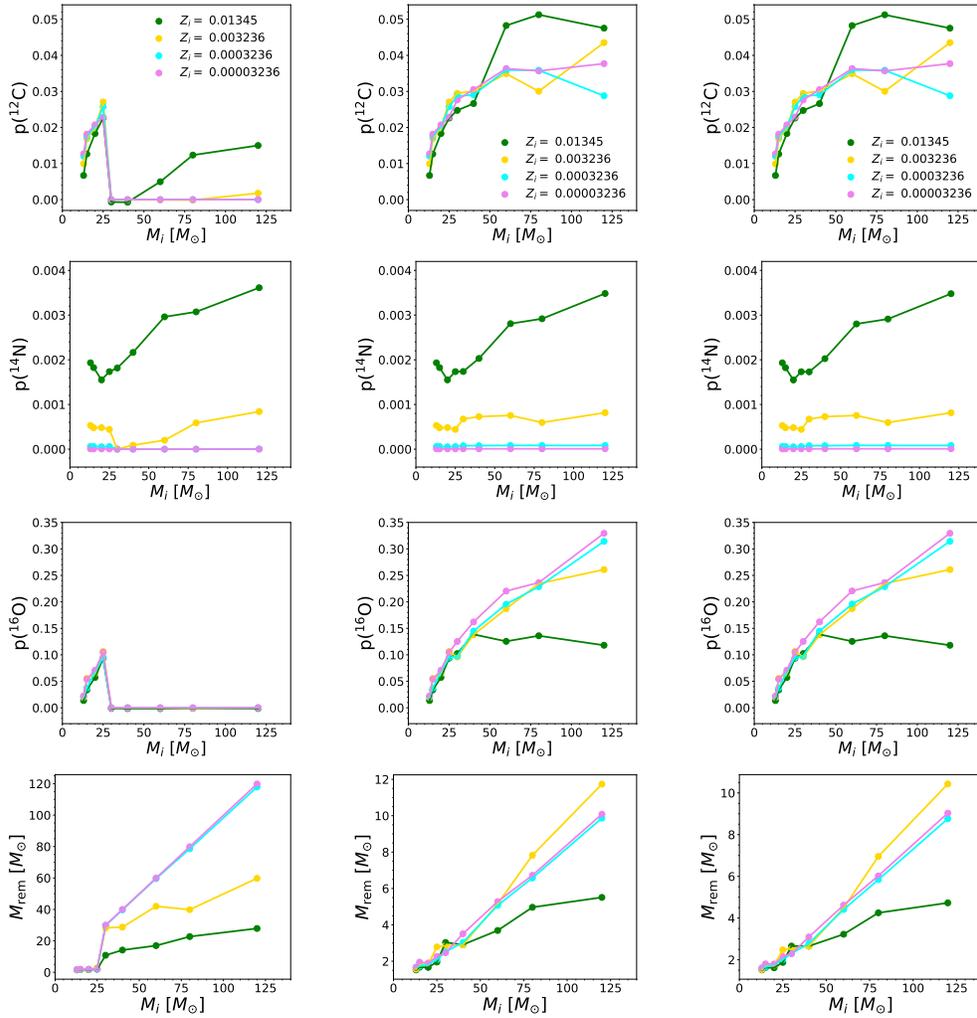


Figura 2.5: Yields de los datos originales y completados de [Limongi & Chieffi \(2018\)](#) para  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  y  $^{16}\text{O}$  y  $M_{\text{rem}}$  respecto a las masas iniciales ( $M_i$ ). Se muestran los valores para cuatro metalicidades iniciales ( $Z_i$ ), cada una representada en un color distinto, de los sets R (primera columna), M (segunda columna) y F (tercera columna).

## 2.5. Yields recopilados para SNe Ia

En este trabajo, también se recopilieron los yields de [Leung & Nomoto \(2018\)](#) para explosiones de SNe del tipo Ia (SNe Ia). Estas explosiones consisten en sistemas binarios donde al menos una de las estrellas es una enana blanca. Si esta enana blanca acreta material de su compañera, puede acercarse a una masa crítica (de  $\sim 1.47 M_{\odot}$ , conocida como masa de Chandrasekhar, [Boshkayev et al. 2013](#)) a la que reiniciará las reacciones nucleares en su núcleo degenerado, haciéndola inestable y conllevando una explosión altamente energética. Las SNe Ia son una de las fuentes más importantes de Fe y de elementos del pico de Fe (e.g., Cr, Mn, Fe, Co, Ni) en las galaxias ([Nomoto et al., 1984](#); [Matteucci, 2012](#); [Kobayashi et al., 2020](#); [Palla, 2021](#)). Sin embargo, tanto las estrellas progenitoras que originan estas explosiones como el mecanismo de explosión siguen siendo un problema intensamente debatido en la literatura ([Hillebrandt & Niemeyer, 2000](#); [Maoz et al., 2014](#); [Soker, 2019](#); [Ruiter, 2020](#)). Por ejemplo, existen dos sistemas principales de binarias que se proponen como progenitoras de este tipo de explosión: en el primero, una enana blanca acreta material de una estrella

no degenerada (que no ha agotado su combustible nuclear) y en el segundo, se tiene un sistema binario de dos enanas blancas. No obstante, trabajos teóricos más recientes han propuesto más escenarios, por lo que no se tiene claro si alguno de los escenarios es más probable o si estas explosiones pueden suceder a partir de un mayor número de combinaciones estelares en sistemas binarios (Maoz et al., 2014).

En los modelos de Leung & Nomoto (2018), se considera el primer escenario, iniciando con una enana blanca compuesta de C y O, con una masa sub-Chandrasekhar de  $1.38 M_{\odot}$  (que corresponde a una densidad central de  $3 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$ ). Esta estrella acreta material y utilizando un código 2D hidrodinámico acoplado a un código que calcula la nucleosíntesis para 495 isótopos, de  $^1\text{H}$  a  $^{91}\text{Tc}$ , se resuelven las ecuaciones de equilibrio hidrostático suponiendo una composición uniforme y un  $\text{C/O} = 1$  en la enana blanca. La metalicidad inicial de cada enana blanca se escala con la fracción de masa de  $^{22}\text{Ne}$ , que se produce en los modelos a partir de las fracciones en masa de C, O y N.

En total, Leung & Nomoto (2018) calculan 41 modelos estelares para SNe Ia. En estos modelos, se explora el impacto de cambiar algunos parámetros físicos en estas explosiones, entre ellos, la densidad central de la enana blanca, su cociente C/O, su metalicidad inicial, así como el tratamiento hidrodinámico de la explosión. Para este trabajo, se recopilaron los yields estelares que resultan de sus modelos donde se utilizan los parámetros típicos para una SNe Ia, descritos como sigue.

Utilizando estos yields, Leung & Nomoto (2018) encuentran que en su modelo con metalicidad solar se obtienen abundancias de  $^{22}\text{Ne}$  consistentes con las abundancias solares de Lodders (2010), considerando las incertidumbres. Esto sugiere que los modelos están bien calculados, dado que no se espera que el Sol altere esta cantidad a lo largo de su vida. Esto es una ventaja de este conjunto de yields a los del llamado *modelo W7* (Nomoto et al., 1984; Iwamoto et al., 1999), ampliamente utilizados en la literatura debido a que si bien, los del modelo W7 reproducen el aumento de  $[\text{Mn}/\text{Fe}]$  con  $[\text{Fe}/\text{H}]$  y el decremento de algunos elementos- $\alpha$  en la vecindad solar (Kobayashi et al., 2006), predicen un  $[\text{Ni}/\text{Fe}]$  mayor al observado en altas metalicidades ( $[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -1$ , Kobayashi et al. 2020; Palla 2021).

Aquí se recopilaron los yields de Leung & Nomoto (2018) para todos los valores de  $Z_i$  disponibles. La Figura 2.6 muestra los yields de  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  y  $^{56}\text{Fe}$  (líneas de color morado, naranja, verde y azul, respectivamente) de Leung & Nomoto (2018). En esta figura, la línea morada (yields de  $^{12}\text{C}$ ) y la línea naranja (yields de  $^{14}\text{N}$ ) se traslapan, debido a que ambos son consumidos al momento de la explosión y son muy cercanos a cero en todos los modelos de SNe Ia. Se puede ver que a mayor  $Z_i$ , se produce una mayor cantidad de  $^{56}\text{Fe}$ , siendo este elemento uno de los principales productos de este tipo de explosiones (Nomoto et al., 1994).

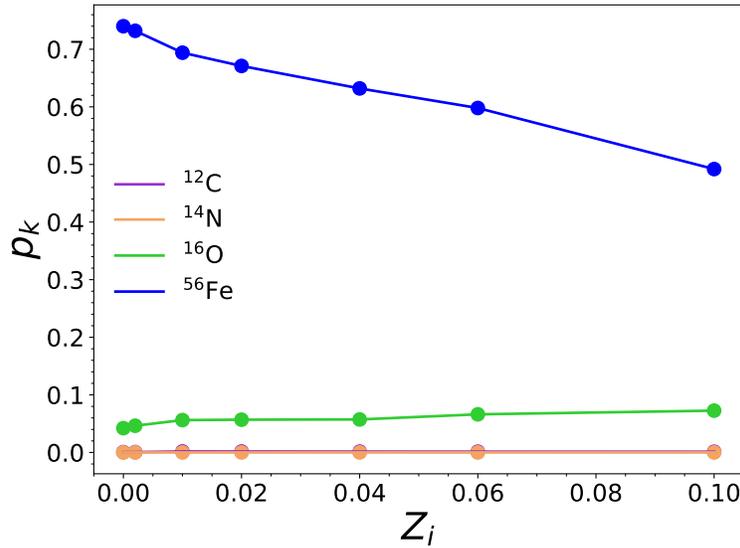


Figura 2.6: Yields de  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  y  $^{56}\text{Fe}$  (en colores morado, naranja, verde y azul, respectivamente) en función de la metalicidad inicial ( $Z_i$ ) de cada modelo, recopilados y completados de [Leung & Nomoto \(2018\)](#) para SNe Ia.

## 2.6. Primera matriz de yields estelares

Todos los yields recopilados para LIMS, Súper AGB, MS y SNe Ia, descritos en las secciones anteriores, se muestran en la Tabla 2.2, con los valores de  $Z_i$ 's que cubre cada conjunto y las  $M_i$ 's de cada tabla de yields. Se muestran también los valores de velocidad de rotación ( $v_{rot}$ ) que cubre cada conjunto.

Una vez recopilados los yields, se seleccionó una primera combinación de yields para LIMS y para MS a utilizarse en los primeros modelos de evolución química calculados para la vecindad solar. La primera combinación seleccionada está conformada por los yields de VEN para LIMS y los yields de NOM para MS (sin considerar las súper AGB entre estos dos grupos).

Como se explicó en la Sección 2.1, los yields de cada referencia se interpolaron o completaron de forma que abarcaran un rango uniforme en  $M_i$  para todas las  $Z_i$ 's. Para realizar la primera combinación de yields para LIMS y para MS, también es necesario homogeneizar los yields para que abarquen los mismos valores de  $Z_i$  en los dos grupos estelares. Para hacer esto, se completaron los yields de LIMS (de VEN) o de MS (de NOM) con las  $Z_i$ 's faltantes, y los yields de estas metalicidades agregadas se calcularon interpolando linealmente entre los yields de las metalicidades contiguas de la misma referencia. Si la  $Z_i$  era mayor o menor al rango de metalicidades abarcado en cada referencia, los yields de estas metalicidades se supusieron idénticos a los de la  $Z_i$  más próxima. De esta forma, la primera matriz de yields utilizada cubre los valores de  $Z_i = 0.00, 0.0001, 0.0003, 0.001, 0.002, 0.004, 0.008, 0.018, 0.02, 0.03$  y  $0.04$  de forma uniforme para LIMS y para MS.

Cómo se mencionó en las secciones anteriores, después de procesarlos en este trabajo, los yields de VEN cubren de forma uniforme las masas  $1 \leq M_i \leq 8 M_\odot$  y los yields de NOM abarcan el rango  $11 \leq M_i \leq 100 M_\odot$ . La IMF utilizada (de [Kroupa et al. 1993](#), descrita en el Capítulo 4) abarca de  $0.01 M_\odot$  a  $M_{up}$ , donde  $M_{up}$  es un parámetro libre en los modelos de evolución química inferido para reproducir las observaciones. La matriz de yields para LIMS y MS debe cubrir todo el rango de  $M_i$ 's abarcado por la IMF, para que el código de evolución química pueda asignar los yields a toda estrella. Debido a esto, se completaron los yields estelares para los intervalos de  $M_i$  que no cubren las tablas de yields de VEN y NOM y se asignaron los yields

Estrellas	Referencia	$Z_i$ s	$M_i$ s ( $M_\odot$ )	$v_{rot}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )
LIMS	VEN	0.0001	1.00 – 6.00	0
		0.0003	1.00 – 7.50	
		0.001	1.00 – 7.50	
		0.002	1.25 – 7.50	
		0.004	1.00 – 7.50	
		0.008	1.00 – 8.00	
		0.018	1.00 – 8.00	
		0.03	1.00 – 8.00	
		0.04	1.00 – 8.00	
	KAR	0.0001	0.09 – 6.00	0
		0.0006	1.70 – 6.00	
		0.001	1.00 – 7.00	
		0.0028	1.15 – 7.00	
		0.007	1.00 – 7.50	
		0.014	1.00 – 8.00	
Súper AGBs	DOH	0.0001	6.50 – 7.50	0
		0.001	6.50 – 7.50	
		0.004	6.50 – 8.00	
		0.008	6.50 – 8.50	
		0.02	7.00 – 9.00	
MS	NOM	0.00	11 – 100	0
		0.001	13 – 40	
		0.004	13 – 40	
		0.008	13 – 40	
		0.02	13 – 40	
	LC18	0.00003236	13 – 120	0, 150, 300
		0.0003236	13 – 120	
		0.003236	13 – 120	
		0.035	13 – 120	

Tabla 2.2: Intervalos de masas iniciales  $M_i$ , metalicidades iniciales  $Z_i$  y velocidades de rotación inicial  $v_{rot}$  que cubren los yields de estrellas de masa baja a intermedia y estrellas masivas de cada referencia, recopilados en este trabajo. **VEN** representa los yields solicitados por comunicación privada a Paolo Ventura; **KAR** corresponde a los yields de Karakas y colaboradores; **DOH** representa los yields de [Doherty et al. \(2014a\)](#) y [Doherty et al. \(2014b\)](#); **NOM** corresponde a los yields recopilados por [Nomoto et al. \(2013\)](#) y **LC18** a los yields calculados por [Limongi & Chieffi \(2018\)](#).

estelares a cada intervalo de  $M_i$  de la siguiente manera:

- $0.01 < M_i < 0.9 M_\odot$ : No contaminan el **ISM** (tienen yields = 0)
- $0.9 < M_i \leq 1.0 M_\odot$ : **VEN** para  $M_i = 1.0 M_\odot$ .
- $1.0 < M_i \leq 8.0 M_\odot$ : **VEN**
- $8.0 < M_i \leq 9.0 M_\odot$ : **VEN** para  $M_i = 8.0 M_\odot$ .
- $9.0 < M_i \leq 11.0 M_\odot$ : **NOM** para  $M_i = 11.0 M_\odot$ .
- $11.0 < M_i \leq 100.0 M_\odot$ : **NOM**
- $100.0 < M_i \leq M_{up} M_\odot$ : **NOM** para  $M_i = 100.0 M_\odot$ .

Cabe mencionar que, en los casos en los que se extienden los yields estelares de **VEN** y/o **NOM** a otras masas iniciales, se está suponiendo que las estrellas son igualmente eficientes en producir las especies químicas, pero no que eyectan la misma cantidad de estas al **ISM** (debido a que esta última cantidad depende de la  $M_i$  de cada estrella, de la forma  $M_i p_k$ ).

La Figura 2.7 muestra, como ejemplo, los yields de  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  y  $^{16}\text{O}$  para todo el rango de  $M_i$ 's y para todas las  $Z_i$ 's de la matriz. En este caso, se consideró una  $M_{up} = 120 M_\odot$  debido a que es la masa máxima que abarcan los modelos de los que se recopilaron los yields (dada por los yields de (Limongi & Chieffi, 2018)). Se muestran dos intervalos de  $M_i$ : en los paneles izquierdos, se muestra el rango de 0 a  $9.5 M_\odot$ , donde los yields hasta  $M_i = 9.0 M_\odot$  corresponden a los de **VEN**; y los paneles de la derecha muestran el intervalo de  $M_i > 9.5 M_\odot$ , donde se utilizaron los yields de **NOM** para las estrellas **MS**.

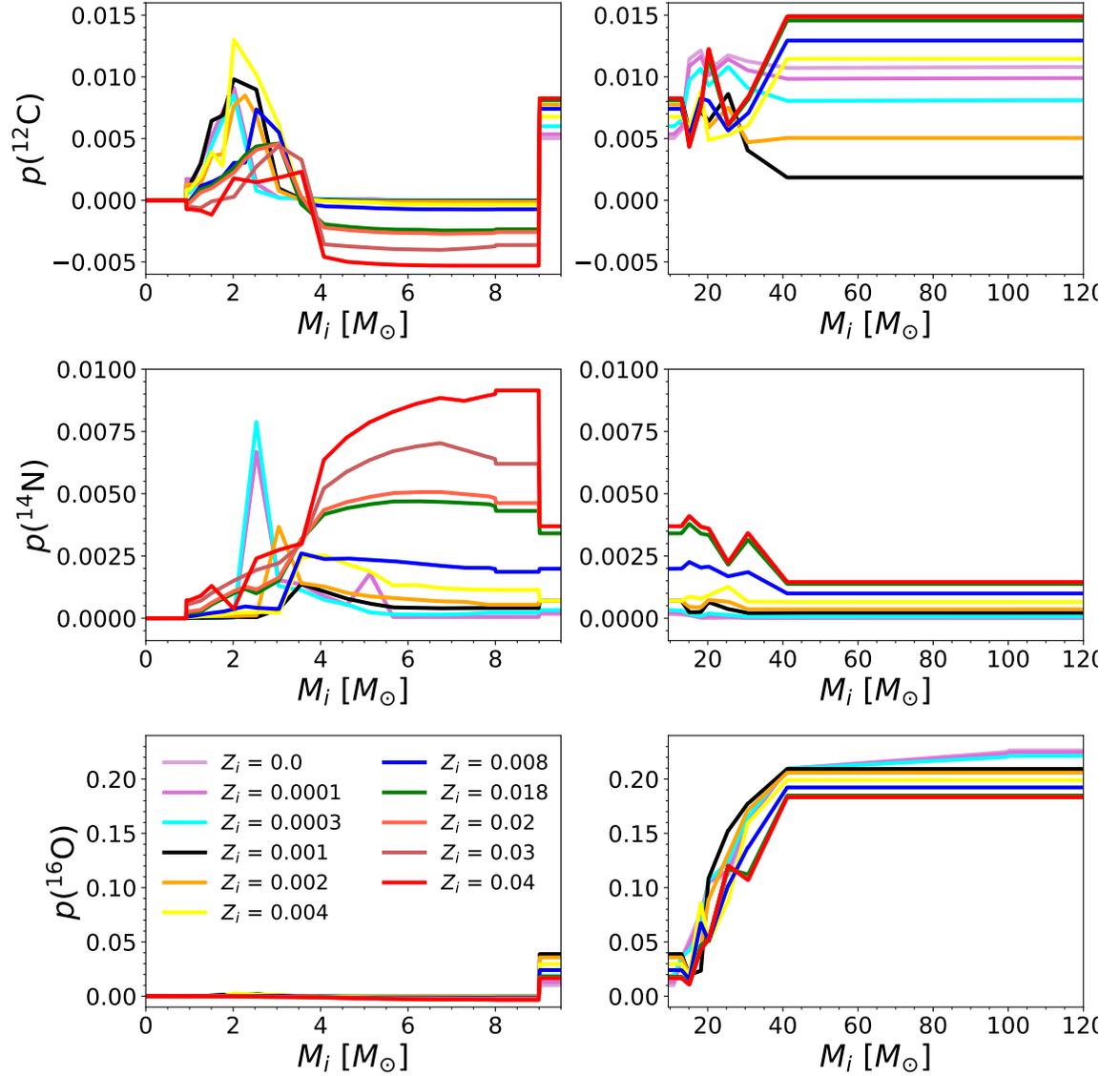


Figura 2.7: Yields de  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  y  $^{16}\text{O}$  de la matriz construida a partir de los yields de VEN para LIMS y de NOM para MS. Los paneles izquierdos muestran el rango de  $0 \leq M_i \leq 9.5 M_\odot$ , donde se utilizaron los yields de VEN hasta  $M_i = 9.0 M_\odot$ . Los paneles en la derecha muestran los yields para  $M_i > 9.5 M_\odot$ , donde para  $M_i > 9.0 M_\odot$  se utilizaron los yields de NOM. Los colores muestran distintos valores de metalicidad inicial  $Z_i$ , mostrados en el penúltimo panel.



# 3

## NEBULOSAS FOTOIONIZADAS Y ESTRELLAS

Los patrones de las abundancias químicas observadas en nebulosas fotoionizadas y en estrellas dependen de la historia química de las galaxias. De esta forma, la comparación de los modelos de evolución química con estas observaciones permite restringir sus parámetros libres y las suposiciones consideradas.

En relación a las abundancias químicas, en este trabajo se utilizaron tres tipos de objetos para restringir los CEMs a distintos tiempos en la historia de nuestra galaxia: regiones H II, PNs y estrellas. La composición química de estos objetos representa la composición del ISM en distintos tiempos de la historia galáctica, como se explicó en el Capítulo 1.

Para todos los objetos se recopilaron las abundancias de O por ser éste el único elemento en común con abundancias bien determinadas. El O tiene líneas intensas tanto en los espectros estelares como en nebulosas ionizadas, lo que permite determinar sus abundancias en un gran número de objetos. En regiones H II el O representa la composición del ISM en el presente. En PNs, esto es menos claro: algunos modelos de evolución estelar predicen que el O puede estar auto-contaminado (e.g., Pignatari et al., 2016) mientras que esto no se obtiene en otros modelos estelares (e.g., Karakas & Lugaro, 2016). En todo caso, los modelos del primer caso predicen que esto sólo sucede en algunas masas y metalicidades iniciales determinadas (Delgado-Inglada et al., 2015; Ventura et al., 2017), aunque esto sigue en discusión.

También se recopilaron las abundancias químicas de Ne, Cl y Ar de las regiones H II y PNs, cuyas líneas de emisión suelen observarse en los espectros nebulares. Existen algunos estudios, como los de Péquignot et al. (2000); Wang & Liu (2008), en los que se ha propuesto que el Ne y el Ar también podrían estar enriquecidos en estrellas AGB de baja masa,  $M_i \lesssim 2 - 3 M_{\odot}$ , y baja metalicidad,  $Z_i \lesssim 0.004$ , pero esto aún es incierto y en general, se sigue suponiendo que estos elementos no son enriquecidos significativamente a lo largo de la vida de las estrellas progenitoras de las PNs. De las regiones H II también se recopilaron las abundancias de C (calculadas sólo con RLs, como se verá en la Sección 3.1.1) y N para compararse con los resultados de

los modelos para el presente. Para las PNs, se recopilaron además abundancias de N con el fin de explorar un método para su clasificación por edad, tomando en cuenta que este elemento es muy probablemente afectado por la nucleosíntesis de sus estrellas. En el caso de la estrellas, también se recopilaron las abundancias químicas de Mg y Fe debido a que la clasificación en los discos delgado y grueso se basa en el cociente  $[Mg/Fe]$  (Adibekyan et al., 2011; Hayden et al., 2015; Weinberg et al., 2019).

Como se mencionó en el Capítulo 1, las abundancias químicas de las estrellas y las nebulosas fotoionizadas junto con una buena determinación de su distancia, permiten calcular los gradientes químicos. En esta tesis se recopilaron los paralajes disponibles de Gaia EDR3 para todos los objetos y las distancias calculadas por Bailer-Jones et al. (2021) a partir de ellos, utilizando un enfoque bayesiano.

Las distancias recopiladas se analizaron y compararon cuidadosamente con las distancias obtenidas usando otros métodos disponibles para cada grupo de observaciones, y se seleccionaron a aquellas que se espera sean más fiables (con base en criterios que se explican más adelante). Finalmente, las distancias seleccionadas se utilizaron para calcular los gradientes químicos. A lo largo de este trabajo, se utiliza la distancia solar galactocéntrica de  $R_{\odot} = 8.2 \pm 0.1$  kpc calculada por Bland-Hawthorn & Gerhard (2016) como un promedio de distintas determinaciones recientes de la literatura.

A continuación se explica de forma detallada cómo se realizó la recopilación y selección de abundancias químicas y distancias Galactocéntricas para las regiones H II, PNs y estrellas (Secciones 3.1, 3.2 y 3.4). En la Sección 3.5 se analizan y comparan los gradientes químicos obtenidos con cada muestra de objetos.

## 3.1. Regiones H II

La muestra de regiones H II utilizada en este trabajo corresponde a la que estudiamos en Méndez-Delgado et al. (2022a, en adelante MD22)<sup>1</sup>. Esta muestra, que consiste en 42 regiones H II Galácticas, cuenta con datos observacionales de buena calidad, dispone de una buena determinación de sus distancias y abundancias químicas de C, N, O, Ne, Cl y Ar y cubre radialmente el disco de la Galaxia (como se explica en las Secciones 3.1.1 y 3.1.2, respectivamente).

En las siguientes secciones se describen brevemente algunos aspectos del estudio que realizamos en MD22 que son relevantes para esta tesis. En la Sección 3.1.1 se explica cómo realizamos la selección de objetos y cómo llevamos a cabo la recopilación y cálculo de sus abundancias químicas. En la Sección 3.1.2 se explica la selección, el cálculo y el análisis que llevamos a cabo para las distancias Galactocéntricas.

### 3.1.1. Selección de regiones H II y abundancias químicas

Las regiones H II estudiadas en MD22 tienen los mejores datos observacionales disponibles hasta la fecha (Arellano-Córdova et al., 2020, 2021; Méndez-Delgado et al., 2020). Los espectros de nueve de estas regiones H II (M 8, M 16, M 17, M 20, M 42, NGC 2579, NGC 3576, NGC 3603 y Sh 311) fueron obtenidos y analizados por Esteban et al. (2004, 2013); García-Rojas et al. (2004, 2005, 2006); García-Rojas & Esteban (2007). Las observaciones se realizaron con el espectrógrafo UVES (Ultraviolet-Visual Echelle Spectrograph) en el telescopio VLT (Very Large Telescope) de 8.2m, con una resolución espectral efectiva de  $R = \lambda/\Delta\lambda \approx 8000$ . Otras 30 regiones H II de la muestra fueron observadas por Esteban et al. (2017); Esteban & García-Rojas (2018) y Arellano-Córdova et al. (2021), con el espectrógrafo OSIRIS (Optical System for Imaging and low-Intermediate-Resolution Integrated Spectroscopy) en el GTC (Gran Telescopio de Canarias) de 10.4m. En la mayoría de estos objetos se utilizó la red de difracción<sup>2</sup> R1000B, que tiene una resolución de  $R = 1018$  a  $\lambda = 5455$  Å (longitud de onda central), pero en los objetos observados por Esteban et al. (2017), Sh2 100, Sh2 127, Sh2 128, Sh2 209, Sh2 212 y Sh2 288, además se utilizó la red R2500V, cuya resolución es  $R = 2515$  a  $\lambda = 5185$  Å. Finalmente, las tres regiones H II restantes (IC 5146, Sh 2-132 y Sh 2-156)

<sup>1</sup>Este artículo, del que soy segunda autora, se puede ver en el Apéndice 6.

<sup>2</sup>Esta red hace referencia al *grism* utilizado, cuya traducción al español es conflictiva pero que se denominará simplemente como red en adelante para simplificar la lectura.

fueron observadas por [Fernández-Martín et al. \(2017\)](#) y [García-Rojas et al. \(2014\)](#), con el espectrógrafo ISIS (Intermediate dispersion Spectrograph and Imaging System) en el telescopio de 4.2m WHT (William Herschel Telescope), utilizando las redes R300B y R158R para el azul y el rojo, respectivamente, con un  $R \sim 1000$  en  $\lambda = 4400$  y  $7800 \text{ \AA}$ , respectivamente.

Además de tener buenos datos observacionales, esta muestra de regiones H II tiene abundancias químicas obtenidas de forma homogénea, inicialmente por [Arellano-Córdova et al. \(2020, 2021\)](#) y recalculadas después por nosotros en MD22 para estudiar el impacto de las inhomogeneidades de la temperatura en los gradientes químicos (no considerado por [Arellano-Córdova et al. 2020, 2021](#)). Para ello, en MD22 calculamos dos grupos de abundancias químicas: el primer grupo considerando un parámetro de fluctuaciones de temperatura cuadrático medio,  $t^2$  (explicado en la Sección 1.6), y un segundo grupo sin este parámetro. Para la presente tesis se utilizaron los dos grupos de abundancias, cuyo cálculo se explica a continuación.

Para el primer grupo, calculamos un  $t^2$  promedio de  $0.038 \pm 0.004$  utilizando los valores de  $t^2$  disponibles de M 8, M 16, M 17, M 20, M 42, NGC 3576, NGC 3603 y Sh 2-311 ([García-Rojas & Esteban, 2007](#)) y de NGC 2579 ([Esteban et al., 2013](#)). Esto fue posible porque estos objetos presentan una baja dispersión en sus valores de  $t^2$  (menor a 0.01), en todo el rango de distancias Galactocéntricas cubierto por todas las regiones H II, de  $\sim 6$  a  $\sim 12$  kpc, lo cuál permite utilizar su promedio en el resto de objetos de la muestra (como se puede ver en la Figura 3 de MD22). Este  $t^2$  se utilizó para re-calcular las abundancias iónicas obtenidas previamente por [Arellano-Córdova et al. \(2020, 2021\)](#) para las regiones H II, quienes utilizaron la paquetería PYNEB ([Luridiana et al., 2015](#); [Morisset et al., 2020](#)). A partir de las abundancias iónicas modificadas, en MD22 aplicamos los ICFs de [Amayo et al. \(2021\)](#) para obtener las abundancias totales (de todos los elementos, excepto por el O). El segundo grupo de abundancias, que no incluye el  $t^2$ , es equivalente a las de [Arellano-Córdova et al. \(2020, 2021\)](#), con la salvedad de que en estos dos últimos trabajos los autores utilizaron ICFs distintos para algunos elementos. En algunos casos, no se utilizaron los ICFs de [Amayo et al. \(2021\)](#) debido a que estos no se encontraban publicados para cuando se realizaron sus artículos. En MD22 utilizamos los ICFs de [Amayo et al. \(2021\)](#) de forma homogénea para todos los elementos debido a que permiten incluir las incertidumbres asociadas a cada ICF, lo que hace más robusto el cálculo de las abundancias químicas. Es importante mencionar que los ICFs propuestos por [Amayo et al. \(2021\)](#) fueron calculados específicamente para regiones H II extragalácticas así que podría cuestionarse su validez para nuestra muestra de regiones H II Galácticas en MD22. Para estudiar esto, comparé la selección de  $\sim 1800$  modelos de fotoionización que utilizamos en [Amayo et al. \(2021\)](#) para obtener los ICFs con la muestra de regiones H II Galácticas de MD22 en un diagrama de  $[\text{O III}]/\text{H}\beta$  en función de  $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ , conocido como diagrama BPT ([Baldwin et al., 1981](#)). Este diagrama es de gran importancia en astronomía, ya que implica cocientes de líneas muy cercanas en longitud de onda en los dos ejes, lo que las hace casi independientes de la corrección por extinción, y que están directamente relacionadas con el mecanismo de ionización de los objetos.

La comparación de las regiones H II de MD22 y los modelos de [Amayo et al. \(2021\)](#) puede verse en la Figura 3.1, donde las primeras se muestran en círculos negros y los segundos se muestran en círculos de colores, donde el color representa el logaritmo del parámetro de ionización  $U$  de los modelos (que representa qué tan ionizado está el ISM). Se puede ver que la mayoría de las regiones H II coincide con los modelos, siendo sólo 9 las regiones H II que no coinciden (de las que se muestran los nombres). Particularmente, Sh 2-61 se encuentra en una orden de magnitud por debajo de los modelos. Esto se debe a que su línea de  $[\text{O III}] \lambda 5007$  (observada por [Esteban & García-Rojas 2018](#)) tiene una medida muy incierta, con un error superior al 40 %. Por otro lado, Sh 2-298 queda por encima de los modelos, lo cuál no se espera si el mecanismo de ionización son estrellas jóvenes. Esta región H II fue estudiada por [Esteban et al. \(2017\)](#) donde se encontró que es ionizada por una estrella Wolf-Rayet con una temperatura efectiva de hasta 110,000 K, lo que explica su posición en este diagrama. Se puede ver que el resto de regiones H II que no son reproducidas por los modelos se encuentran en la región de menor grado de ionización (en donde hay más modelos de color azul). Esta discrepancia se debe a que en [Amayo et al. \(2021\)](#) se utilizó la función calculada en [Stasińska et al. \(2006\)](#) para delimitar a los modelos en el BPT, la cuál a su vez, se calculó para cubrir una muestra de 20,000 galaxias del DR2 del SDSS. Esta muestra no presentaba objetos con  $[\text{O III}] \lambda 5007$  tan bajos como nuestras observaciones (que sólo es posible observar con mejores instrumentos), lo que explica que no las reproduzca.

Tomando en cuenta esto, consideramos que los modelos coinciden en general con las regiones H II observadas, por lo que supusimos que utilizar los ICFs de [Amayo et al. \(2021\)](#) era adecuado en nuestra muestra, aunque con precaución, ya que en última instancia se trata de objetos diferentes.

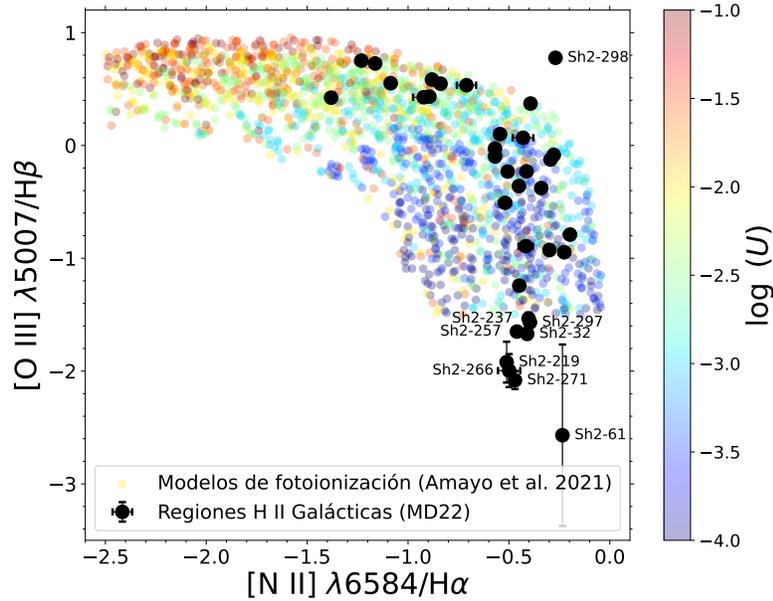


Figura 3.1: Diagrama de  $[O\ III]\ \lambda 5007/H\beta$  en función de  $[N\ II]\ \lambda 6584/H\alpha$  de las regiones H II Galácticas de [Méndez-Delgado et al. \(2022a\)](#) (puntos negros) y los modelos de fotoionización (puntos de colores) utilizados para los ICFs calculados en [Amayo et al. \(2021\)](#). La barra de color muestra el logaritmo del parámetro de ionización  $U$  de los modelos.

Todas las abundancias químicas calculadas para la muestra de regiones H II y recopiladas para esta tesis se pueden ver en la Tabla A5 de [MD22](#).

Las abundancias químicas de C que se encuentran en [MD22](#) fueron calculadas con **RLs**, por lo que para esta tesis, se exploró la literatura en búsqueda de abundancias de C calculadas con **CELS**, para las regiones H II de la muestra. Se encontraron únicamente dos valores, uno para M 8 calculado por [Peimbert et al. \(1993\)](#) y otro para M 42 (nebulosa de Orión) de [Walter et al. \(1992\)](#), obtenidos en ambos casos con las líneas C III]  $\lambda 1909$  y C III]  $\lambda 2326$  en espectros de baja resolución del satélite International Ultraviolet Explorer (IUE). Para M 8 esta abundancia es de  $12 + \log(C/H) = 8.21$  y para M 42 es de  $12 + \log(C/H) = 7.94 \pm 0.14$ , las cuáles son menores a las obtenidas con **RLs** en 0.28 dex y 0.5 dex, respectivamente.

Las abundancias de C y O fueron corregidas por la presencia de estos elementos en el polvo, como se explica en la Sección 3.3.

### 3.1.2. Distancias Galactocéntricas

Para seleccionar una distancia Galactocéntrica para cada región H II, en [MD22](#) exploramos tres grupos de distancias calculadas a partir de los paralajes de Gaia EDR3: las distancias calculadas por [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#) con un modelo bayesiano, las distancias que resultan de los inversos de los paralajes y, las distancias cinemáticas calculadas por [Wenger et al. \(2019\)](#) (entre otras que no se mencionan aquí porque no se seleccionaron pero se pueden revisar en el artículo). Para ubicar a cada región H II en el catálogo de Gaia EDR3, utili-

zamos las estrellas ionizantes previamente identificadas en [Méndez-Delgado et al. \(2020\)](#); [Arellano-Córdova et al. \(2020, 2021\)](#). En este conjunto de trabajos, no siempre fue posible determinar con exactitud las fuentes ionizantes de las regiones H II, en cuyos casos se seleccionaron objetos estelares jóvenes que pertenecieran a las regiones H II, aunque no fueran las fuentes principales de fotoionización. De esta forma, en MD22 obtuvimos las fuentes de Gaia EDR3 para todas las regiones H II excepto 5: NGC 3603, M 16, M 17, M 42 y Sh 2-83. NGC 3603, M 16, M 17 y M 42 tienen estudios previos muy detallados sobre sus fuentes ionizantes, en los que se identifican cientos de estrellas como fuentes principales de radiación de cada región H II ([Binder & Povich, 2018](#); [Drew et al., 2019](#)). La identificación de estas estrellas en Gaia EDR3 no sólo sale del objetivo de este trabajo sino que además, en sus respectivos trabajos previos se utilizaron paralajes muy fiables del Gaia DR2 (con errores relativos menores al 10%), por lo que no se espera que mejoren significativamente en el catálogo más reciente. En el caso de Sh 2-83, esta comparación no se realizó porque, además de que no existen estudios previos sobre su fuente ionizante, estudios cinemáticos de su gas ([Caplan et al., 2000](#); [Anderson et al., 2015](#)) sugieren que se encuentra a una distancia de  $\sim 18$  kpc del centro Galáctico, lo que haría que su paralaje en Gaia fuera incierto.

Las distancias calculadas por [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#), son dos: las distancias geométricas y las fotogeométricas, calculadas como se explicó en el Capítulo 1. En general, se puede esperar que las distancias fotogeométricas sean más robustas que las distancias geométricas, ya que consideran una mayor cantidad de información de Gaia EDR3 sobre cada objeto, tomando en cuenta su color corregido por extinción. Sin embargo, el cálculo de las distancias fotogeométricas depende de qué tan fiable es la corrección por extinción considerada por [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#). Como se puede ver en las Figuras 11 y 12 de [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#), esta corrección es más incierta para objetos que se encuentran a latitudes menores (cerca del plano del disco Galáctico), debido a que, en esta región, no sólo es más complicado modelar las poblaciones estelares en la línea de visión sino que también, hay una mayor cantidad de polvo, lo que además de hacer más compleja esta corrección, la hace más significativa. La muestra que estudiamos en MD22 está conformada por regiones H II del disco muy cerca del plano Galáctico, por lo que las distancias fotogeométricas pueden ser menos fiables que las geométricas. A pesar de esto, al compararlas encontramos que las dos son en general consistentes dentro de las incertidumbres, si sólo se consideran las regiones H II con paralajes fiables (con errores relativos menores al 10%). Más aún, estas dos distancias son también consistentes con las distancias que se obtienen con los inversos de los paralajes seleccionando los mismos objetos (diferiendo en menos de  $0.50 \pm 0.04$  kpc, excepto para Sh 2-127, donde la diferencia es mayor pero aún son consistentes dentro de las incertidumbres).

Por otro lado, las distancias cinemáticas de [Wenger et al. \(2019\)](#) están basadas en el método estadístico de [Wenger et al. \(2018\)](#), en el que se reconstruye artificialmente la curva de rotación Galáctica de [Reid et al. \(2014\)](#) con rutinas Monte Carlo (considerando las incertidumbres asociadas a todos los parámetros de la curva). Aunque existen otras distancias cinemáticas disponibles para las regiones H II de nuestra muestra, las calculadas por [Wenger et al. \(2018\)](#) fueron determinadas con una curva de rotación reciente, un método robusto estadísticamente y estaban disponibles para la mayoría de nuestras regiones H II.

Finalmente, para cada región H II en MD22 seleccionamos una distancia Galactocéntrica final siguiendo los siguientes criterios: 1) para los objetos con más de una fuente de Gaia EDR3, se seleccionó aquella con el menor error asociado al paralaje, siempre y cuando todos los paralajes fueran consistentes entre sí dentro de las incertidumbres; 2) Si el error asociado al paralaje era menor o igual a 20%, se seleccionó la distancia geométrica de [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#) calculada para la fuente; 3) Si 2) no se cumplía, se seleccionó la distancia cinemática de [Wenger et al. \(2019\)](#).

Para Sh 2-209 y Sh 2-270 no llevamos a cabo este procedimiento, ya que sus distancias cinemáticas difieren significativamente de las que se obtienen a partir de los paralajes de Gaia EDR3 (en hasta 6 kpc). Para este par de objetos, estudiamos cuidadosamente sus velocidades  $V_{LSR}$  y sus posiciones, así como estudios fotométricos previos ([Foster & Brunt, 2015](#)) y finalmente, para Sh 2-209 y Sh 2-270 se seleccionaron las distancias calculadas por [Esteban et al. \(2017\)](#) y [Esteban & García-Rojas \(2018\)](#), respectivamente. Otro caso especial sucede para Sh 2-212. Esta región tiene 4 estrellas asociadas, de las que se propone que MFJ SH 2-212 2 es la principal fuente de ionización, sin embargo, esta estrella tiene un paralaje en Gaia EDR3 negativo. Las distancias geométricas de [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#) para el resto de las estrellas son consistentes entre sí y coinciden en

que esta región H II se encuentra a  $\sim 13$  kpc, y a su vez, son consistentes con la distancia calculada por [Wenger et al. \(2019\)](#) para este objeto, aunque esta última estimación tiene menores incertidumbres asociadas. Debido a esto y a que, en [MD22](#) se encontró que los paralajes de las estrellas MFJ SH 2-212 5 y MFJ SH 2-212 7 cambiaron significativamente del DR2 al EDR3 (en hasta 0.12 mas, valor mucho mayor a sus incertidumbres asociadas de hasta 0.05 mas), se seleccionó la distancia calculada por [Wenger et al. \(2019\)](#) para Sh 212.

En la [Tabla 3.1](#) se puede ver la comparación de todas las distancias exploradas en [MD22](#). Los nombres de las regiones H II se encuentran en la Columna 1; sus estrellas ionizantes (o asociadas) y las referencias de donde se tomaron se muestran en las Columnas 2 y 3; las Columnas 4 y 5 muestran el identificador de cada estrella en Gaia EDR3 y sus paralajes; en las Columnas 6 a 8 se pueden ver las distancias que se obtienen con datos de Gaia EDR3 (geométricas y fotogeométricas de [Bailer-Jones et al. 2021](#) y de los inversos de los paralajes) y finalmente, la última columna muestra las distancias cinemáticas de [Wenger et al. \(2019\)](#). En negritas, se muestra la distancia seleccionada para cada objeto, utilizando los criterios explicados previamente y mostrando los casos en los que se realizó un análisis especial. Una vez obtenidas las distancias Galactocéntricas y habiendo obtenido las abundancias químicas como se explicó en la [Sección 3.1.1](#), se corrigieron las abundancias por el O en polvo ([Sección 3.3](#)) y se calcularon los gradientes químicos de O, Ne, Ar y Cl con la muestra de regiones H II, los cuáles se muestran y analizan en la [Sección 3.5](#).

Tabla 3.1: Distancias Galactocéntricas de las regiones H II de la muestra. Se muestran: las estrellas ionizantes/jóvenes asociadas, sus identificadores de Gaia EDR3, sus paralajes, las distancias geométricas y fotogeométricas calculadas por [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#), las obtenidas con los inversos de los paralajes (1/Plx) y las distancias cinemáticas obtenidas por [Wenger et al. \(2019\)](#) (W19). En negritas se muestran las distancias seleccionadas para cada objeto.

Nebulosa	Estrella(s) Ionizante(s)/ Asociada(s)	Ref. Estrellas I/A	Gaia EDR3 ID	Gaia EDR3 plx (mas)	Gaia EDR3			Cinemáticas	
					Geométrica	Fotogeométrica	1/Plx	W19	
Sh 2-29	HD 165921	1	4066278846098710016	0.84 ± 0.03	<b>7.06±0.14</b>	7.07 ± 0.13	7.07 ± 0.13	–	
Sh 2-32	ALS 17181	1	4066292830512043520	0.65 ± 0.03	<b>6.75±0.15</b>	6.76 ± 0.16	6.75 ± 0.15	–	
Sh 2-47	BD-15 4913	1	4098093077571330816	0.61 ± 0.02	<b>6.73±0.15</b>	6.71 ± 0.14	6.72 ± 0.14	–	
Sh 2-48	BD-14 5014	1	4098272263591120128	0.25 ± 0.05	<b>4.86±0.69</b>	–	–	–	
Sh 2-53	TIC 413308470	2	4152566800618412928	0.24 ± 0.02	<b>5.10±0.25</b>	5.07 ± 0.28	5.10 ± 0.27	4.68 ± 0.28	
	TIC 333769778	2	4152566628819783424	0.25 ± 0.07	–	–	–	–	
	HD 167971	3	4153657378750644864	0.73 ± 0.07	<b>6.42±0.15</b>	6.43 ± 0.16	6.43 ± 0.15	6.08 ± 0.27	
Sh 2-54	WR 113	1	4153716198275554176	0.49 ± 0.02	–	–	–	–	
Sh 2-61	EM* AS 310	4	4256460509022075008	0.41 ± 0.01	<b>6.15±0.16</b>	6.16 ± 0.16	6.16 ± 0.15	–	
Sh 2-82	EM* AS 310	1.5	4323127850373105536	1.27 ± 0.11	<b>7.76±0.13</b>	7.75 ± 0.14	7.77 ± 0.13	–	
Sh 2-83	–	–	–	–	–	–	–	13.24 ± 1.13	
	HD 338916	1	2020947043840246144	0.46 ± 0.01	–	–	–	–	
Sh 2-88	HD 338926	1	2020923679216984064	0.48 ± 0.02	<b>7.44±0.12</b>	7.44 ± 0.11	7.44 ± 0.11	7.52 ± 0.19	
	LS II +25 09	1	2020883959358967552	–	–	–	–	–	
Sh 2-90	TIC 287521091	6	2027904753426401152	0.24 ± 0.03	<b>7.33±0.12</b>	7.33 ± 0.12	–	7.78 ± 0.25	
Sh 2-93	[F89b] S93 1	5	2027545659769078016	0.15 ± 0.83	7.47 ± 0.39	7.58 <sup>+0.70</sup> <sub>-0.28</sub>	–	<b>7.66±0.19</b>	
Sh 2-100	s D	7	2058236705827295872	0.0700 ± 0.0097	<b>11.57±0.88</b>	11.08 ± 1.27	–	9.37 ± 0.41	
Sh 2-127	WB 85 B	8	2176011164377605888	0.03 ± 0.03	15.59 ± 4.40	14.25 ± 2.32	–	<b>13.76±1.31</b>	
Sh 2-128	ALS 19702	9	2177724310884924288	0.09 ± 0.09	12.13 ± 1.24	11.52 ± 0.99	–	<b>11.78±0.78</b>	
Sh 2-132	WR 153	10	2006219978921880192	0.20 ± 0.01	<b>10.21±0.27</b>	10.23 ± 0.26	10.18 ± 0.30	–	
Sh 2-152	Sh2-152 4	11	2013435042930935936	0.17 ± 0.11	10.50 ± 1.30	10.15 ± 1.10	–	<b>10.61<sup>+0.71</sup></b> <sub>-0.43</sub>	
Sh 2-156	Anon	12	2013668306897124736	0.36 ± 0.03	<b>9.39±0.22</b>	9.38 ± 0.22	9.38 ± 0.24	10.75 ± 0.58	
Sh 2-175	LS I +64 26	1	527233525086096768	0.47 ± 0.01	<b>9.38±0.13</b>	9.38 ± 0.13	9.38 ± 0.14	–	
	ALS 18696	13	271701112917796096	0.35 ± 0.02	–	–	–	–	
Sh 2-209 <sup>a</sup>	ALS 18697	13	271701009838634752	0.29 ± 0.06	10.57 ± 0.23	10.50 ± 0.23	10.53 ± 0.24	14.75 <sup>+1.56</sup> <sub>-1.10</sub>	
	[CW84] S209-3	13	271701112917794176	0.29 ± 0.08	–	–	–	–	
	MFJ SH 2-212 2	14, 15	260166892342134528	–0.35 ± 0.17	–	–	–	–	
	MFJ SH 2-212 5	14, 15	260166681885774208	0.20 ± 0.04	–	–	–	–	
Sh 2-212 <sup>a</sup>	MFJ SH 2-212 7	14, 15	260167270299248384	0.22 ± 0.02	12.81 ± 1.25	12.02 ± 1.02	–	<b>14.76±1.30</b>	
	MFJ SH 2-212 11	14, 15	260167339018718208	0.17 ± 0.06	–	–	–	–	
Sh 2-219	LS V +47 22	1	254926272030205440	0.20 ± 0.02	<b>12.18±0.42</b>	12.16 ± 0.40	12.12 ± 0.36	–	
Sh 2-235	BD+35 1201	16, 17	34557297393008409088	0.57 ± 0.02	<b>9.86±0.17</b>	9.85 ± 0.15	9.85 ± 0.17	–	
Sh 2-237	LS V +34 46	1, 18	182584041919665024	0.46 ± 0.02	<b>10.26±0.16</b>	10.22 ± 0.18	10.25 ± 0.17	–	
Sh 2-257	LS 19	19	3373362495052179456	0.49 ± 0.03	<b>10.13±0.22</b>	10.13 ± 0.20	10.10 ± 0.20	9.89 ± 0.08	
Sh 2-266	MWC 137	20	3344973478481675264	0.19 ± 0.03	<b>12.67±0.65</b>	12.87 ± 0.77	–	–	
Sh 2-270 <sup>a</sup>	[NS84] 8	21	3344023436011171200	0.63 ± 0.19	10.00 ± 1.25	10.39 ± 1.32	–	–	
Sh 2-271	ALS 18672	14, 22	3331937432404833792	0.27 ± 0.01	<b>11.34±0.22</b>	11.37 ± 0.23	11.33 ± 0.23	–	
Sh 2-285	[L85] S285 1	14, 23	3112496794360485248	0.19 ± 0.02	<b>12.09<sup>+0.46</sup></b> <sub>-0.50</sub>	11.99 ± 0.50	12.10 ± 0.44	–	
Sh 2-288	RAFGL 5223	4	3107524257323390208	0.17 ± 0.02	<b>12.54<sup>-0.50</sup></b> <sub>-0.51</sub>	12.50 ± 0.85	–	12.99 ± 0.86	
Sh 2-297	HD 53623	24	3045713939855362944	0.90 ± 0.04	<b>8.99±0.14</b>	8.99 ± 0.13	8.99 ± 0.14	8.56 ± 0.28	
Sh 2-298	WR 7	25	3032940844556081408	0.21 ± 0.03	<b>11.42±0.53</b>	11.38 ± 0.58	–	11.73 ± 0.72	
	HD 64315	1	5602025904044961536	0.08 ± 0.09	–	–	–	–	
Sh 2-311	HD 64568	1	5602033390154015744	0.22 ± 0.02	<b>11.60±0.39</b>	11.60 ± 0.44	11.55 ± 0.45	10.84 ± 0.73	
	LSS 830	1	5602027755165929344	0.16 ± 0.02	–	–	–	–	
IC 5146	BD +46 3474	1	1974546106933956608	1.30 ± 0.01	<b>8.29±0.10</b>	8.29 ± 0.10	8.29 ± 0.10	–	
NGC 2579	VdBH 13a B	26	5542914544020602880	0.17 ± 0.02	<b>10.80±0.40</b>	10.74 ± 0.39	10.74 ± 0.39	–	
	VdBH 13b A	26	5542914715819272960	0.49 ± 0.14	–	–	–	–	
NGC 3576	HD 97484	27, 28	5337239658437912960	0.39 ± 0.02	<b>7.66±0.10</b>	7.66 ± 0.10	7.66 ± 0.10	–	
NGC 3603	–	29	–	–	–	–	–	–	
M 8	HD 165052	30	4066064956700837248	0.79 ± 0.03	<b>6.99±0.14</b>	7.00 ± 0.14	7.00 ± 0.14	–	
M 16	–	31	–	–	–	–	–	–	
M 17	–	31	–	–	–	–	–	–	
M 20	HD 164492	31	4069268658691324672	0.68 ± 0.05	<b>6.79±0.18</b>	6.78 ± 0.22	6.83 ± 0.19	–	
M 42	–	31	–	–	–	–	–	–	

Referencias de las estrellas Ionizantes/Asociadas:(1) [Avedisova & Kondratenko \(1984\)](#), (2) [Paron et al. \(2013\)](#), (3) [De Becker et al. \(2005\)](#), (4) [Hunter & Massey \(1990\)](#), (5) [Forbes \(1989\)](#), (6) [Samal et al. \(2014\)](#), (7) [Samal et al. \(2010\)](#), (8) [Rudolph et al. \(1996\)](#), (9) [Bohigas & Tapia \(2003\)](#), (10) [Harten et al. \(1978\)](#), (11) [Russeil et al. \(2007\)](#), (12) [Lynds & Oneil \(1983\)](#), (13) [Chini & Wink \(1984\)](#), (14) [Moffat et al. \(1979\)](#), (15) [Deharveng et al. \(2008\)](#), (16) [Kirsanova et al. \(2008\)](#), (17) [Camargo et al. \(2011\)](#), (18) [Pandey et al. \(2013\)](#), (19) [Ojha et al. \(2011\)](#), (20) [Esteban & Fernandez \(1998\)](#), (21) [Neckel & Staudte \(1984\)](#), (22) [Persi et al. \(1987\)](#), (23) [Rolleston et al. \(1994\)](#), (24) [Mallick et al. \(2012\)](#), (25) [Esteban et al. \(1989\)](#), (26) [Copetti et al. \(2007\)](#), (27) [Townsend et al. \(2011\)](#), (28) [Povich et al. \(2017\)](#), (29) [Drew et al. \(2019\)](#), (30) [Damiani et al. \(2017\)](#), (30) [Binder & Povich \(2018\)](#).

<sup>a</sup> Casos para los que se seleccionó una distancia o una estrellas ionizante distinta a la obtenida con los criterios utilizados para el resto de objetos (ver texto).

## 3.2. Nebulosas planetarias (PNs)

En este trabajo se recopiló una muestra de PNs con espectros de la mejor calidad posible que permitan una buena determinación de abundancias químicas de O, N, Ne, Cl y Ar. Como se mencionó en la Sección 1.5, para las PNs, además de necesitar una buena determinación tanto de las abundancias químicas como de las distancias Galactocéntricas, se requiere tener una buena estimación de la edad de la progenitora.

En la Sección 3.2.1 se explica cómo se llevó a cabo la selección de la muestra de PNs y la recopilación de sus abundancias químicas. El análisis de las distancias Galactocéntricas disponibles para las PNs de nuestra muestra se explica en la Sección 3.2.2. Por último, en la Sección 3.2.3 se presenta la clasificación por edades de las progenitoras de las PNs.

### 3.2.1. Selección de espectros y abundancias químicas

La muestra de PNs utilizada en este trabajo se tomó de Rodríguez (2020) (de ahora en adelante R20), de las que se recopilaron las abundancias químicas para la presente tesis.

R20 estudió cientos de espectros diferentes de  $\sim 40$  PNs Galácticas, cada una con al menos dos espectros disponibles en la literatura. Utilizando un conjunto de criterios de calidad, la autora asignó un puntaje a cada uno de los espectros, de forma que las PNs con mayor puntaje son aquellas cuyos espectros cumplen con un mayor número de criterios de calidad. Finalmente, se designó un espectro de referencia para cada PN, que es aquel que tiene la mayor puntuación.

Los criterios de calidad utilizados para sumar puntos a cada espectro son:

- (I) Si el espectro fue obtenido con un detector CCD.
- (II) Si el espectro permite la determinación de las temperaturas electrónicas  $T_e[\text{O III}]$  y  $T_e[\text{N II}]$ , utilizando los cocientes de líneas de emisión  $[\text{O III}] \lambda 4363 / (\lambda 4959 + \lambda 5007)$  y  $[\text{N II}] \lambda 5755 / (\lambda 6548 + \lambda 6583)$ .
- (III) El número de cocientes de diagnóstico disponibles para calcular la densidad electrónica  $n_e$ .
- (IV) La comparación entre los cocientes observados de  $[\text{O III}] \lambda 5007 / \lambda 4959$  y  $[\text{N II}] \lambda 6584 / \lambda 6548$  y los valores teóricos esperados.
- (V) La consistencia de algunas líneas seleccionadas de He I con sus valores teóricos (para el Caso B) y la dispersión de las abundancias de  $\text{He}^+$  obtenidas.
- (VI) El número de líneas de la serie de Balmer y de Paschen observadas ( $\text{H}\alpha$ ,  $\text{H}\gamma$  y/o  $\text{H}\delta$ ), su consistencia con valores teóricos y entre sí.

Utilizando estos criterios, el puntaje máximo que puede adquirir un espectro es de 100. Además de puntuar cada espectro, R20 calculó las abundancias químicas totales de O, N, Ne, S, Ar y Cl utilizando todos los espectros disponibles para cada PN. De esta forma, las diferencias entre las abundancias químicas de los espectros de referencia y las obtenidas con el resto de los espectros representa cuánto pueden afectar las características observacionales a la abundancia total de cada elemento. De la dispersión de las abundancias químicas obtenidas con los distintos espectros, R20 asignó una incertidumbre típica a la abundancia de cada elemento:  $\pm 0.11$  dex para las abundancias de O,  $\pm 0.14$  dex para N, Ne y Cl y  $\pm 0.16$  dex para S.

Siete espectros de los estudiados por R20 obtuvieron una puntuación por arriba de 90. Estos espectros corresponden a Cn 1-5, He 2-86, IC 418, M 1-25, NGC 6369, PC 14 y Pe 1-1. Todos ellos fueron obtenidos por García-Rojas et al. (2012) excepto por IC 418, cuyo espectro se obtuvo en Sharpee et al. (2003). Los altos puntajes de estos espectros se deben a que fueron obtenidos con espectrógrafos de tipo echelle en telescopios de 4m a 6.5m, es decir, son espectros profundos y de alta resolución. Además, cubren un amplio intervalo de longitudes de onda que engloba a todas las líneas evaluadas en los criterios de calidad.

Todas las abundancias químicas calculadas por R20 se relacionan con la abundancia iónica de  $\text{O}^+$  por los ICFs utilizados. Debido a esto, R20 exploró el impacto de utilizar  $[\text{O II}] \lambda 3727$  (en el azul) o  $[\text{O II}] \lambda 7325$

(en el rojo) en las abundancias totales calculadas. De este estudio, la autora encuentra que  $[\text{O II}] \lambda 7325$  puede ser más afectada que  $[\text{O II}] \lambda 3727$  por algunos factores (principalmente, la corrección por recombinación y las incertidumbres asociadas a las temperaturas electrónicas), por lo que sugiere dar preferencia a  $[\text{O II}]$  en el azul.

Además de los 7 mejores, R20 propone otros 13 espectros con los que es posible obtener una buena determinación de abundancias químicas, donde las abundancias de O, N y S difieren en menos de 0.01 dex de las abundancias del espectro de referencia, ya sea al utilizar  $[\text{O II}]$  en el rojo, en el azul y/o en ambos casos.

Entonces, para esta tesis se recopilaron las abundancias químicas de O, N, Ne, Cl y Ar calculadas por R20 a partir de los 7 mejores espectros y los 13 espectros con abundancias fiables, todas ellas con  $[\text{O II}]$  en el azul. En todas las PNS se seleccionó el espectro de referencia. Únicamente en el caso de NGC 6790 se encontró que el espectro de referencia no era el más profundo de los estudiados, y que aunque obtiene una mayor puntuación, el espectro observado por Liu et al. (2004) fue obtenido con un telescopio de mayor tamaño y con un espectrógrafo de mayor resolución. Por lo tanto, en este caso, se seleccionaron las abundancias obtenidas con el espectro de Liu et al. (2004) con  $[\text{O II}]$  en el azul.

Una vez que se recopilaron las abundancias químicas de O, N, Ne, Cl y Ar de las 20 PNS con mejores abundancias químicas, se descartó la nebulosa DdDm 1 que, por su altura estimada de  $\sim 7$  kpc sobre el plano del disco Galáctico, se encuentra en el halo de la galaxia (Quiroza et al., 2007; Pereyra et al., 2016). Entonces, la muestra final de trabajo consiste en 19 PNS Galácticas.

Como R20 calculó las abundancias químicas sólo con CELs, se buscó tener también un conjunto de abundancias calculadas con RLs, tal y como se obtuvo para las regiones H II (ver Sección 3.1.1). En el caso de las PNS, no tiene sentido utilizar un  $t^2$  promedio porque este parámetro varía mucho de una PN a otra (Wesson et al., 2018). Debido a esto, se recopilaron de la literatura las abundancias químicas de O/H y Ne/H obtenidas en distintas referencias con RLs para 17 y 7 PNS, respectivamente, de las 19 de la muestra total. En lo que resta de esta sección, únicamente se discuten las abundancias obtenidas con RLs recopiladas.

En la Tabla 3.2 se muestran los valores de O/H y Ne/H calculados con RLs recopilados, así como los telescopios y espectrógrafos utilizados para su observación y la resolución efectiva de sus espectros utilizados en cada referencia. Se muestran también los iones y el ICF utilizados en cada referencia para determinar las abundancias totales, con el fin de que se tomen en cuenta las diferencias metodológicas entre los valores recopilados. Se puede ver que en la mayoría, se trata de abundancias obtenidas con espectros de resolución media a alta y que excepto por los espectros observados con el ESO de 1.52m, la mayoría se obtuvo con telescopios de gran tamaño (de 4.2m a 6.5m).

En todas las referencias revisadas se calculan las abundancias iónicas de O y Ne como el promedio de las abundancias que se obtienen con todos los multipletes (fiables) observados y se utilizan los datos atómicos de Nussbaumer & Storey (1984, 1987); Pequignot et al. (1991); Storey (1994); Liu et al. (1995); Kisielius et al. (1998); Liu et al. (2000) para los distintos iones<sup>3</sup>. En todos los artículos, se utiliza el caso B (caso ópticamente grueso) para los cuartetos de líneas y el caso A (caso ópticamente delgado) para los dobletes. Además, en cada referencia se descartan: 1) las líneas contaminadas ya sea por otras RLs o por líneas telúricas, 2) las líneas de emisión excitadas por procesos distintos a la recombinación pura<sup>4</sup>, y 3) los multipletes para los que los coeficientes de recombinación disponibles no tienen una buena precisión (por ejemplo, el multiplete de O II V5, Garnett & Dinerstein 2001; Liu et al. 2001).

Para corregir por la presencia de iones no observados, en todas las referencias se utilizaron los ICFs para O y Ne de Kingsburgh & Barlow (1994). En esta tesis no se recalcularon las abundancias con ICFs más recientes debido a que sale de los objetivos de este proyecto, sin embargo, se analizó la incertidumbre que puede deberse al esquema de ICFs utilizado en la mayoría de las PNS.

<sup>3</sup>Debe considerarse que existen datos atómicos más actuales para  $\text{O}^{++}$  (Storey et al., 2017), cuyo uso podría modificar ligeramente las abundancias recopiladas en esta tesis.

<sup>4</sup>Como los multipletes 2 y 5 de O III o la línea Ne III  $\lambda 4379$ , que son afectados por la emisión de fluorescencia (Grandi, 1976)

Los ICFs de [Kingsburgh & Barlow \(1994\)](#) pueden llevar a abundancias químicas erróneas en algunos objetos, tal y como encontraron [Delgado-Inglada et al. \(2014\)](#). En el caso de nuestra muestra de PNs, considerando su grado de ionización dado por el cociente  $\text{He}^{++}/(\text{He}^{+}+\text{He}^{++})$ , (cuyo rango de valores se encuentra entre 0.4 y 0.5), el ICF para O de [Kingsburgh & Barlow \(1994\)](#) podría estar sobrestimando la abundancia de total en hasta 0.2 dex (ver Fig. 5 de [Delgado-Inglada et al. 2014](#)), mientras que su ICF para Ne podría subestimar la abundancia de este elemento en hasta 0.3 dex (ver Fig. 7 de [Delgado-Inglada et al. 2014](#)).

Para algunas de las PNs de la muestra (M 1-29, NGC 2440, NGC 6543 y NGC 7009), no fue posible determinar el valor de  $\text{O}^{+}$  con RLs, por lo que en estos casos los autores suponen que el cociente  $\text{O}^{+}/\text{O}^{++}$  determinado con CELs es igual al de las RLs para poder obtener la contribución de  $\text{O}^{+}$ . En el caso de NGC 6543, [Wesson & Liu \(2004\)](#) consideran una suposición análoga para  $\text{Ne}^{+}$  y  $\text{Ne}^{++}$ , con el fin de estimar la abundancia  $\text{Ne}^{+}$  a partir de RLs.

En el caso de NGC 2867, la abundancia de O calculada con RLs corresponde al promedio de las abundancias calculadas por [García-Rojas et al. \(2009\)](#) para dos regiones distintas de la nebulosa, localizadas en los nudos brillantes de la misma. Para IC 418, [Sharpee et al. \(2004\)](#) no reportan la abundancia total de O, y sólo reportan las abundancias iónicas de  $\text{O}^{+}$  y  $\text{O}^{++}$ . En este caso, en este trabajo se sumaron las abundancias iónicas de  $\text{O}^{+}$  y  $\text{O}^{++}$  para obtener la abundancia total de O. Dado que no hay líneas de He II en el espectro de esta nebulosa, no se espera contribución de otros iones de O a la abundancia total. Las abundancias de O/H en NGC 2440 y NGC 7009 fueron obtenidas por [Tsamis et al. \(2004\)](#) sumando directamente las abundancias de  $\text{O}^{+}$ ,  $\text{O}^{++}$  y  $\text{O}^{+3}$ , sin utilizar un ICF, donde la abundancia de  $\text{O}^{+3}$  se tomó de [Liu & Danziger 1993](#), quienes la determinan con la línea O III V8  $\lambda 3265$ .

Tabla 3.2: Abundancias químicas de O/H y Ne/H calculadas con RLs recopiladas de la literatura para la muestra de PNs de este trabajo.

PN	Telescopio (tamaño)	Espectrógrafo	Resolución	IONES	ICF	$12+\log\text{OH}$ (RLs)	Ref.	Telescopio (tamaño)	Espectrógrafo	Resolución	IONES	ICF	$12+\log\text{NeH}$ (RLs)	Ref.
Cn 1-5	Clay (6.5m)	MIKE	~30.000	O <sup>+</sup> , O <sup>++</sup>	KB94	9.07±0.04	1	ESO(1.52m)	B&C	~1500	Ne <sup>++</sup>	KB94	8.25±0.52	2
Hb 4	Clay (6.5m)	MIKE	~30.000	O <sup>++</sup>	KB94	9.27±0.04	1							
He 2-86	Clay (6.5m)	MIKE	~30.000	O <sup>+</sup> , O <sup>++</sup>	KB94	9.08±0.02	1							
IC 418	Bianco (4m)	Cassegrain	~33.000	O <sup>+</sup> , O <sup>++</sup>		8.70 <sup>a</sup>	3							
M 1-25	Clay (6.5m)	MIKE	~30.000	O <sup>+</sup> , O <sup>++</sup>	KB94	9.05±0.05	1							
M 1-29	ESO(1.52m)	Boller & Chivens (B&C)	~1500	O <sup>++</sup>	KB94	9.24±0.52	2							
NGC 2392														
NGC 2440	ESO(1.52m)	B&C	~1500	O <sup>++</sup> , O <sup>+3</sup> , O <sup>+4</sup>										
NGC 2867	Clay (6.5m)	MIKE	~30.000	O <sup>++</sup>	KB94	8.78±0.04 <sup>c</sup>	5							
NGC 6369	Clay (6.5m)	MIKE	~30.000	O <sup>++</sup>	KB94	8.69±0.06	1							
NGC 6543	WHT(4.2m)	ISIS	~3000	O <sup>++</sup>	KB94	9.30	6	WHT(4.2m)	ISIS	~3000	Ne <sup>+</sup> , Ne <sup>++</sup>	1	8.67	6
NGC 6720	WHT(4.2m)	ISIS	~3000	O <sup>++</sup>	KB94	9.18	7	WHT(4.2m)	ISIS	~3000	Ne <sup>++</sup>	KB94	8.71	7
NGC 6741	WHT(4.2m)	ISIS	~3000	O <sup>++</sup>	KB94	9.13	7	WHT(4.2m)	ISIS	~3000	Ne <sup>++</sup>	KB94	8.90	7
NGC 6790	WHT(4.2m)	ISIS	~3000	O <sup>++</sup>	KB94	8.64	7	WHT(4.2m)	ISIS	~3000	Ne <sup>++</sup>	KB94	8.12	7
NGC 6884	WHT(4.2m)	ISIS	~3000	O <sup>++</sup>	KB94	8.97	7	WHT(4.2m)	ISIS	~3000	Ne <sup>++</sup>	KB94	8.92	7
NGC 7009	AAT(3.9m)/ESO(1.5m)	RGO/B&C	1200-6000	O <sup>++</sup> , O <sup>+3</sup> , O <sup>+4</sup>	1	9.28	8	ESO(1.5m)/WHT(4.2m)	B&C/ISIS		Ne <sup>++</sup>	KB94	8.84±0.25	9
PB 6														
PC 14	Clay (6.5m)	MIKE	~30.000	O <sup>++</sup>	KB94	9.06±0.04	1							
Pe 1-1	Clay (6.5m)	MIKE	~30.000	O <sup>+</sup> , O <sup>++</sup>	KB94	8.88±0.05	1							

(1) García-Rojas et al. (2013), (2) Wang & Liu (2007), (3) Sharpsee et al. (2004), (4) Tsamis et al. (2004), (5) García-Rojas et al. (2009), (6) Wesson & Liu (2004), (7) Liu et al. (2004), (8) Liu et al. (1995), (9) Luo et al. (2001).

KB94: Kingsburgh & Barlow (1994).

<sup>a</sup> Valor calculado en este trabajo a partir las abundancias iónicas de Sharpsee et al. (2004) como O<sup>+</sup>+O<sup>++</sup>, dada la ausencia de líneas de He II en el espectro de IC 418.

<sup>b</sup> Abundancia de O<sup>+3</sup>, tomada por Tsamis et al. (2004) de Liu & Danziger (1993).

<sup>c</sup> Valor promedio de las abundancias determinadas en los dos nudos de NGC 2867.

### 3.2.2. Distancias Galactocéntricas

En este trabajo se recopilieron las distancias de cada PN que resultan de dos relaciones de escala y de los datos de Gaia EDR3. Aunque existen otros métodos para determinar las distancias a PNs (como, por ejemplo, las distancias basadas en la cinemática de sus estrellas centrales, [Yang et al., 2016](#)), estos métodos están limitados a un pequeño número de PNs y, en particular, no están disponibles para nuestra muestra.

Para recopilar las distancias de Gaia EDR3, primero fue necesario identificar a las estrellas centrales de nuestras PNs en este catálogo. [Chornay & Walton \(2021, CW21\)](#) identificaron más de 2000 estrellas centrales de PNs Galácticas en Gaia EDR3, utilizando un algoritmo estadístico basado en la posición angular y el color de las estrellas. Este algoritmo supone que las estrellas centrales de las PNs se localizan cerca de las coordenadas del centro reportado de cada PN (algo que no es necesariamente válido para objetos muy extendidos o con una morfología distinta a la esférica), que tienen temperaturas efectivas altas y colores azules. A cada fuente identificada con este algoritmo, los autores asignan un valor numérico que representa la fiabilidad de su identificación, el cuál va de 0 a 1, dependiendo de si cumple con estas suposiciones.

De las 19 PNs de este trabajo, 16 fueron identificadas en Gaia EDR3 por [CW21](#). Las PNs no identificadas son M 1-29, NGC 6741 y NGC 6790. La mayoría de las PNs identificadas tienen puntajes de fiabilidad mayores a 0.95, únicamente NGC 2440, NGC 6369 y Pe 1-1 tienen un puntaje menor, 0.51, 0.78 y 0.84, respectivamente. Las fuentes identificadas de He 2-86, y Pe 1-1 no tienen un paralaje disponible en Gaia EDR3, por lo que no cuentan con distancias calculadas por [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#). Por otro lado, las fuentes identificadas para M 1-25, NGC 2440 y NGC 6884 tienen un paralaje negativo, que, aunque aporta información importante sobre este parámetro ([Luri et al., 2018](#)), implica una solución astrométrica pobre en la que probablemente hubo una cantidad significativa de ruido ([Fabricius et al., 2021](#)). Por lo anterior, para estos seis objetos fue necesario explorar otros métodos para obtener sus distancias.

[González-Santamaría et al. \(2021, GS21\)](#) llevaron a cabo un estudio similar al de [CW21](#) pero corrigen el color de cada fuente con los mapas de extinción de [Green et al. \(2019\)](#) y [Schlegel et al. \(1998\)](#), lo cuál hace más confiable su identificación. Por otro lado, [GS21](#) no calculan un valor numérico para la fiabilidad en la identificación de las fuentes sino que las clasifican en los grupos A, B o C, siendo las fuentes del grupo A las más confiables y las del grupo C las más inciertas.

[GS21](#) tampoco identifican una fuente para M 1-29, NGC 6741 y NGC 6790. Para las otras PNs de la muestra identifican las mismas fuentes que [CW21](#), con la única excepción de NGC 2440. Para la estrella central de esta PN, [CW21](#) proponen el Gaia ID 5716990599321527552 mientras que [GS21](#) sugieren el Gaia EDR3 ID 5716990599321529216. Esta diferencia se debe a que la fuente propuesta por [CW21](#) no tiene un color  $G_{BP} - G_{RP}$  reportado, por lo que fue descartada en el estudio de [GS21](#), que es más restrictivo en cuánto al color de las fuentes. Sin embargo, como se mencionó antes, la fuente de [CW21](#) tiene un paralaje negativo mientras que la de [GS21](#) de hecho, no tiene una medición de paralaje. Por lo tanto, la comparación con [GS21](#) no es de ayuda en este caso y la necesidad de otros métodos para estimar la distancia a este objeto persiste.

De las PNs identificadas por [GS21](#), nueve pertenecen al grupo A (Hb 4, NGC 2392, NGC 2867, NGC 6543, NGC 6720, NGC 6884, NGC 7009, PB 6 y PC 14), por lo que tienen una identificación muy fiable, mientras que 4 pertenecen al grupo B (Cn 1-5, IC 418, M 1-25 y NGC 6369), cuya probabilidad de una buena identificación es menor pero sigue siendo aceptable. De hecho, siete PNs de nuestra muestra (IC 418, NGC 2392, NGC 2867, NGC 6369, NGC 6543, NGC 6720 y NGC 7009) pertenecen al grupo de [GS21](#) llamado *Golden Astrometry Planetary Nebulae*, las cuales, tienen los datos astrométricos de Gaia EDR3 más fiables, de acuerdo a la incertidumbre asociada a su paralaje y el ruido (por posibles estrellas cercanas de campo) en la medición de sus datos astrométricos en Gaia EDR3 (que en estos objetos es bajo o casi nulo). Por tanto, se espera que los datos astrométricos de estos objetos permitan una determinación muy fiable de sus distancias.

En resumen, se obtuvieron los identificadores de 11 de las 19 PNs de nuestra muestra con paralajes positivos en Gaia EDR3. De las otras ocho, dos PNs (He 2-86 y Pe 1-1) tienen fuentes identificadas por [CW21](#) y/o [GS21](#) pero no tienen un paralaje medido, tres PNs (M 1-25, NGC 2440 y NGC 6884) tienen fuentes identificadas pero paralajes negativos y las otras tres PNs (M 1-29, NGC 6741 y NGC 6790) no tienen fuentes identificadas

en ninguno de los dos trabajos.

Para las PNs identificadas en Gaia EDR3, se obtuvieron dos grupos de distancias: el primero, consiste en la recopilación de distancias geométricas calculadas por [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#) y el segundo, con las distancias que resultan directamente del inverso de los paralajes, calculadas en el presente trabajo.

Las PNs con paralajes negativos tienen también una distancia estimada por [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#), debido a que su método probabilístico considera las distribuciones asociadas a cada paralaje (determinadas por sus incertidumbres) y no sólo el valor final reportado. No obstante, estas distancias no pueden considerarse fiables. De las PNs con un paralaje positivo, todas tienen distancias geométricas calculadas por [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#). Estas distancias van de 1.0 a 13 kpc y tienen un error asociado promedio de 0.7 kpc. Por otro lado, las PNs con paralajes negativos, tienen errores asociados de hasta 2 kpc, lo que confirma que son demasiado inciertas para considerarse. Para las distancias que resultan del inverso de los paralajes (positivos, que son los que tienen sentido físico en este cálculo), se propagaron las incertidumbres asociadas a cada paralaje y se obtuvieron distancias Galactocéntricas que van de 2 a 10 kpc, con un error promedio de 0.8 kpc.

En las PNs con paralajes positivos, las distancias geométricas recopiladas de [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#) y las calculadas aquí con los inversos de los paralajes son consistentes dentro de las incertidumbres, difiriendo en 0.2 kpc en promedio. Esto sucede incluso en objetos con errores relativos asociados al paralaje mayores al 20 %, para los que no se esperaría poder obtener una buena estimación de la distancia utilizando éste método ([Luri et al., 2018](#); [Stanghellini et al., 2020](#)).

Para obtener una estimación de la distancia para las PNs que no tienen una fuente de Gaia EDR3 identificada o que tienen un paralaje negativo o muy incierto, se recopilaron las distancias calculadas por [Frew et al. \(2016\)](#) y [Stanghellini et al. \(2008\)](#) con relaciones de escala. Las relaciones de escala son relaciones estadísticas que usan correlaciones entre una variable observada fácilmente en PNs y otra que depende de la distancia de cada objeto. La robustez de estas relaciones depende de la muestra de calibración, debe ser representativa de la mayoría de los objetos observados, tener buenas observaciones y estar compuesta por objetos con alguna determinación previa de su distancia a partir de algún método distinto.

La relación de escala calculada por [Frew et al. \(2016\)](#) se basa en una correlación del brillo superficial de  $H\alpha$  ( $S_{H\alpha}$ ) y el radio geométrico de las PNs ( $r$ ) en pársecs; esta relación se llamará de aquí en adelante relación  $S_{H\alpha} - r$ . Fue calculada a partir de una muestra de  $\sim 300$  PNs Galácticas (distribuidas en el disco, bulbo y halo Galácticos) y extragalácticas, con distancias previamente determinadas a partir de varios métodos (entre otros, trigonométrico, fotométrico, cinemático y por la pertenencia de la PN a algún cúmulo estelar con distancia conocida). A partir de las distancias previamente calculadas, [Frew et al. \(2016\)](#) seleccionaron las mejores y, a partir de esta selección, calibraron la relación  $S_{H\alpha} - r$ , cuya expresión vienen dada por:

$$\log S_{H\alpha} = -3.63(\pm 0.06) \log r - 5.34(\pm 0.05). \quad (3.1)$$

[Frew et al. \(2016\)](#) presentan un catálogo de 1100 PNs con distancias calculadas usando esta relación.

Todas las PNs de la muestra de esta tesis tienen distancias calculadas con la relación  $S_{H\alpha} - r$ . De hecho, 8 objetos de nuestra muestra fueron utilizados como calibradores para esta relación: IC 418, NGC 2392, NGC 2440, NGC 2867, NGC 6369, NGC 6543, NGC 6720 y NGC 7009.

También, se recopilaron las distancias obtenidas con la relación de escala de [Stanghellini et al. \(2008\)](#). Ellos utilizaron 70 PNs de la Nubes Menor y Mayor de Magallanes (SMC y LMC, respectivamente) con datos del *Hubble Space Telescope* (HST). Recopilaron los radios angulares ( $\theta$ , en segundos de arco) y estimaron los flujos a 5 GHz ( $F$ ) a partir de los flujos de  $H\beta$  corregidos por extinción. Calcularon las masas ionizadas  $\mu$  y el parámetro de opacidad óptica  $\tau$  definidos como:

$$\begin{aligned} \mu &= (2.266 \times 10^{-21} D^5 \theta^3 F)^{1/2} \text{ y} \\ \tau &= \log\left(\frac{4\theta^2}{F}\right), \end{aligned} \quad (3.2)$$

donde  $D$  es la distancia de las PNs en pársecs. Suponiendo que las SMC y LMC pueden ser considerados como discos aproximadamente planos, Stanghellini et al. (2008) consideran que todas las PNs en la SMC se encuentran a una distancia de  $D = 58.3$  kpc y  $D = 50.6$  kpc para la LMC. Los autores calcularon un ajuste de su muestra en el plano  $\mu$ - $\tau$ , como:

$$\begin{aligned} \log D &= 3.06 + 0.37 \log \theta - 0.68 \log F, \text{ para } \tau < 2.1 \text{ arcsec}^2 \text{GHz}^{-1} \text{ y} \\ \log D &= 3.79 - 0.60 \log \theta - 0.20 \log F, \text{ para } \tau > 2.1 \text{ arcsec}^2 \text{GHz}^{-1}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

En este cálculo excluyeron las PNs con morfología bipolar, debido a que no seguían la tendencia general del resto de los objetos y tienen una gran dispersión asociada. La relación tiene una incertidumbre asociada del 30 % para las distancias calculadas. Utilizando estas expresiones, Stanghellini et al. (2008) calcularon las distancias heliocéntricas de  $\sim 560$  PNs Galácticas.

Se encontró que 15 PNs de la muestra de esta tesis tienen distancias calculadas con estas expresiones. Solo He 2-86, IC 418, NGC 6790 y Pe 1-1 no las tienen.

La Tabla 3.3 muestra los identificadores numéricos de Gaia EDR3 y los paralajes recopilados para las PNs de nuestra muestra, así como todas las distancias exploradas en este trabajo: las distancias geométricas de Bailer-Jones et al. (2021) (BJ21geo), las obtenidas invirtiendo el paralaje (1/Plx), y las distancias calculadas con las relaciones de escala de Frew et al. (2016) (F16) y Stanghellini et al. (2008) (S08).

Nebula	Gaia EDR3 ID	Gaia EDR3 plx (mas)	Distancias Gaia EDR3 (kpc)		Distancias estadísticas (kpc)	
			BJ21geo	1/Plx	F16	S08
Cn 1-5	4046842607233523840	$0.28 \pm 0.09$	$4.63^{+1.00}_{-0.77}$	$4.72 \pm 1.10$	<b><math>3.39 \pm 1.30</math></b>	$3.05 \pm 1.40$
Hb 4	4068200586367730944	$0.17 \pm 0.13$	$1.39^{+2.90}_{-1.80}$	$2.38 \pm 4.30$	<b><math>5.33 \pm 0.86</math></b>	$3.20 \pm 1.50$
He 2-86	5861205190154456192	–	–	–	<b><math>7.07 \pm 0.13</math></b>	–
IC 418	2985789113026163584	$0.73 \pm 0.03$	<b><math>9.23 \pm 0.11</math></b>	$9.27 \pm 0.11$	$9.25 \pm 0.33$	–
M 1-25	4117211214062566528	$-0.51 \pm 0.16$	$1.02^{+0.60}_{-0.40}$	–	<b><math>2.73 \pm 1.80</math></b>	$1.83 \pm 1.70$
M 1-29 <sup>a</sup>	–	–	–	–	<b><math>4.88 \pm 1.00</math></b>	$4.08 \pm 1.20$
NGC 2392	865037169677723904	$0.55 \pm 0.05$	$9.80^{+0.17}_{-0.15}$	$9.88 \pm 0.18$	$9.47 \pm 0.39$	$9.36 \pm 0.37$
NGC 2440	5716990599321527552	$-1.47 \pm 0.45$	$11.50^{+1.80}_{-1.20}$	–	<b><math>9.00 \pm 0.27</math></b>	$9.05 \pm 0.29$
NGC 2867	5300450617836957312	$0.34 \pm 0.06$	$8.28^{+0.15}_{-0.12}$	$8.31 \pm 0.15$	$8.19 \pm 0.13$	$8.19 \pm 0.13$
NGC 6369	4111368477921050368	$0.92 \pm 0.05$	$7.15^{+0.12}_{-0.11}$	$7.12 \pm 0.12$	$7.30 \pm 0.30$	$7.12 \pm 0.34$
NGC 6543	1633325248915154176	$0.73 \pm 0.03$	<b><math>8.43 \pm 0.10</math></b>	$8.44 \pm 0.10$	$8.39 \pm 0.12$	$8.51 \pm 0.17$
NGC 6720	2090486618786534784	$1.27 \pm 0.04$	<b><math>7.89 \pm 0.10</math></b>	$7.89 \pm 0.10$	$7.84 \pm 0.13$	$7.85 \pm 0.13$
NGC 6741 <sup>a</sup>	–	–	–	–	<b><math>5.77 \pm 0.63</math></b>	$5.51 \pm 0.63$
NGC 6790 <sup>a</sup>	–	–	–	–	<b><math>5.55 \pm 0.50</math></b>	–
NGC 6884	2082491657427348352	$-0.46 \pm 0.12$	$12.80^{+2.40}_{-2.30}$	–	<b><math>8.39 \pm 0.25</math></b>	$8.57 \pm 0.38$
NGC 7009	6889338034837425920	$0.81 \pm 0.06$	<b><math>7.48 \pm 0.11</math></b>	$7.46 \pm 0.11$	$7.44 \pm 0.22$	$7.41 \pm 0.24$
PB 6	5358679035649615232	$0.15 \pm 0.06$	$9.20^{+0.77}_{-0.56}$	$9.74 \pm 1.50$	$9.11 \pm 0.75$	$8.70 \pm 0.49$
PC 14	5924318978646258304	$0.46 \pm 0.22$	$5.71^{+1.30}_{-0.84}$	$6.29 \pm 0.88$	$3.73 \pm 0.72$	$3.80 \pm 0.76$
Pe 1-1	5352007199082209792	–	–	–	<b><math>8.53 \pm 0.69</math></b>	–

<sup>a</sup> PNs sin una fuente ionizante identificada en Gaia EDR3 por GS21 o CW21.

Tabla 3.3: Distancias Galactocéntricas exploradas en la muestra de PNs. Se muestran las distancias geométricas de Bailer-Jones et al. (2021), las distancias calculadas a partir del inverso de los paralajes (1/Plx) y las distancias obtenidas con las relaciones de escala de Frew et al. (2016) (F16) y Stanghellini et al. (2008) (S08). Las distancias seleccionadas finalmente para cada objeto se muestran en negritas.

La comparación de las distancias se puede ver en la Figura 3.2, donde las distancias F16 se han usado de referencia en el eje horizontal, ya que se recopilaron para todas las PNs de la muestra. Los círculos morados corresponden a las distancias S08, los cuadrados rojos a las BJ21geo, y los diamantes verdes muestran las distancias 1/Plx. Las distancias de Gaia EDR3 calculadas con paralajes negativos o con grandes incertidumbres asociadas ( $> 20$  %) se muestran en símbolos huecos. La línea continua muestra la identidad, donde las distancias son iguales a las de Frew et al. (2016). Las distancias de He 2-86, Pe 1-1 y NGC 6790 se muestran en el eje horizontal con medios círculos negros, siendo esta la única distancia disponible para estos objetos.

Se puede ver que las distancias de S08 se encuentran en general más cerca de la línea negra, lo que implica que las distancias calculadas con relaciones de escala guardan un mayor parecido entre sí. Las distancias S08 y F16 difieren en promedio  $0.25 \pm 0.27$  kpc, excepto en Hb 4, donde difieren en hasta 2 kpc.

Si sólo se consideran los objetos con paralajes fiables (símbolos sólidos en la Figura 3.2), todas las distancias mayores de 6.5 kpc son consistentes dentro de las incertidumbres (diferiendo en  $0.4 \pm 0.9$  kpc en promedio). Los objetos con distancias menores a 6.5 kpc en nuestra muestra tienen también paralajes negativos o errores asociados al paralaje mayores al 20 %, por lo que los distintos métodos llevan a grandes diferencias entre sí, de  $2.0 \pm 1.0$  kpc en promedio y en hasta 4.0 kpc.

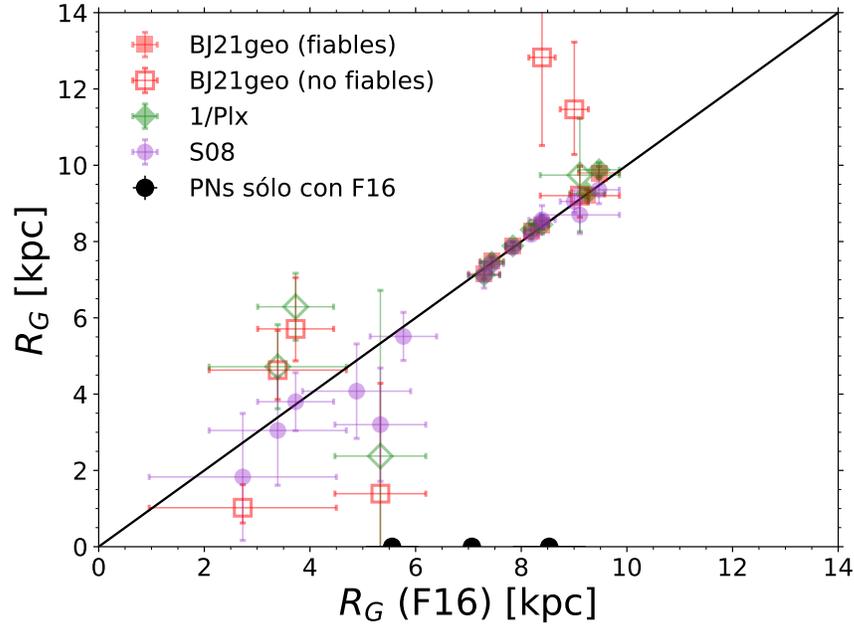


Figura 3.2: Distancias Galactocéntricas calculadas por [Stanghellini et al. \(2008\)](#) (S08, círculos morados), [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#) (BJ21geo, cuadrados rojos) y las que resultan de invertir los paralajes de Gaia EDR3 (diamantes verdes), comparadas con respecto a las distancias de [Frew et al. \(2016\)](#) (F16). La línea continua muestra donde las diferentes distancias son iguales a las F16. Las distancias de He 2-86, Pe 1-1 y NGC 6790 se muestran sobre el eje horizontal (medios círculos negros).

De las distancias exploradas se seleccionó la distancia final de la siguiente manera: se adoptó la distancia BJ21geo siempre y cuando su paralaje fuera positivo y tuviera un error relativo asociado menor al 20 % (siguiendo a [Stanghellini et al., 2020](#)). Para los casos en los que no se cumple este primer criterio o no se tuviera un paralaje disponible, se seleccionaron como representativas las distancias F16, que fueron calculadas con una relación de escala calibrada con una mayor muestra de objetos que las S08 y las cuales, incluyen incertidumbres calculadas para cada objeto.

Con las distancias seleccionadas para cada PN, se revisó que ningún objeto se localizara en el bulbo de nuestra galaxia, ya que para el presente trabajo se requiere una muestra de PNs localizadas únicamente en los discos Galácticos. Al revisar, ningún objeto de la muestra de PNs tiene una distancia final menor a  $1.45 \pm 0.02$  kpc (distancia a la que se encuentra el bulbo Galáctico, calculado en la Sección 3.4.2), por lo que se espera que todas pertenezcan a los discos de nuestra galaxia.

### 3.2.3. Clasificación de PNs en intervalos de edad

Las PNs provienen de estrellas con una masa inicial ( $M_i$ ) en el rango entre 0.8 y 8.0  $M_\odot$ . Esto implica que sus estrellas se han formado en momentos distintos y, por tanto, representan la composición química del ISM en distintos tiempos en el pasado. Sin embargo, considerar a todas las PNs como un solo grupo de objetos, sin distinción por edad de la progenitora, es una práctica común en la literatura.

La masa inicial de una estrella define su tiempo de vida y, por tanto, el tiempo que tarda en alcanzar la fase de PN. Por lo tanto, si podemos estimar la masa inicial de las progenitoras de un grupo de PNs, podemos estimar la edad de la progenitora. La masa inicial define también los procesos de nucleosíntesis que tendrán lugar a lo largo de la vida de una estrella. Como cada proceso tiene un efecto distinto en las abundancias químicas de algunos elementos químicos, se pueden usar las abundancias observadas en las PNs para estimar la masa inicial de la progenitora de dichas PNs. Con esa masa inicial se puede estimar la edad de la progenitora y se puede comparar con la composición química del ISM en el momento correcto en el pasado, considerando únicamente los elementos no afectados por la nucleosíntesis estelar.

Los elementos más comúnmente utilizados para estimar la masa inicial y con ello, las edades de las estrellas progenitoras son He, C y N (Peimbert, 1978; Quireza et al., 2007). Estos elementos son utilizados porque trazan la activación de distintos procesos de nucleosíntesis en las estrellas (como se explicó en la Sección 1.3).

El inconveniente a la hora de asignar edades de las progenitoras a las PNs es que las masas iniciales para las que ocurrirán los distintos procesos de nucleosíntesis dependen de los modelos estelares. Como se vio en el Capítulo 2, por ejemplo, mientras que los modelos de Ventura et al. (2017), que consideran procesos de mezclado extra, predicen que el HBB ocurre en estrellas con una masa inicial por encima de 3.5  $M_\odot$  (ver Figura 2.1), los modelos de Karakas & Lugaro (2016), que no consideran ningún proceso de mezclado adicional, sitúan este límite en 4.5  $M_\odot$  (ver Figura 2.2, ambos en el caso de metalicidades cercanas a la solar). Asimismo, los tiempos de vida ( $\tau$ ) que se asignan a cada estrella dependiendo de su  $M_i$  varía también entre modelos estelares: los modelos de Ventura et al. (2017) sugieren un  $\tau_{(M_i > 3.5)} < 0.3$  Gyr, mientras que en los de Karakas & Lugaro (2016) se tiene que  $\tau_{(M_i > 4.5)} < 0.14$  Gyr. Aunque la mayoría de los métodos propuestos para clasificar PNs por intervalos de  $M_i$  (y edad) se basan en cocientes de abundancias químicas en el gas, también se puede utilizar la composición del polvo presente en las PNs, ya que esta depende directamente de la composición química de la atmósfera estelar durante su formación. Si la atmósfera de la estrella progenitora era rica en C durante la formación del polvo (por efecto del TDU), se espera que se forme polvo rico en C, mientras que si la estrella fue lo suficientemente masiva como para llevar a cabo otros procesos (como el HBB) y tener así una atmósfera enriquecida en O cuando se forma el polvo, éste tendrá una composición rica en O.

Otro método, se basa en comparar a las estrellas con modelos estelares en los llamados diagramas HR (de luminosidad  $L$  en función de la temperatura efectiva  $T_{eff}$ ), donde la fiabilidad en su clasificación dependerá de qué tan bien están determinados estos dos parámetros.

En este trabajo se exploraron cinco métodos para clasificar a nuestras PNs en intervalos de edad. Tres de ellos utilizan las abundancias químicas de las PNs. También, se utilizó la información disponible sobre la composición del polvo de algunas PNs de nuestra muestra. Además, se recopilieron algunas masas iniciales estimadas a partir de sus  $T_{eff}$  y  $L$  de la literatura. En las siguientes secciones se explica cada método y las edades/ $M_i$ 's encontradas con cada uno. En la última sección, se comparan las distintas determinaciones y se clasifica a cada PN en un grupo de edad. Se intentó clasificar a las PNs en tres grupos: A) contiene a las PNs con las estrellas progenitoras más masivas, con  $M_i > 3.5 - 4.5 M_\odot$ , B) PNs que proceden de progenitoras con masas intermedias ( $1.5 < M_i < 3.5 - 4.5 M_\odot$ ) y C) PNs que provienen de las estrellas progenitoras menos masivas,  $M_i < 1.5 M_\odot$ . Finalmente, se exploraron distintas relaciones  $\tau - M_i$  y se asoció un intervalo de edades a cada grupo.

#### 3.2.3.1. Edades y masas basadas en N/O

El método propuesto por Maciel y colaboradores (Cazetta & Maciel, 2000; Maciel, 2001; Maciel et al., 2010) utiliza el cociente de abundancias N/O para determinar la edad de las progenitoras de las PNs. El N es uno de

los elementos cuya abundancia se ve más afectada por la nucleosíntesis así que se espera encontrar diferencias significativas entre PNs con masas diferentes. El O también puede verse afectado (principalmente por el HBB y el segundo dragado), aunque en menor medida que el N. Basados en esto, los autores proponen el siguiente conjunto de ecuaciones para calcular la masa  $M_i$  y la masa de la estrella central de una PN ( $M_{CS}$ ) en función del cociente N/O:

$$\begin{aligned} M_{CS}[M_{\odot}] &= 0.7242 + 0.1742x, \text{ si } -1.00 \leq x < 0.26, \\ M_{CS}[M_{\odot}] &= 0.825 + 0.936x + 1.439x^2, \text{ si } -0.26 \leq x < 0.20, \\ M_i[M_{\odot}] &= \frac{M_{CS} - 0.47778}{0.09028}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

donde  $x = \log(\text{N/O})$  para  $-1.0 \leq \log(\text{N/O}) < 0.2$ . Estas expresiones fueron calculadas a partir de los modelos estelares de Schoenberner (1983); Weidemann & Koester (1983); Bloeker & Schoenberner (1990); Groenewegen & de Jong (1993) y Groenewegen et al. (1995), y toman en cuenta los resultados de los modelos de atmósferas estelares fuera del equilibrio termodinámico local de Mendez et al. (1992). La masa mínima para la estrella central que se puede obtener con estas expresiones es de  $0.55 M_{\odot}$ , la cuál se encuentra dentro del rango de masas observado en PNs (de  $0.55 - 0.60 M_{\odot}$ , Stasińska et al., 1997; Stasińska & Tylenda, 1990; Marigo et al., 1996; Weidmann et al., 2020).

En este trabajo, se calcularon las  $M_i$ 's utilizando las ecuaciones 3.4 y considerando las abundancias de  $\log(\text{N/O})$  recopiladas, calculadas por Rodríguez (2020) (como se vió en la Sección 3.2.1). NGC 2440 es la única PN de la muestra que tiene un valor de  $\log(\text{N/O}) = 0.29$ , que se encuentra fuera del intervalo abarcado por los modelos con los que se calibraron las ecuaciones 3.4. Aún así, se utilizaron estas ecuaciones para calcular su masa inicial, teniendo en cuenta que en este objeto el cálculo es más incierto.

De acuerdo a este método, 14 PNs tienen masas en el intervalo  $1.5 < M_i < 3.5 - 4.5 M_{\odot}$  (grupo B). Dos PNs, NGC 2440 y PB 6, tienen masas por encima de  $3.5 - 4.5 M_{\odot}$  (grupo A). Por último, IC 418 es la única PN con  $M_i < 1.5 M_{\odot}$  (grupo C).

En el caso de He 2-86 y M 1-25, se obtienen  $M_i$ 's de  $4.1$  y  $3.7 M_{\odot}$ , respectivamente. Dependiendo de los modelos estelares que se consideren, se pueden incluir en el grupo A o en el B. Si se utilizan los límites en masa obtenidos con los modelos de Ventura et al. (2017), estas dos PNs provienen de estrellas que pasaron por HBB (perteneciendo al grupo A), mientras que según los modelos de Karakas & Lugaro (2016), serían estrellas ricas en C por efecto del TDU (asignándolas al grupo B), por lo que en estos dos casos es más importante revisar su clasificación a partir de otros métodos.

### 3.2.3.2. Edades y masas basadas en la composición del polvo

Durante la fase AGB, las estrellas pierden una cantidad importante de material que crea un envoltante de baja temperatura (menor a  $\sim 1500$  K) y alta densidad ( $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) que favorece la condensación de granos de polvo de forma eficiente (Whittet, 2003; Ferrarotti & Gail, 2006). De hecho, las estrellas AGB son una de las principales fuentes de polvo interestelar en nuestra galaxia (Ferrarotti & Gail, 2006).

El tipo de granos de polvo que se forma depende de la composición química de la superficie estelar en el momento de su formación que, a su vez, depende principalmente de la  $M_i$  de la estrella. Si la superficie de la estrella es rica en C, se formarán preferentemente compuestos ricos en este elemento, como carburo de silicio (SiC) o compuestos cuya formación se ha asociado a este tipo de ambientes ricos en C, como el sulfuro de magnesio (MgS). Por otro lado, si no ocurre el TDU (en estrellas de muy baja masa, con  $M_i < 1.5 M_{\odot}$ ) o si ocurren el HBB y el segundo dragado (en estrellas más masivas,  $M_i > 3.5 - 4.5 M_{\odot}$ ), la atmósfera estelar será rica en O, por lo que se formarán silicatos y óxidos. Hay otros compuestos, como los hidrocarburos aromáticos policíclicos (PAHs), que se pueden formar en ambos tipos de ambientes, tanto en ambientes ricos en C como en O (cuya formación siendo un problema abierto, Waters et al., 1998).

Entonces, si se pueden identificar algunos componentes del polvo en las PNs, y sabiendo si estos compuestos se producen en ambientes ricos en C o en O, se puede inferir el intervalo de  $M_i$  de las progenitoras. Para identificar el tipo de polvo se utilizan los espectros infrarrojos, en los que se pueden observar rasgos producidos por la interacción de la radiación con el polvo.

En este trabajo, se revisó la literatura para recopilar los rasgos de polvo identificados en las PNs de la muestra. A partir de esto, se clasificaron en PNs con polvo rico en carbono, CRD, PNs con polvo rico en oxígeno, ORD, y PNs con una composición de polvo mixta, MD.

Las composiciones del polvo de nuestras PNs se recopilaron de [Cohen & Barlow \(2005\)](#); [Perea-Calderón et al. \(2009\)](#); [Stanghellini et al. \(2012\)](#); [Delgado-Inglada et al. \(2014, 2015\)](#) y [Hernández-Juárez \(2020\)](#), en los que se utilizan espectros infrarrojos obtenidos con el telescopio espacial Spitzer y con el Observatorio Espacial Infrarrojo (ISO). De las 19 PNs de la muestra, se encontró que dos (IC 418 y NGC 6369) son del tipo CRD, lo que les adjudica un rango de masas iniciales de  $1.5 < M_i < 3.5 - 4.5 M_{\odot}$  y las posiciona en el grupo B. Otras dos PNs, Hb 4 y NGC 6543, son ORD por lo que existen dos escenarios posibles para esta composición de polvo: 1) sus estrellas progenitoras no fueron lo suficientemente masivas para llevar a cabo TDU y se mantuvieron como ricas en O toda su vida (caso en el que pertenecen al grupo C) o 2) sus estrellas fueron lo suficientemente masivas como para llevar a cabo HBB, que contrarrestó el efecto del TDU, haciéndolas ricas en O. En [Delgado-Inglada et al. \(2015\)](#), se asocian preferentemente a las PNs ORD con estrellas masivas ( $M_i > 4.5 M_{\odot}$ ) y metalicidad cercana a la solar, aunque este resultado está limitado a sus PNs y modelos estelares utilizados ([Karakas, 2010](#); [Pignatari et al., 2016](#)).

Se encontraron cuatro PNs MD (Cn1-5, He2-86, M1-25 y NGC2867). Los intervalos de masa inicial de las estrellas progenitoras de las PNs con este tipo de polvo no se tienen claros. Algunos estudios previos las han asociado con estrellas masivas que pasaron por HBB (con  $M_i \sim 3 - 5 M_{\odot}$ , [García-Rojas et al. 2013](#)), mientras que en algunos otros, se han asociado con estrellas de menor masa pero con metalicidades supersolares ([Karakas, 2014](#)). En [García-Rojas et al. \(2018\)](#), por otro lado, son asociadas a estrellas progenitoras de muy baja masa (con  $M_i < 1.5 M_{\odot}$  y distintas metalicidades). Por lo tanto, no es posible (al día de hoy) relacionar un rango de masas iniciales de las estrellas progenitoras al tipo de polvo MD.

Finalmente, cuatro PNs (NGC 6741, NGC 6790, NGC 6884 y Pe 1-1) tienen PAHs reportados en sus espectros, y de estas, en NGC 6741 y NGC 6884 no se ha podido descartar la presencia de otros compuestos, ya que no hay suficiente información espectral. Como se mencionó, la formación de los PAHs sigue siendo un problema abierto en la literatura por lo que a todas las PNs con PAHs en sus espectros tampoco se les puede asociar un rango de masas iniciales.

De acuerdo con lo mencionado en esta subsección, podemos concluir que, de acuerdo a su tipo de polvo reportado en la literatura, IC 418 y NGC 6369 pertenecen al grupo B, y que Hb 4 y NGC 6543 pueden pertenecer tanto al grupo A como al grupo C pero esto se deberá revisar con los otros métodos explorados. No podemos concluir nada para el resto de PNs sin hacer uso de información adicional, como los cocientes de abundancias, utilizados más adelante.

### 3.2.3.3. Edades y masas basadas en los cocientes C/O

Las estrellas del disco de nuestra Galaxia nacen con un cociente C/O cercano al valor solar ( $C/O \sim 0.6$ , [Lodders 2019](#); [Asplund et al. 2021](#)) pero este valor puede cambiar si pasan por el TDU o el HBB a lo largo de su vida. Como se mencionó antes, si una estrella pasa por TDU, se enriquece en C y su cociente será  $C/O > 1$ ; mientras que si pasa por el HBB y el segundo dragado, tendrán  $C/O < 1$ . Si la estrella no tiene masa suficiente para llevar a cabo TDU, su cociente C/O se mantendrá sin cambios significativos a lo largo de su vida, por lo que también tendrán  $C/O < 1$ .

Como las abundancias de C no están disponibles en [Rodríguez \(2020\)](#), fue necesario tomar los cocientes C/O de otros trabajos en la literatura. El cociente C/O puede ser calculado en PNs tanto a partir de RLS como con CELs. En general, las CELs son líneas más intensas (por lo que se observan más fácilmente), pero también dependen en mayor medida de la temperatura electrónica utilizada ([Osterbrock, 1989](#)). Las RLS, por otro lado,

dependen menos de las condiciones físicas pero son más débiles y difíciles de observar. Específicamente, el C no presenta CELs en el rango óptico del espectro, por lo que el cálculo de C/O con CELs depende de la disponibilidad de espectros en el ultravioleta. Como las CELs más intensas del O se emiten en el rango óptico, los valores de C/O determinados con estas líneas son muy sensibles a la corrección por extinción y a la normalización de los flujos. En este trabajo se decidió recopilar los cocientes C/O calculados con RLs, cuando fuera posible, y únicamente para las que no estaban disponibles (NGC 2392 y NGC 2440), se recopilaron los calculados con CELs. Los cocientes C/O se obtuvieron de Hyung & Aller (1998); Liu et al. (2004); García-Rojas et al. (2009, 2013); Delgado-Inglada et al. (2014) y García-Rojas et al. (2018). Los valores de C/O recopilados para cada PN, las líneas que se utilizaron para su cálculo y la referencia de donde se tomaron se muestran en las columnas 9-12 de la Tabla 3.4. En el caso de PB6, el único cociente C/O disponible en la literatura es el reportado por García-Rojas et al. (2009), quienes utilizan la línea de recombinación C II  $\lambda 4267$  para determinar la abundancia de C y la línea de excitación colisional [O III]  $\lambda 5007$  para determinar la abundancia de O. El valor de C/O para PB 6 es menos fiable que los obtenidos para el resto de las PNs ya que se están mezclando ambos tipos de líneas (que como se vio en la Sección 1.6, presentan el problema de discrepancia de abundancias).

Para calcular la mayoría de los C/O recopilados, los autores utilizaron los ICFs calculados por Delgado-Inglada et al. (2014). Las excepciones a esto son 7 PNs: NGC 6369 y PC14, para las que se utilizó el esquema propuesto por Leisy & Dennefeld (1996); NGC 2440 para la que se utilizó un ICF obtenido a partir de un modelo de fotoionización; NGC 6790, NGC 7009 y Pe 1-1 en las que se utilizaron los ICFs propuestos por Kingsburgh & Barlow (1994); y finalmente, PB6, en la que se utilizó una expresión que depende de algunos iones de N. Los ICFs de Delgado-Inglada et al. (2014) son los más robustos, ya que fueron calculados con una amplia red de modelos de fotoionización y permiten considerar la incertidumbre asociada a cada ICF. Según los modelos de Delgado-Inglada et al. (2014), el ICF de Kingsburgh & Barlow (1994) para el caso en el que sólo se observa  $C^{++}$ , puede subestimar el cociente C/O en hasta 1 dex, y sobrestimarlo en hasta 0.5 dex para los grados de ionización de estos objetos (donde  $O^{++}/(O^{+}+O^{++}) \sim 0.5$ , ver su Figura 14). Por otro lado, el ICF de Leisy & Dennefeld (1996) está basado en la observación de 12 PNs en las Nubes de Magallanes, por lo que su plausibilidad para PNs de nuestra galaxia se debe revisar. Finalmente, el ICF utilizado para PB 6 asume que la fotoionización es el único proceso que determina la distribución de estos iones en la PN. Debido a esto, los cocientes C/O de las PNs donde se utilizaron los ICFs de Delgado-Inglada et al. (2014) se consideran más fiables que los de estas 7 PNs.

El tratamiento de los errores de cada C/O también varía según la referencia de la que se recopiló: en Delgado-Inglada et al. (2014), los errores reportados incluyen las incertidumbres asociadas a los ICFs utilizados; los valores de García-Rojas et al. (2009, 2013, 2018) consideran sólo los errores asociados a las intensidades de las líneas y a las condiciones físicas (sin tomar en cuenta los errores de los ICFs); y en Liu et al. (2004) no se calculan errores. El C/O de Hyung & Aller (1998) mostrado en la Tabla 3.4 es el valor y el error sugerido por los autores, sin embargo, los autores no detallan las fuentes de error consideradas. En conclusión, los C/O recopilados de Delgado-Inglada et al. (2014), y sus errores, son los más fiables y más robustos, aunque los demás cocientes también se consideren en este trabajo para clasificar a las PNs por masa inicial/edad.

La Figura 3.3 muestra los valores de  $\log(C/O)$  recopilados para nuestras PNs con RLs (círculos negros) y con CELs (círculos vacíos). La línea negra muestra donde  $C/O = 1$ . De acuerdo con estos cocientes, siete PNs (IC 418, NGC 2867, NGC 6369, NGC 6790, NGC 7009, PB 6 y Pe 1-1) tienen  $C/O > 1$  y, por tanto, pertenecen al grupo B. Por otro lado, seis PNs (Hb 4, He 2-86, M 1-25, NGC 2392, NGC 6543 y NGC 6720) tienen  $C/O < 1$ , por lo que podrían pertenecer al grupo A o C, y otras cinco PNs están en el límite si se consideran las incertidumbres (Cn 1-5, NGC 2440, NGC 6741, NGC 6884 y PC 14), debido a lo cual su clasificación a partir de este cociente es incierta.

### 3.2.3.4. Comparación de abundancias químicas con modelos estelares

Por último, se compararon las predicciones de algunos modelos de nucleosíntesis estelar con las abundancias observadas en las PNs para intentar estimar la masa inicial de sus estrellas progenitoras.

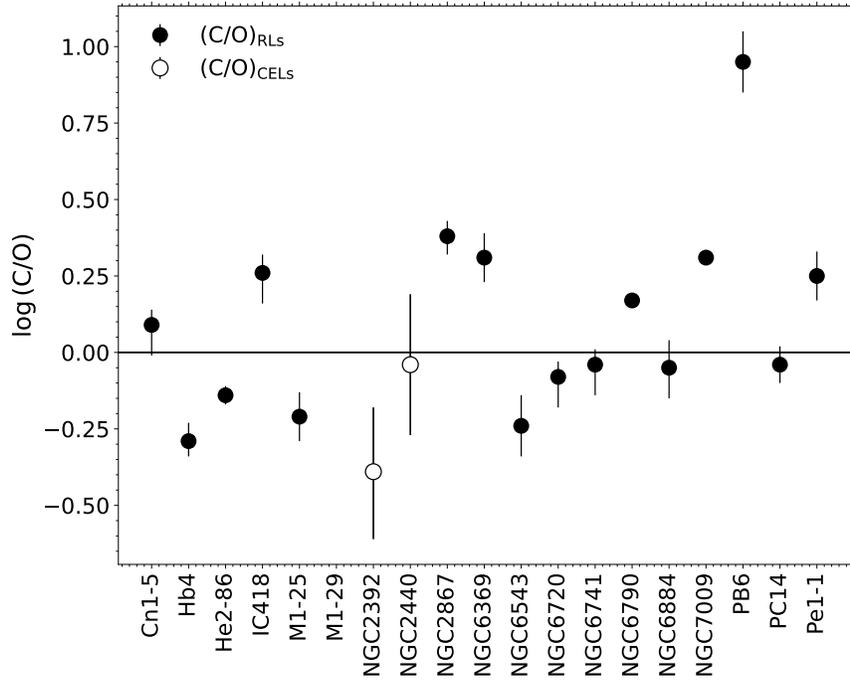


Figura 3.3: Abundancias de C/O recopiladas de la literatura para la muestra de PNs de este trabajo. En símbolos llenos se muestran los valores obtenidos a partir de RLs y en símbolos vacíos los obtenidos a partir de CELs. La línea continua muestra donde  $C/O = 1$ .

En la Figura 3.4 se muestran los cocientes de abundancias N/O y C/O observados (diamantes negros) y predichos por los modelos de KAR (paneles superiores) y VEN (paneles inferiores). Las líneas de distinto color corresponden a modelos con diferente  $Z_i$ . Los modelos utilizados fueron presentados por Ventura et al. (1998, 2002); Ventura & D'Antona (2009); Ventura et al. (2013, 2017, 2020); Lugaro et al. (2012); Fishlock et al. (2014); Karakas (2014); Shingles et al. (2015); Karakas & Lugaro (2016); Karakas et al. (2018) (revisados en el Capítulo 2).

Los triángulos pequeños y grandes representan las  $M_i$ 's mínimas y máximas, respectivamente, de cada modelo de distinta  $Z_i$ . Las PNs se muestran en diamantes negros si los cocientes C/O fueron obtenidos con RLs y con diamantes huecos si se obtuvieron a partir de CELs (los C/O fueron recopilados como se explicó en la Sección 3.2.3.3 y los N/O se obtuvieron de las abundancias de Rodríguez 2020, recopiladas en la Sección 3.2.1). En las esquinas de los paneles, las cruces representan las incertidumbres típicas asociadas a los cocientes de todas las PNs observadas. Además se muestran explícitamente los errores asociados a  $\log(C/O)$  de NGC 2392 y NGC 2440 debido a que estos fueron calculados con CELs y son mucho mayores (en 0.6 dex) a los del resto de la muestra. Es importante notar que, aunque las barras de error típicas asociadas a  $12 + \log(\text{He}/\text{H})$  parezcan mayores a las de  $\log(\text{N}/\text{O})$  y  $\log(\text{C}/\text{O})$  en estas figuras, esto es un efecto de escala, siendo las primeras de 0.05 dex y de 0.20 y 0.08 dex para  $\log(\text{N}/\text{O})$  y  $\log(\text{C}/\text{O})_{\text{RLs}}$ , respectivamente.

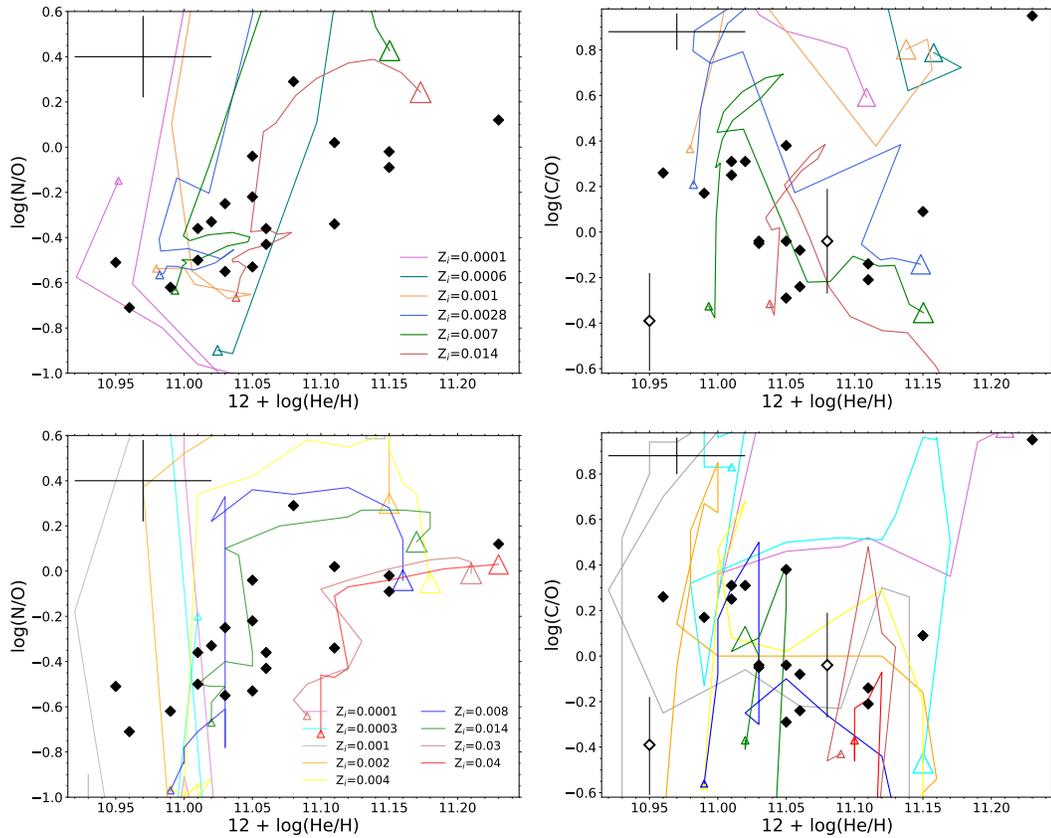


Figura 3.4: Comparación de  $\log(N/O)$  (paneles izquierdos) y  $\log(C/O)$  (paneles derechos) en función de  $12 + \log(He/H)$ , de los modelos estelares de **KAR** (arriba) y **VEN** (abajo) con las abundancias de las **PNS** observadas (diamantes sólidos si se usaron **RLs** para obtener **C/O** y vacíos si se usaron **CELS**). Los triángulos pequeños y grandes muestran la masa mínima y máxima de cada modelo para cada  $Z_i$ , respectivamente. Los distintos colores de las líneas refleja diferentes valores de  $Z_i$ .

Se puede ver que asociar a cada **PN** con un modelo es altamente incierto, especialmente, si se hace a ojo como se realizó en este trabajo y no con un método estadístico robusto de por medio. Si se consideran las incertidumbres asociadas a las abundancias, las **PNS** pueden cambiar de posición significativamente en cada diagrama, asociándola a otras  $Z_i$ 's y  $M_i$ 's. Tomando en cuenta esto, al comparar cada **PN** con los modelos no se buscó asociarle un sólo valor de  $M_i$ , suponiendo su  $Z_i$ , sino que sólo se buscó identificar si la **PN** se encontraba en la región de masa inicial de los grupos A, B o C mencionados antes, observando los valores de  $M_i$  que la rodeaban en estos diagramas. En las columnas 12-15 de la Tabla 3.4 se muestra el grupo al que es más probable que pertenezca cada **PN** de acuerdo a esta comparación, utilizando los modelos de **VEN** y **KAR**.

Algunas **PNS** no coincidían con la región ocupada por los modelos de evolución estelar. En estos casos, no fue posible clasificar a estas **PNS** con este método y se indica un “?” en las columnas mencionadas.

Nueve **PNS** de la muestra, Cn 1-5, Hb 4, NGC 2392, NGC 2867, NGC 6369, NGC 6884, NGC 7009, PC 14 y Pe 1-1, son clasificadas en el mismo grupo de edad/ $M_i$  con los cuatro diagramas utilizados, perteneciendo la primera **PN** al grupo A y el resto al grupo B. Siete **PNS**, NGC 2440, PB 6, IC 418, NGC 6543, NGC 6720, NGC 6741 y NGC 6790, son clasificadas en un mismo grupo según tres de los cuatro diagramas utilizados, por lo que esta clasificación es más incierta que para las **PNS** anteriores. En estos casos, las dos primeras **PNS** pertenecen al grupo A, las siguientes cuatro al grupo B y la última **PN** se asocia al grupo C. He 2-86 y M 1-25 podrían pertenecer tanto al grupo A o al B según este método. Para M 1-29 no se tiene un cociente **C/O** (como

se vió en la Sección 3.2.3.3), lo que impidió comparar esta PN en los diagramas de la derecha de la Figura 3.4, pero su comparación en los otros dos diagramas la asocia al grupo A. Por su alto valor de  $12 + \log(\text{He}/\text{H}) = 11.20$ , PB 6 no coincide con la región abarcada por los modelos KAR, sin embargo según los modelos VEN se asocia a esta PN al grupo A.

En resumen, a partir de la comparación (a ojo) de las PNs con los modelos de VEN y KAR, se obtuvieron: cuatro PNs que pertenecen al grupo A (Cn 1-5, M 1-29, NGC 2440 y PB 6); 12 PNs al grupo B (Hb 4, IC 418, NGC 2392, NGC 2867, NGC 6369, NGC 6543, NGC 6720, NGC 6741, NGC 6884, NGC 7009, PC 14 y Pe 1-1); una PN (NGC 6790) en el grupo C y dos PNs (He 2-86 y M 1-25) que podrían pertenecer tanto al grupo A como al B.

### 3.2.3.5. Comparación con modelos estelares en diagramas HR

Si se conoce la distancia, la temperatura efectiva ( $T_{eff}$ ) y es posible determinar la luminosidad ( $L$ ) de la estrella central de una PN, es posible compararla con modelos de evolución estelar en diagramas de  $L$  en función de  $T_{eff}$  conocidos como *Diagramas Herpztzung-Russell* (llamados en adelante diagramas HR). En estos diagramas, la comparación de la posición de cada objeto observado con la predicción de los modelos estelares permite obtener información sobre el estado evolutivo de cada PN y con ello, estimar la  $M_i$  de la estrella progenitora.

En este trabajo, se utilizaron dos estudios donde se comparan PNs en diagramas HR con modelos estelares, obteniendo así sus  $M_i$ 's. Estos estudios son los de GS21 (cuya identificación de estrellas centrales de PNs en el catálogo de Gaia EDR3 se describió en la Sección 3.2.2) y Henry et al. (2018).

En los dos trabajos, se comparan las PNs con los modelos estelares para metalicidad solar de Miller Bertolami (2016), interpolando los modelos para estimar, entre otras cosas, su  $M_i$ . Estos modelos fueron calculados para estrellas con  $0.8 < M_i < 3.0 M_{\odot}$ , desde la secuencia principal hasta su fase de enana blanca, e incluyen el tratamiento más actual para la microfísica en cada fase (en cuánto a opacidades, tasas de reacción, procesos de mezclado y vientos estelares). En Henry et al. (2018) se compara también a las PNs con los modelos para  $Z_i = 0.016$  de Vassiliadis & Wood (1994), que incluyen una física no actualizada y por lo tanto, son menos fiables.

La principal diferencia entre los dos estudios consiste en que GS21 es un estudio con datos más recientes de PNs. Los autores recopilaron las  $T_{eff}$ 's de Gleizes et al. (1989); Frew (2008); Guerrero & De Marco (2013); Frew et al. (2016) (calculadas de forma homogénea con el mismo método) y calculan las  $L$ 's utilizando una cuidadosa selección de magnitudes en el visible consistentes con los colores de Gaia EDR3 corregidos por extinción con los mapas de Schlegel et al. (1998) y Green et al. (2019). Para las distancias, GS21 utilizan las calculadas recientemente por Bailer-Jones et al. (2021). En Henry et al. (2018), por otro lado, se recopilaron tanto  $T_{eff}$ 's como  $L$ 's de Frew (2008), donde las distancias se calculan con la relación de escala de los mismos autores y donde se corrige por extinción con el decremento de Balmer y la ley de Howarth (1983).

Todas las  $M_i$  determinadas por GS21 y Henry et al. (2018) (H18), con cada conjunto de modelos de Vassiliadis & Wood (1994) (VW94) y Miller Bertolami (2016) (MB16), recopiladas en este trabajo para las PNs de nuestra muestra, se pueden ver en las columnas 17-20 de la Tabla 3.4. Por lo mencionado antes, en este trabajo se dio preferencia a la  $M_i$  calculada por GS21 para clasificar a las PNs con este método y, sólo si esta no estaba disponible, se utilizó la  $M_i$  calculada por Henry et al. (2018) con los modelos de Miller Bertolami (2016). Las  $M_i$ 's calculadas con los modelos de Vassiliadis & Wood (1994) sólo se muestran como comparación.

Únicamente 4 PNs de la muestra de este trabajo, IC 418, NGC 6543, NGC 6720 y NGC 7009, tienen  $M_i$ 's estimadas por GS21, de las cuales IC 418, NGC 6543 y NGC 7009 tienen  $M_i < 1.5 M_{\odot}$ , asociándolas al grupo C. NGC 6720, por otro lado, tiene una  $M_i$  muy cercana a la masa límite a la que sucede el TDU (con  $M_i = 1.537 M_{\odot}$ ) por lo que se asocia al grupo B pero su pertenencia a este grupo se debe revisar con su cociente C/O y los otros métodos explorados aquí. La  $M_i$  de esta PN y la de NGC 7009 es más incierta que las del resto, ya que estas dos PNs tienen  $T_{eff}$ 's (de 112200 y 87100 K, respectivamente) mayores al rango válido para la corrección bolométrica utilizada por los autores (de Vacca et al. 1996, definida para

$25100 < T_{eff} < 56200$  K), por lo que se debe tener cuidado al considerar sus  $M_i$ 's calculadas con este método para su clasificación. Otras tres PNs (NGC 2392, NGC 2440 y NGC 6369) tienen  $M_i$ 's calculadas por [Henry et al. \(2018\)](#), todas mayores a  $1.5 M_{\odot}$  y menores a  $3.5 - 4.5 M_{\odot}$ , posicionándolas en el grupo B.

### 3.2.3.6. Intervalos finales de masa y edad

Utilizando los métodos de las secciones anteriores, se revisaron los intervalos de  $M_i$ 's que se obtienen con cada uno de ellos y se compararon entre sí, con el fin de seleccionar el grupo final más probable asociado a cada PN de la muestra. En algunos casos como apoyo, se compara con los valores de referencia de [Quireza et al. \(2007\)](#) y los valores solares de [Asplund et al. \(2021\)](#), para reconocer a las PNs enriquecidas o no en He y N.

Dos PNs de la muestra, IC 418 y NGC 6369, son de tipo CRD y tienen  $C/O > 1$ , lo cuál es una clara señal de que llevaron a cabo TDU, por lo que se clasificaron en el grupo B. En el caso de IC 418, tanto el método de Maciel y colaboradores como la comparación de su estrella en diagramas HR la sitúan muy cerca del límite en masa al cuál se lleva a cabo TDU ( $M_i = 1.5 M_{\odot}$ ). La clasificación de estos dos objetos es consistente con lo reportado previamente en la literatura. [Ventura et al. \(2017\)](#) reporta una  $M_i \sim 2 M_{\odot}$  para IC 418, basado en sus abundancias de O y Ne. Por otro lado, para NGC 6369 [García-Rojas et al. \(2013\)](#) calculan una  $M_i = 1.5 - 2.5 M_{\odot}$ , a partir de su comparación con los modelos estelares de [Marigo \(2001\)](#).

Por su tipo de polvo, Hb 4 y NGC 6543 podrían pertenecer tanto al grupo A como al C, lo cuál es consistente con sus  $C/O < 1$ . Si estas dos PNs provienen de estrellas de masa intermedia ( $M_i > 3.5 - 4.5 M_{\odot}$ ) se espera que estén enriquecidas en N y He, por la ocurrencia del segundo dragado y el HBB. Hb 4 tiene un N/O mayor en 0.26 dex al límite de  $\log(N/O) = -0.3$  de [Quireza et al. \(2007\)](#), pero puesto que no se encuentra enriquecida también en He (tiene  $12 + \log(He/H) < 11.1$ , [Quireza et al. 2007](#)), su procedencia de una estrella de masa  $M_i > 3.5 - 4.5 M_{\odot}$  es incierta (algo que ya había sido encontrado por [García-Rojas et al. 2013](#) para esta PN). NGC 6543 por otro lado, tiene una abundancia de N/O mucho menor (en 0.13 dex por debajo del límite de [Quireza et al. 2007](#)) y tampoco está enriquecida en He, por lo que es más probable que provenga de una progenitora de muy baja masa ( $M_i < 1.5 M_{\odot}$ ). Debido a esto, se clasificó finalmente a Hb 4 en el grupo A y a NGC 6543 en el grupo C.

Para el resto de las PNs, la clasificación es más incierta, dado que no se tiene información sobre la composición de su polvo o ésta se tiene pero no nos permite asociarlas a un intervalo de  $M_i$ . En estas PNs, la clasificación depende de sus abundancias químicas y de lo bien determinadas que estén, aunque para 4 PNs (NGC 2392, NGC 2440, NGC 6720 y NGC 7009) también se tienen las  $M_i$ 's estimadas a partir de diagramas HR.

Cuatro PNs de la muestra restante (NGC 6790, NGC 7009, PB 6, PC 14 y Pe-1-1) tienen  $C/O > 1$ , sin embargo, para ninguno de estos cocientes se utilizaron los ICFs más recientes ([Delgado-Inglada et al., 2014](#)), los  $C/O$  de NGC 6790 y NGC 7009 fueron calculados sin incertidumbres y el cociente de PB 6 fue determinado mezclando RLs y CELs. Las abundancias de N y He en NGC 7009 y Pe-1-1 son consistentes con sus  $C/O$  (aunque sean inciertos), asignándolas al grupo B, tanto utilizando el método de Maciel y colaboradores, como comparando estas PNs con los modelos de [VEN](#) y [KAR](#). Para NGC 7009, esto contradice a la  $M_i$  que sugiere el diagrama HR de [GS21](#) ( $M_i < 1.5 M_{\odot}$ ), sin embargo, esta estimación es más incierta por la  $T_{eff}$  de esta PN. Tanto Pe-1-1 como NGC 7009 fueron clasificadas en el grupo B.

Los  $C/O > 1$ , también inciertos, de NGC 6790 y PB 6 contradicen lo indicado por los demás métodos basados en sus demás abundancias químicas. NGC 6790 también parece haber pasado por TDU con el método de Maciel et al., pero al compararse con los modelos de [VEN](#) y [KAR](#), estos sugieren que proviene de una estrella menos masiva, con  $M_i < 1.5 M_{\odot}$ . Esto se debe a que esta PN tiene una abundancia muy baja de He/H ( $12 + \log(He/H) = 10.99$ ) y de N ( $\log(N/O) = -0.6$ ), lo que llevó a clasificar a NGC 6790 en el grupo C. En el caso de PB 6 tiene abundancias químicas de He y N significativamente enriquecidas en esta PN respecto a los valores de [Quireza et al. \(2007\)](#) (en 0.13 dex y 0.4 dex), por lo que los métodos basados en N/O la asocian a una progenitora de alta masa, posicionándola así en el grupo A.

He 2-86, M 1-25, NGC 2392 y NGC 6720 tienen  $C/O < 1$ . Para todos sus cocientes, se utilizaron los ICFs

más recientes (Delgado-Inglada et al., 2014). Únicamente para NGC 2392 se utilizaron CELs, haciendo a este valor muy incierto. He 2-86 está enriquecida significativamente en N, siendo su  $\log N/O$  mayor en 0.3 dex al de Quireza et al. (2007), pero una abundancia baja de He ( $He/H = 0.09$ ). Por estas abundancias, su comparación con los modelos de VEN y KAR no es concluyente sobre su clasificación. El método de Maciel et al., tampoco es concluyente pero esto no se espera ya que sus abundancias de N son considerables, algo que debería reflejarse al usar este método. Esto por lo tanto, quita credibilidad a este método explorado. Esta PN se clasificó en el grupo A, debido a su enriquecimiento significativo en N, aunque esto no es consistente con sus abundancias de He.

NGC 2392 tiene cocientes N/O y He/H mucho menores a los de Quireza et al. (2007), ambos en 0.2 dex, lo que lleva a que tanto el método de Maciel et al. (que si bien, ya se vió que no siempre refleja el enriquecimiento de una PN en N) como su comparación con los modelos de VEN y KAR sugieran que pertenece al grupo B. Los modelos de Miller Bertolami (2016) la asocian a una progenitora de  $M_i = 1.5 M_\odot$  en los diagramas HR, lo que la sitúa en el límite entre los grupos B y C. Dado que su cociente C/O es  $< 1$  aún si se consideran las incertidumbres, se clasificó a NGC 2392 en el grupo A.

La clasificación de M 1-25 y NGC 6720 es muy compleja. Estas dos PNs tienen valores de N/O y He/H muy cercanos a los límites de Quireza et al. (2007), por lo que es difícil decir si están enriquecidas o no en estos elementos. La comparación de la estrella de NGC 6720 en el diagrama HR de GS21, indica que más bien proviene de una estrella que pasó por TDU. Debido a esto, se clasificó a M 1-25 en el grupo A y a NGC 6720 en el grupo B, aunque existan grandes incertidumbres en la clasificación de estas dos PNs.

Los valores de  $\log(C/O)$  de las 6 PNs restantes aportan poca información, dado que este puede cambiar de signo si se consideran sus incertidumbres. NGC 2440, NGC 2867, NGC 6741, NGC 6884 y PC 14 tienen abundancias de He/H muy cercanas al límite de Quireza et al. (2007) (menores de 0.02 dex a 0.07 dex). NGC 2867 y PC 14, tienen además abundancias de N muy bajas (con  $\log(N/O) \sim -0.54$ ) y las de NGC 6741 y NGC 6884 son similares a las del límite de Quireza et al. (2007). A pesar de estas diferencias importantes en su química, tanto el método de Maciel et al. como la comparación de estas PNs con los modelos estelares de VEN y KAR las clasifican en el grupo B. Esto es importante ya que nuevamente demuestra que utilizar sólo estos dos métodos (o sólo a uno de los dos) para clasificar PNs puede llevar a colocar en un sólo grupo a objetos con diferencias significativas en su composición, y probablemente, en su edad. Para este trabajo, se clasificó a NGC 6741 y NGC 6884 en el grupo A y en el grupo B a NGC 2867 y PC 14. NGC 2440 tiene el mayor cociente N/O de toda la muestra, con  $\log(N/O) = 0.29$  y aunque por este cociente sale de los límites aceptados para las ecuaciones de Maciel et al., tanto este método como su comparación con los modelos sugieren que proviene de una progenitora con  $M_i > 3.5 - 4.5 M_\odot$ . Lo único que contradice la clasificación de esta PN en el grupo A, es la comparación de su estrella en diagramas HR, sin embargo, ésta estimación se calculó con la distancia de Frew (2008) para esta PN, la cual, difiere en  $\sim 2400$  pc de la distancia calculada por Bailer-Jones et al. (2021) para esta PN (nótese que esta distancia es distinta de las seleccionadas en la Sección 3.2.2, de Frew et al. 2016, que es una relación de escala diferente). Por lo tanto, utilizar los valores más actuales para su distancia cambiaría significativamente su  $M_i$  inferida con este método. Debido a esto, se clasificó a NGC 2440 en el grupo A. También, se clasificó en el grupo A a Cn 1-5, debido a que esta PN está significativamente enriquecida en He/H ( $12 + \log(He/H) = 11.15$ ) y en N ( $\log(N/O) = -0.09$ ). M 1-29 es el peor caso para determinar una clasificación, debido a que en esta PN no se tiene información sobre su polvo ni un C/O. En este caso (de manera similar a algunos casos anteriores), su clasificación se debe enteramente a sus abundancias de N/O y He, las cuáles sugieren que esta PN pertenecen al grupo A ( $\log(N/O) = -0.02$  y  $12 + \log(He/H) = 11.15$ ).

Los grupos finales de masa/edad asignados a cada PN se muestran en la última columna de la Tabla 3.4. En resumen se obtuvieron: 10 PNs en el grupo A (Cn 1-5, Hb 4, He 2-86, M 1-25, M 1-29, NGC 2392, NGC 2440, NGC 6741, NGC 6884 y PB 6) con las progenitoras más masivas ( $M_i > 3.5 - 4.5 M_\odot$ ); 7 PNs en el grupo B (IC 418, NGC 2867, NGC 6369, NGC 6720, NGC 7009, PC 14 y Pe 1-1) cuyas progenitoras tendrían  $M_i$  mayores a  $1.5 M_\odot$  y menores a  $3.5 - 4.5 M_\odot$  y finalmente, dos PNs en el grupo C (NGC 6543 y NGC 6790), que provendrían de las progenitoras menos masivas ( $M_i < 1.5 M_\odot$ ).

De los métodos explorados, se encontró que cuando las **PNs** tienen información de polvo, esta es en general consistente con sus C/O, teniendo que todas las **PNs** CRD tienen C/O > 1 y que las ORD tienen C/O < 1. Las mayores discrepancias, se encontraron con el método de Maciel et al. y con la comparación de las **PNs** en diagramas de abundancias con los modelos de **VEN** y **KAR**. En el primer caso, esto se puede deber a que los modelos estelares utilizados para el cálculo de las ecuaciones no están actualizados y se debe revisar su validez para utilizarse con **PNs** observadas más recientemente. En el segundo caso, la comparación de las **PNs** con los modelos es muy subjetiva, y altamente incierta, si se consideran las incertidumbres asociadas a las abundancias químicas.

Una vez clasificadas las **PNs** en grupos por su  $M_i$ , es necesario asignar un intervalo de edad a cada grupo, con el fin de comparar a cada población de **PNs** con los modelos de evolución química en el mismo intervalo de tiempo que representan. Como se mencionó al principio de esta sección, la edad de las estrellas en función de su masa inicial (y metalicidad) depende de los modelos estelares que se consideren.

**Maciel et al. (2010)** propusieron una ecuación para obtener el tiempo de vida de las estrellas en función de su masa inicial ( $\tau - M_i$ ) de la forma:

$$\tau = 10^{d+e \log M_i + f(\log M_i)^2}, \quad (3.5)$$

donde para los coeficientes  $d$ ,  $e$  y  $f$  los autores proponen dos casos distintos: el Caso A, donde  $d = 1.0$ ,  $e = -2.0$  y  $f = 0.0$  que corresponde a una relación de la forma  $t = 10M_{\odot}^2 \text{Gyr}/M_i^2$  y el Caso B, donde  $d = 10.0$ ,  $e = -3.6$  y  $f = 1.0$ , calculado a partir de los modelos de evolución estelar para estrellas de Población I de **Bahcall & Piran (1983)**. Ambos casos, cumplen que  $\tau(M_i = 1) = 10 \text{ Gyr}$  (que es el tiempo de vida que se espera para una estrella parecida al Sol, dada la fracción de masa donde se llevan a cabo reacciones nucleares y la eficiencia teórica de éstas). El Caso B tiene incertidumbres mayores que las asociadas al Caso A (de 4.7 Gyr y 3.1 Gyr, respectivamente) según lo calculado por **Maciel et al. (2010)** considerando una incertidumbre típica de 0.2 dex en N/O, por lo que en este trabajo sólo se consideran las edades obtenidas con los coeficientes para el Caso A. Con esta ecuación, una estrella con  $M_i = 1.5 M_{\odot}$  viviría durante 4.0 Gyr en la secuencia principal, mientras que una estrella con  $M_i = 3.5 - 4.5 M_{\odot}$  viviría 0.7 Gyr en promedio. Para las mismas masas, los modelos de **KAR** predicen que una estrella viviría 3.0 Gyr y 0.2 Gyr, respectivamente. Por otro lado, los modelos de **VEN** predicen tiempos de vida de 2.0 Gyr y 0.3 Gyr, para las mismas dos  $M_i$ , respectivamente. Las diferencias, como se explica en el Capítulo 2, se deben a los procesos de mezclado que se consideran en los distintos modelos estelares, así como a la eficiencia de las reacciones nucleares consideradas y al tratamiento en la pérdida de masa durante la secuencia principal, principalmente.

En este trabajo, se consideró un tiempo de vida  $\tau$  promedio de estas tres estimaciones, de forma que se asume que: las estrellas del grupo C (con  $M_i < 1.5 M_{\odot}$ ) tienen  $\tau \geq 3.0 \text{ Gyr}$ , las del grupo B (donde  $M_i > 1.5 M_{\odot}$  y  $M_i < 3.5 - 4.5 M_{\odot}$ ) tienen  $0.4 \leq \tau < 3.0 \text{ Gyr}$  y las estrellas más masivas del grupo A (con  $M_i > 3.5 - 4.5 M_{\odot}$ ) tienen  $\tau < 0.4 \text{ Gyr}$ . Aunque estos son tiempos de vida, puesto que todas las estrellas son observadas en el presente como **PNs**, se asume que su tiempo de vida es equivalente a la edad de cada **PN**, de forma que estos son también los intervalos temporales que representan nuestras **PNs** en el pasado y, con los cuales, se compararán los resultados de los **CEMs**.

Tabla 3.4: Resultados de los distintos métodos explorados para determinar los intervalos de  $M_i$ /edad de las PNS de este trabajo. El grupo A contiene a las PNS con las estrellas progenitoras más masivas, con  $M_i > 3.5 - 4.5 M_\odot$  y  $\tau < 0.4$  Gyr; el grupo B las que proceden de progenitoras con masas intermedias, de  $1.5 < M_i < 3.5 - 4.5 M_\odot$  y  $0.4 \leq \tau < 3.0$  Gyr; y el grupo C las PNS que provienen de las estrellas progenitoras menos masivas, con  $M_i < 1.5 M_\odot$  y  $\tau \geq 3.0$  Gyr.

Nebulosa	Polvo		log(N/O)		C/O		Modelos de evolución estelar			Diagramas HR			Grupo Final										
	Tipo de polvo	Ref.	Grupo	$M_{CS}$	$M_i$	Grupo	Líneas	Ref.	Grupo	log(N/O)	log(C/O)	log(C/O)		VEN	KAR	VEN	GS21	H18	MB16	VW94	MB16	Grupo	
																							KAR
Cn 1-5	MD	5,6	—	0.75	3.04	B	—	—	B	A	A	0.09 <sup>+0.05</sup> <sub>-0.10</sub>	A	A	A	—	—	—	—	—	—	—	A
Hb 4	ORD	6	A	0.79	3.46	B	RLs	d	A-C	B	B	-0.29 <sup>+0.06</sup> <sub>-0.05</sub>	B	B	B	—	—	—	—	—	—	—	B
He 2-86	MD	3,6	—	0.84	4.06	A-B	RLs	f	A-C	B	A	-0.14 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.05</sub>	A	A	B	—	—	—	—	—	—	—	A-B
IC 418	CRD	5,6	B	0.60	1.36	C	RLs	d	B	B	B	0.26 <sup>+0.06</sup> <sub>-0.10</sub>	B	B	B	1.49	1.50	1.30	—	—	—	C	
M 1-25	MD	2,3,6	—	0.66	2.07	A-B	RLs	f	A-C	A	A	-0.21 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.10</sub>	A	B	A	—	—	—	—	—	—	A-B	
M 1-29	—	—	—	0.81	3.65	B	—	—	—	—	A	—	A	—	A	—	—	—	—	—	—	A	
NGC 2392	—	—	—	0.64	1.75	B	CELLs	e	A-C	B	B	-0.39 <sup>+0.21</sup> <sub>-0.22</sub>	B	B	B	—	1.80	1.50	—	—	—	C	
NGC 2440	—	—	—	1.22	8.19	A	CELLs	e	A-C	A	A	-0.04 <sup>+0.23</sup> <sub>-0.06</sub>	A	A	A	—	3.00	2.60	—	—	—	B	
NGC 2867	MD	6	—	0.63	1.71	B	RLs	f	B	B	B	0.38 <sup>+0.05</sup> <sub>-0.06</sub>	B	B	B	—	—	—	—	—	—	B	
NGC 6369	CRD	2	B	0.66	2.03	B	RLs	c	B	B	B	0.31 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.06</sub>	B	B	B	—	—	—	—	—	—	B	
NGC 6543	ORD	4	A	0.65	1.90	B	RLs	d	A-C	B	B	-0.24 <sup>+0.10</sup> <sub>-0.10</sub>	B	B	A	1.015	—	2.80	—	—	—	C	
NGC 6720	—	—	—	0.66	2.03	B	RLs	d	A-C	B	B	-0.08 <sup>+0.05</sup> <sub>-0.10</sub>	B	B	A	1.537	—	—	—	—	—	B	
NGC 6741	PAH	5	—	0.69	2.34	B	RLs	d	A-C	B	B	-0.04 <sup>+0.05</sup> <sub>-0.10</sub>	B	B	A	—	—	—	—	—	—	A	
NGC 6790	PAH	1	—	0.62	1.53	B	RLs	a	B	C	C	0.17	C	C	C	—	—	—	—	—	—	C	
NGC 6884	PAH	5	—	0.68	2.25	B	RLs	d	A-C	B	B	-0.05 <sup>+0.09</sup> <sub>-0.10</sub>	B	B	B	—	—	—	—	—	—	A	
NGC 7009	—	—	—	0.67	2.09	B	RLs	e	B	B	B	0.31	B	B	B	—	—	—	—	—	—	B	
PB 6	—	—	—	0.96	5.32	A	RLs y CELLs	b	B	A	A	0.95 <sup>+0.10</sup> <sub>-0.10</sub>	A	A	A	—	—	—	1.066	1.50	1.20	C	
PC 14	—	—	—	0.63	1.67	B	RLs	c	A-C	B	B	-0.04 <sup>+0.06</sup> <sub>-0.08</sub>	B	B	B	—	—	—	—	—	—	A	
Pe 1-1	PAH	6	—	0.64	1.76	B	RLs	c	B	B	B	0.25 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.08</sub>	B	B	B	—	—	—	—	—	—	B	

Referencias del tipo de polvo: (1) Cohen & Barlow (2005), (2) Perea-Calderón et al. (2009), (3) Stanghellini et al. (2012), (4) García-Rojas et al. (2013), (5) Delgado-Inglada et al. (2015), (7) Hernández-Juárez (2020).

Referencias de coeficientes C/O: (a) Hyung & Aller (1998), (b) Liu et al. (2004), (c) García-Rojas et al. (2009), (d) García-Rojas et al. (2013), (e) Delgado-Inglada et al. (2014), (f) García-Rojas et al. (2018).

<sup>a</sup> PNS sin suficiente información espectral como para descartar o confirmar la presencia del rasgo a 30 $\mu$ m y/o silicatos cristalinos.

<sup>b</sup> Por su log(N/O) = 0.29, NGC 2440 sale del rango recomendado para utilizar la Ecuación 3.5.

### 3.3. Correcciones por C y O en polvo

Las abundancias de C y O que medimos a partir de las observaciones de regiones H II y PNs no se comparan directamente con las abundancias en estrellas (con edades semejantes a las regiones ionizadas) ni con las predicciones de los CEMs ya que parte de sus átomos están depositados en el polvo. En las regiones H II, el polvo se encuentra tanto en la región ionizada como en el material neutro que interacciona con el gas ionizado en expansión de estos objetos, y muestra una amplia gama de propiedades físicas (e.g., Xilouris et al., 2012). En las PNs, por otro lado, el polvo observado se formó en la atmósfera estelar de la estrella progenitora, durante y después de su fase de AGB (las cuales son, de hecho, una de las fuentes más importantes del polvo interestelar Gehrz, 1989; Ventura et al., 2012b). Se sabe que las condiciones físicas del ambiente en donde se forma y evoluciona el polvo (e.g., temperatura y densidad, el campo radiativo circundante) determinan su composición química (Jones & Ysard, 2019), por lo que se esperan diferencias importantes entre el polvo que se encuentra en regiones H II al que se encuentra en PNs (Anderson et al., 2012), sin embargo, la eficiencia en la formación y destrucción del polvo (e.g., Méndez-Delgado et al., 2022b) y su evolución en estos objetos sigue siendo un problema abierto (Kwok, 1980; Stanghellini et al., 2012; Relaño et al., 2016).

La mayoría de los estudios sobre la depleción del C y O en polvo se basan en resultados para nubes moleculares difusas y densas (e.g., Whittet, 2010; Jenkins, 2014) y no en regiones fotoionizadas, donde muchos aspectos de la interacción del polvo con el campo radiativo (como su formación o su destrucción) siguen siendo un problema abierto. En otros estudios se ha intentado calcular la cantidad de C y O en polvo con base en los compuestos que se espera que estos elementos formen (i.e., silicatos y óxidos en el caso del O y hidrocarburos policíclicos aromáticos, grafito y carbonatos en el caso del C, e.g., Meyer, 1989; Cardelli et al., 1996). Las cantidades de C y O que se estiman con este último método se han comparado con la diferencia observada entre abundancias estelares y otros valores de referencia (solares y/o estelares), encontrando que es insuficiente para explicar la cantidad de estos elementos que no se observa en las estrellas (y que, por lo tanto, se supone que se encuentra en el polvo, e.g., Jenkins, 2014; Wang et al., 2015). Esta diferencia implica que, actualmente, del 25 % al 50 % del O depletado y el ~50 % del C se encuentren en compuestos hasta la fecha desconocidos, sin importar que se usen distintos valores de referencia para este cálculo (e.g., Greenberg, 1974; Cardelli et al., 1996; Jenkins, 2009; Whittet, 2010; Jones & Ysard, 2019).

Tomando en cuenta lo anterior, en este trabajo se corrigieron las abundancias de O en la muestra de regiones H II utilizando los factores calculados por Peimbert & Peimbert (2010). Los autores proponen una relación para calcular el O capturado en el polvo en regiones H II dependiendo de la abundancia de O de cada objeto, siendo ésta del 19 % para regiones H II con  $7.3 < 12 + \log(O/H) < 7.8$ , del 21 %  $7.8 < 12 + \log(O/H) < 8.3$  y del 22 % para regiones H II con  $8.3 < 12 + \log(O/H) < 8.8$ . Para calibrar esta relación, los autores utilizaron como referencia el valor promedio de las estrellas de tipo B en la vecindad solar de Przybilla et al. (2008) y del valor solar de Asplund et al. (2009) y utilizan el resultado de Mesa-Delgado et al. (2009) para la nebulosa de Orion, donde se calcula que ~24 % del O total se encuentra en el polvo (como valor promedio de tres métodos independientes). Este valor es idéntico a la cantidad de O que se estima en el polvo a partir de la tendencia creciente de Ne/O con respecto a  $12 + \log(O/H)$  en regiones H II Galácticas calculados recientemente (Arellano-Córdova et al., 2020; Amayo et al., 2021), haciéndolo más robusto. La corrección propuesta por Peimbert & Peimbert (2010) sin embargo, depende de las abundancias químicas de O, Mg, Si y Fe de Orion y su  $t^2$  utilizados, por lo que en caso de nuevas estimaciones, esta corrección deberá ser actualizada.

Para las PNs, la corrección de O en polvo es aún más incierta, dado que no se tienen estudios especializados para estos objetos sobre esto y por la producción significativa de polvo en las atmósferas de las estrellas progenitoras de estos objetos. Debido a esto, en este trabajo nos limitamos a corregir las abundancias de O en PNs por 0.1 dex, valor en el que coinciden distintos estudios al asumir que el O se encuentra en forma de silicatos y óxidos por sus propiedades intrínsecas (Meyer, 1989; Cardelli et al., 1996; Mesa-Delgado et al., 2009), sabiendo que este valor está muy probablemente subestimado (del 25 % al 50 %), como se mencionó antes.

En el caso del C, la corrección es aún más incierta que para el O y varía de forma significativa entre los

distintos métodos que se han utilizado. Por ejemplo, la cantidad de C en polvo es de 50 a 100 ppm si se busca explicar la opacidad y los rasgos infrarrojos del polvo, y se asume que el C está en forma de grafito, PAHs y granos carbonáceos (e.g., [Draine & Shapiro, 1989](#); [Puget & Leger, 1989](#); [Joblin et al., 1992](#)) y de 300 ppm en modelos de polvo que logran reproducir la extinción observada sugieren un valor mayor (e.g., [Mathis & Whiffen, 1989](#)).

En este trabajo, se corrigieron por 0.1 dex a las abundancias de C por su depleción (tanto en regiones H II como en PNs), basados en el valor de [Esteban & Fernandez \(1998\)](#) para la nebulosa de Orion. Este, se encuentra dentro del rango calculado más recientemente por [Esteban et al. \(2014\)](#) (de 0.09 dex y hasta 0.26 dex), quienes aplican las ecuaciones de [Jenkins \(2014\)](#) (propuestas para distintas condiciones físicas en el ISM) a regiones H II. Estas ecuaciones, sin embargo, fueron obtenidas para regiones frías donde no existe la fotoionización, por lo que probablemente conllevan un límite superior para la depleción del C en el polvo de nubes fotoionizadas ([Esteban et al., 2014](#)).

## 3.4. Estrellas

### 3.4.1. Cefeidas

En este trabajo se recopiló también una muestra de estrellas Cefeidas, que incluyen objetos muy jóvenes cuyas composiciones químicas deberían de trazar la composición del ISM en el presente. Las Cefeidas son estrellas muy brillantes, lo que permite observarlas a grandes distancias del Sol, y tienen un gran número de líneas de absorción en sus espectros, a partir de las cuales es posible determinar las abundancias químicas de un gran número de elementos ([Lemasle et al., 2013](#)).

Se partió de las 435 Cefeidas del trabajo de [Luck \(2018\)](#). En este artículo, los autores recalculan de forma homogénea las abundancias químicas de  $\sim 31$  elementos químicos utilizando las observaciones de alta resolución de [Andrievsky et al. \(2002b,a,c\)](#); [Luck et al. \(2003\)](#); [Andrievsky et al. \(2004\)](#); [Luck & Andrievsky \(2004\)](#); [Kovtyukh et al. \(2005\)](#); [Andrievsky et al. \(2005\)](#); [Luck et al. \(2006, 2008\)](#); [Luck & Lambert \(2011\)](#); [Luck et al. \(2011\)](#) y [Luck \(2014\)](#). Los espectros de estas Cefeidas provienen de cuatro fuentes distintas: 1) el espectrógrafo echelle Sandiford (con una resolución  $R$  de 60000) en el telescopio Struve de 2m, en el Observatorio McDonald; 2) el Espectrógrafo de Alta Resolución en el telescopio Harlan Smith de 2.7m (con  $R = 30,000$ ), también en el Observatorio McDonald; 3) el espectrógrafo de alta resolución en el telescopio Hobby-Eberly de 10m, igualmente localizado en el Observatorio McDonald (tiene la misma resolución que el espectrógrafo anterior) y; 4) el espectrógrafo echelle FEROS (Fiber-fed Extended Range Optical Spectrograph, con una resolución de 48,000), en el telescopio de 2.2m MPG/ESO, en el Observatorio de La Silla, en Chile.

En algunos modelos de evolución química previos (e.g., [Palla et al., 2020](#); [Vincenzo & Kobayashi, 2020](#); [Spitoni et al., 2021](#)), se comparan las predicciones para el presente con las Cefeidas publicadas en [Luck & Lambert \(2011\)](#). Sin embargo, utilizar la muestra más reciente de [Luck \(2018\)](#) no sólo permite extender la muestra a casi el doble, sino que, además, permite utilizar abundancias químicas obtenidas con consideraciones físicas más actuales.

Como el rango de masas iniciales de las estrellas que originan a las Cefeidas es amplio (de 4 a 15  $M_{\odot}$ , [Luck, 2018](#)) algunas Cefeidas pueden tener edades considerables, por ejemplo, de hasta 10 Gyr en el caso de las Cefeidas de tipo II ([Bono et al., 2020](#)). Para garantizar que nuestra muestra de estrellas Cefeidas está compuesta únicamente por objetos jóvenes, en este trabajo se seleccionaron solamente las Cefeidas clásicas, que tienen edades del orden de decenas o cientos de millones de años ( $\lesssim 300$  Myr, [Bono et al., 2005, 2020](#)). De estas estrellas, se recopilaron sólo las abundancias de O y se les asoció una incertidumbre de 0.1 dex, valor promedio calculado por [Luck \(2018\)](#) para [O/Fe]. Para las estrellas seleccionadas, se recopilaron las distancias calculadas por [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#), utilizando sus coordenadas para ubicarlas en Gaia EDR3. Se seleccionaron las distancias geométricas de [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#) como representativas de este método, dado que estas estrellas se encuentran muy cerca del plano Galáctico (con una latitud promedio de  $3^{\circ}$ ), lo

que hace de sus distancias fotogeométricas más inciertas (ver Sección 3.1.2). Siguiendo a [Luri et al. \(2018\)](#) y [Stanghellini et al. \(2020\)](#), se conservaron sólo las estrellas con errores relativos asociados a su paralaje menores al 20 %. Utilizando los criterios mencionados, se obtuvo una muestra final de 325 estrellas Cefeidas con abundancias químicas de O determinadas, localizadas entre 4.2 a 14.7 kpc del centro Galáctico, cuyo gradiente químico se comparó con el de las regiones H II seleccionadas (como se verá en la Sección 3.5).

### 3.4.2. Estrellas de APOGEE

El Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment (APOGEE) del Sloan Digital Sky Survey (SDSS) en su data release número 17 (DR17, [Abdurro'uf et al., 2022](#)) consiste en un repositorio espectroscópico estelar de gran escala, multi-objeto, de alta resolución ( $R \sim 22,500$ ) en el IR, donde los espectros fueron obtenidos con dos espectrógrafos de 300 fibras en el telescopio de la Fundación Sloan de 2.5m y en el telescopio NMSU de 1m. En él, se pueden encontrar las abundancias de más de 20 especies químicas, determinadas para más de 657,000 estrellas localizadas en los distintos componentes Galácticos de la Vía Láctea, por lo que este catálogo resulta de gran utilidad para restringir, calcular y comparar los CEMs Galácticos (e.g., [Palla et al., 2020](#); [Spitoni et al., 2021](#)).

Así como en otros repositorios estelares, las abundancias químicas se presentan de forma logarítmica respecto a Fe y normalizadas a un valor solar  $X/Fe_{\odot}$  (como se mencionó brevemente en la Sección 2.2.1), de la forma:

$$[X/Fe] = \log(X/Fe) - \log(X/Fe)_{\odot}, \quad (3.6)$$

donde  $X$  representa un elemento cualquiera. Para este trabajo, se recopilaron las abundancias químicas de O, Mg y Fe de las estrellas gigantes rojas del DR17 de APOGEE. Estos elementos se encuentran entre los mejor determinados en este repositorio. El primer elemento se recopiló por ser el único en común con regiones H II y PNs mientras que los otros dos, se recopilaron también por su utilidad para clasificar a las estrellas como pertenecientes al disco delgado o grueso, como se verá más adelante. Las estrellas de APOGEE son gigantes rojas por lo que estos elementos no se alteran de forma importante por la nucleosíntesis de las estrellas. Las abundancias de C también se encuentran entre las mejor determinadas, sin embargo, se espera que sus abundancias estén modificadas por la nucleosíntesis en estas estrellas. Debido a esto, no se recopilaron estas abundancias en APOGEE y surgió la necesidad de obtenerlas de otro catálogo estelar (ver Sección 3.4.3). En el DR17 de APOGEE, se utilizaron los valores solares de [Grevesse et al. \(2007\)](#) como referencia. Para este trabajo, se re-escalaron todas las abundancias a los valores solares de [Asplund et al. \(2021\)](#).

Para garantizar que la muestra estelar tiene abundancias químicas fiables de los elementos químicos mencionados, se aplicaron los siguientes criterios de selección:

- (I) Se seleccionaron únicamente estrellas sin etiquetas de mala calidad en las abundancias químicas de  $[Mg/Fe]$ ,  $[O/Fe]$  y  $[Fe/H]$ .
- (II) Se seleccionaron únicamente las estrellas con  $4000 < T_{\text{eff}} < 6000$  K y  $1.5 < \log(g) < 3.8$  dex. Las estrellas más frías se pueden ver afectadas por la absorción molecular y los modelos atmosféricos actuales pueden no reproducir bien sus rasgos espectrales ([Birky et al., 2020](#)); las estrellas más calientes muestran líneas de absorción más débiles, haciendo la determinación de abundancias en estas estrellas más incierta ([Lyubimkov & Poklad, 2014](#); [Mott et al., 2020](#)).

Estos criterios, excluyen a estrellas que han mostrado patrones en algunos diagramas de abundancias que indican una mala determinación de sus parámetros físicos y abundancias ([Jönsson et al., 2020](#)).

Las estrellas seleccionadas fueron clasificadas posteriormente en disco delgado y grueso, utilizando su posición en el diagrama de  $[Mg/Fe]$  con respecto a  $[Fe/H]$ . En este diagrama, las estrellas muestran una distribución bimodal (más clara que con otros elementos- $\alpha$ ), por las razones mencionadas en el Capítulo 1 (e.g., [Gilmore & Reid, 1983](#); [Bensby & Lundström, 2001](#); [Bensby et al., 2003](#); [Adibekyan et al., 2011](#)). [Weinberg et al. \(2019\)](#) estudió esta separación con una muestra extensa de estrellas (más de 20 mil) de APOGEE DR14, y propuso

las siguientes ecuaciones para separar a los discos:

$$\begin{aligned} [\text{Mg}/\text{Fe}] &= 0.12 - 0.13[\text{Fe}/\text{H}], \text{ para } [\text{Fe}/\text{H}] < 0, \\ [\text{Mg}/\text{Fe}] &= 0.12, \text{ para } [\text{Fe}/\text{H}] > 0. \end{aligned} \quad (3.7)$$

La separación de las estrellas de APOGEE con estas expresiones se muestra en la Figura 3.5. Se puede ver que se clasificaron a las estrellas en disco grueso (puntos rojos) a aquellas que, por su  $[\text{Mg}/\text{Fe}]$  (re-escalado a las abundancias solares de Asplund et al. 2021), quedan por arriba de esta función (línea negra), y en disco delgado (puntos azules) a las que quedan por debajo.

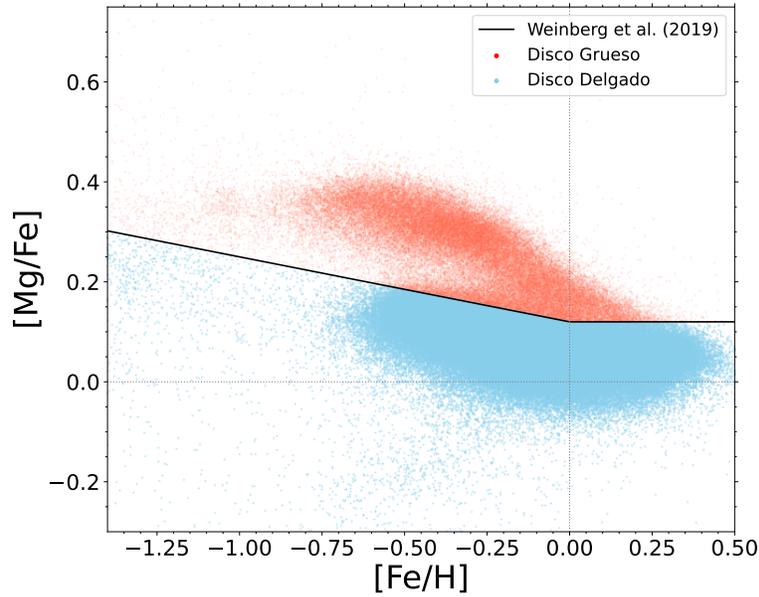


Figura 3.5: Diagrama de  $[\text{Mg}/\text{Fe}]$  en función de  $[\text{Fe}/\text{H}]$  de las estrellas de APOGEE clasificadas en disco delgado (puntos azules) y disco grueso (puntos rojos), de acuerdo a la función de Weinberg et al. (2019) (línea negra). Las líneas punteadas muestran los valores solares de Asplund et al. (2021), a las que se rescalaron las abundancias de este repositorio.

Para todas las estrellas de la muestra seleccionada (conformada por 245,124 objetos), se recopilaron las distancias calculadas por Bailer-Jones et al. (2021), seleccionando como representativas a las distancias geométricas y aquellas con errores relativos asociados al paralaje menores al 20%. Se excluyeron las estrellas con alturas al plano mayores a 1 kpc, valor estimado para la escala de altura promedio del disco grueso (Freeman, 2012; Li & Zhao, 2017; Yan et al., 2019; Dobbie & Warren, 2020). Radialmente, a lo largo del disco, también fue necesario acotar la muestra estelar buscando conservar sólo a las estrellas de los discos que no formen parte del bulbo o del halo Galácticos.

En la literatura, los criterios más comúnmente utilizados para definir al bulbo Galáctico (y por lo tanto, para saber si un objeto se localiza en esta componente Galáctica) son: longitud Galáctica  $l$  en  $0^\circ \leq l \leq 10^\circ$  o  $350^\circ \leq l \leq 360^\circ$ ; latitud Galáctica  $b$  en el rango  $-10^\circ < b < 10^\circ$ ; diámetro angular menor a 20 segundos de arco y un flujo en una frecuencia de 5 GHz menor a 100 milijansky (un milijansky es equivalente a  $10^{-26} \text{ W/m}^{-2}\text{Hz}$ ) (e.g., Bensby & Lundström, 2001; Stanghellini et al., 2012). Basados en esto, si se supone que el bulbo es esférico, que está localizado a una distancia de  $8.20 \pm 0.10$  kpc (distancia solar adoptada en este trabajo, Bland-Hawthorn & Gerhard, 2016) y que tiene un tamaño angular de  $10^\circ$ , se obtiene una distancia máxima de  $R_{\text{bul}} = 1.45 \pm 0.02$  kpc (valor muy similar al calculado en Bensby & Lundström 2001 y Hernández-Juárez 2020 y mostrado en el esquema de la Figura 1.1), dentro de la cual, se espera que los objetos pertenezcan

al bulbo Galáctico. Utilizando este resultado, se excluyeron las estrellas con una distancia menor a  $R_{\text{bul}}$  desde el centro Galáctico.

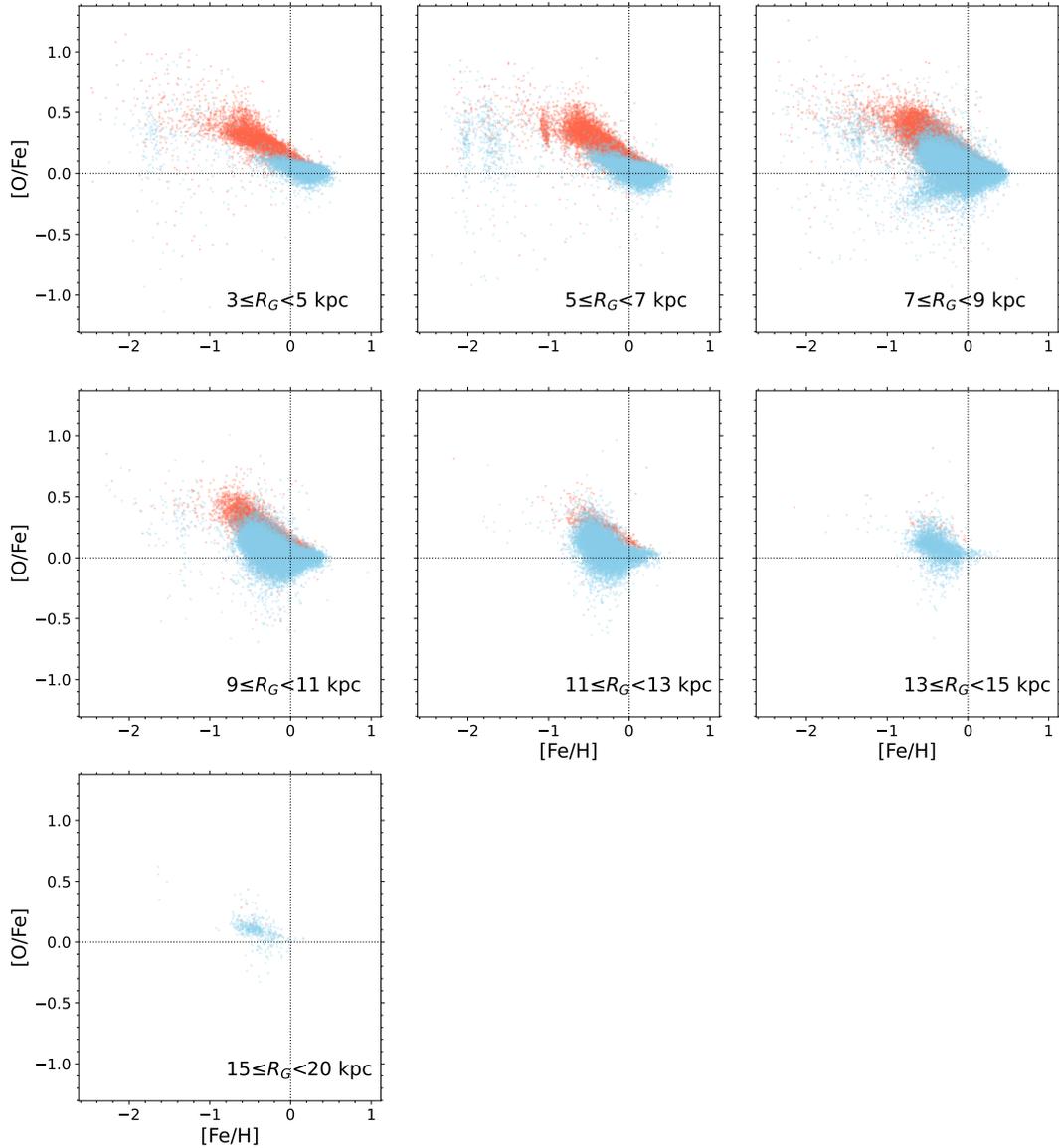


Figura 3.6: Distribución radial de las estrellas de **APOGEE** del disco delgado (puntos azules) y grueso (puntos rojos). En los primeros cuatro paneles debe considerarse que una cantidad considerable de estrellas del disco grueso quedan por debajo de las del disco delgado.

Por otro lado, la región de transición entre el disco delgado y el halo Galáctico sigue siendo un problema abierto (López-Corredoira et al., 2018; Yan et al., 2019). Estudios con repositorios estelares recientes indican que la densidad de estrellas del disco delgado cae abruptamente entre  $R_G \sim 13 - 16$  kpc (e.g., Freudenreich et al., 1994; Ruphy et al., 1996; Porcel et al., 1997; Sale et al., 2010; Minniti et al., 2011; Amôres et al., 2017), aunque estudios cinemáticos sugieren que esto se debe más bien a que las estrellas del disco delgado aumentan su altura al plano Galáctico en este rango de distancias (e.g., Wang et al., 2017). También, se ha propuesto que el disco delgado puede extenderse hasta  $R_G \sim 19$  kpc y que, a partir de este radio, existe una

transición continua al halo, sin que exista una separación entre las dos componentes Galácticas (e.g., Liu et al., 2017). En este trabajo, se estudió la distribución de las estrellas de APOGEE a lo largo de los dos discos, con el fin de identificar hasta que  $R_G$  aún se tiene una cantidad significativa de estrellas pertenecientes tanto al disco grueso (cuya escala de longitud es hasta dos veces menor que la del disco delgado, Bovy et al. 2012) como al disco delgado. La Figura 3.6 muestra  $[O/Fe]$  en función de  $[Fe/H]$  de las estrellas clasificadas en disco grueso (puntos rojos) y delgado (puntos azules) de APOGEE, en intervalos radiales de 2 kpc, desde el  $R_{bul}$  y hasta  $R_G = 20$  kpc. Se puede ver que a partir de  $R_G \sim 13$  kpc, las estrellas del disco grueso disminuyen abruptamente, y predominan las del disco delgado. Debido a esto, se limitó la muestra de estrellas de APOGEE al intervalo radial  $1.45 < R_G < 13$  kpc.

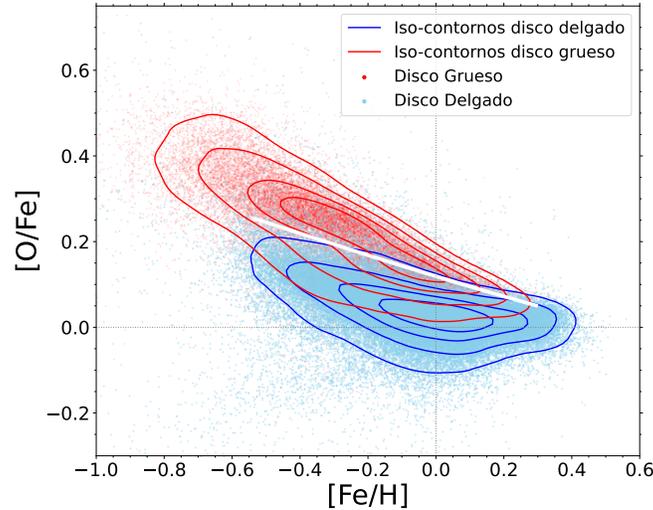


Figura 3.7:  $[O/Fe]$  en función de  $[Fe/H]$  de las estrellas del DR17 de APOGEE (puntos). Las estrellas del disco delgado se muestran en azul y las del disco grueso en rojo. Se presentan sus contornos de densidad englobando el 25 %, 50 %, 75 % y 90 % con los mismos colores. La línea blanca indica la separación de los discos.

Finalmente, los modelos de evolución química calculados en esta tesis fueron construidos para la vecindad solar, comprendida en el intervalo  $7 \leq R_G < 9$  kpc. Debido a esto, a partir de la muestra radialmente extendida de estrellas seleccionadas de APOGEE, se seleccionaron únicamente las estrellas de esta región. De esta forma, se obtuvo una muestra final de 10,7993 estrellas en la vecindad solar, de las cuales 80,325 pertenecen al disco delgado y 27,668 pertenecen al disco grueso.

La Figura 3.7 se realizó en este trabajo con las estrellas seleccionadas de APOGEE, donde se puede ver esta muestra final, con los mismos colores que la Figura 3.6. En esta figura se muestran los iso-contornos de densidad con los mismos colores que las estrellas, donde cada uno engloba el 25 %, 50 %, 75 % y 90 % de las estrellas de cada disco. En esta figura, la línea blanca fue calculada en este trabajo como se explica en el Apéndice 6, con el fin de separar los dos discos en este diagrama. Este diagrama fue utilizado para construir los modelos, además de las MDFs de  $[Fe/H]$  y  $[O/H]$ , mostradas en la Figura 3.8. En esta última, los histogramas grises representan a todo el disco, los rojos son los histogramas del disco grueso y los azules, los del disco delgado.

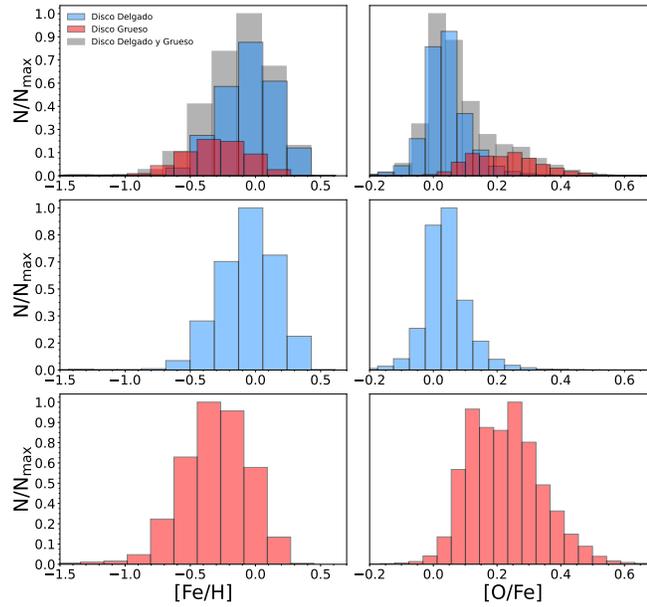


Figura 3.8: Conteo de estrellas de APOGEE por intervalo de  $[\text{Fe}/\text{H}]$  (paneles izquierdos) y  $[\text{O}/\text{Fe}]$  (paneles a la derecha) del disco delgado y grueso (histograma gris) y del disco completo (histogramas azul y rojo, respectivamente).

### 3.4.3. Estrellas de GALAH

En este trabajo se recopilamos las abundancias químicas de C del DR2 del repositorio estelar GALAH (llamado así por las siglas en inglés de Arqueología Galáctica con el Espectrógrafo de Alta Eficiencia y Resolución de Multi-elemento, Buder et al., 2018), con el fin de compararlas con los resultados de los modelos de evolución química para este elemento. Al igual que para las estrellas de APOGEE de la sección anterior, se recopilamos sus abundancias de Mg y Fe por su utilidad para clasificar a las estrellas en disco delgado y grueso. Este repositorio espectroscópico contiene estrellas F, G, y K en secuencia principal y sub-gigantes, localizadas en los discos delgado y grueso y en el halo de nuestra galaxia. Debido a su tipo estelar y su fase evolutiva, se espera que la abundancia de C en estas estrellas no haya sido significativamente afectada por la nucleosíntesis estelar y represente la composición del medio donde se formaron las estrellas.

Los espectros estelares de este catálogo fueron obtenidos con el espectrógrafo HERMES, en el Telescopio Anglo-Australiano de 3.9m, con una resolución de  $R = 28,000$  (De Silva et al., 2015). A partir de estos espectros, Buder et al. (2018) calcularon homogéneamente las abundancias químicas de 23 elementos en más de 340,000 estrellas. En este repositorio, las abundancias solares utilizadas fueron obtenidas a partir de un espectro solar adquirido con los mismos instrumentos con los que se observaron las estrellas. Las abundancias de la forma  $[X/\text{Fe}]$  en este catálogo tienen una incertidumbre típica de 0.05 dex (donde  $X$  es un elemento con abundancias disponibles en este catálogo) (Zwitter et al., 2018). Para este trabajo, se re-escalaron todas las abundancias estelares a las abundancias de Asplund et al. (2021) por consistencia.

A partir de la muestra inicial del GALAH DR2 para las que Buder et al. (2018) calcularon abundancias químicas, en este trabajo se aplicaron los siguientes criterios de selección, con el fin de conservar únicamente las estrellas con abundancias químicas de C fiables y limitadas al disco Galáctico:

- Se eliminaron las estrellas con una etiqueta general de mala calidad en su análisis.
- Se seleccionaron las estrellas con temperaturas efectivas en el intervalo  $4500 \leq T_{eff} \leq 6200$  K con el fin de eliminar tanto a estrellas enanas muy frías, donde las líneas emitidas por moléculas se mezclan

con las líneas de interés para la determinación de abundancias químicas (Buder et al., 2019), como a estrellas calientes que no se han modelado correctamente (Griffith et al., 2019).

- Siguiendo el estudio de Griffith et al. (2019), se seleccionaron únicamente estrellas con un cociente señal-a-ruido mayor a 40, en el canal azul del espectrógrafo HERMES.
- Para cada abundancia  $[X/Fe]$ , Buder et al. (2018) asignan una etiqueta que representa la calidad del cálculo realizado, donde 0 es una determinación fiable y 9 representa un espectro donde no se pudo obtener dicha abundancia. Para el presente trabajo, se seleccionaron las estrellas con una etiqueta en las abundancias de  $[C/Fe]$ ,  $[Mg/Fe]$  y  $[Fe/H]$  igual a cero.

Después de seleccionar las estrellas que cumplieran con estos criterios, se obtuvo una muestra final de 12,194 estrellas, con abundancias químicas de  $[C/Fe]$  y  $[Mg/Fe]$  fiables. Estas estrellas tienen metalicidades en el rango  $-0.5 < [Fe/H] < 0.6$ , lo cuál indica que pertenecen al disco Galáctico y que las estrellas del halo (con valores mucho menores de  $[Fe/H]$ ) se descartaron (Hayden et al., 2020).

De las estrellas seleccionadas, se recopilaron las distancias Galactocéntricas calculadas por Bailer-Jones et al. (2021) a partir de paralajes de Gaia EDR3. Por consistencia, y siguiendo los mismos criterios que se usaron para las regiones H II, PNs, Cefeidas y estrellas de APOGEE, se seleccionaron las distancias geométricas y se conservaron únicamente las estrellas con paralajes de Gaia EDR3 cuyo error relativo fuera menor al 20% (Luri et al., 2018; Stanghellini et al., 2020). Con estas distancias, se encontró que trece estrellas de la muestra resultante tienen alturas respecto al plano Galáctico entre 2 kpc y 6 kpc, por lo que se excluyeron para garantizar que la muestra estuviera conformada únicamente por estrellas que se encuentran en los discos Galácticos. Al aplicar estos criterios, se obtuvo una muestra final de 11,924 estrellas del GALAH DR2.

Esta muestra fue clasificada en estrellas del disco delgado y del disco grueso, en función de su posición en el diagrama  $[Mg/Fe]$  vs.  $[Fe/H]$  y utilizando la expresión de (Weinberg et al., 2019), de la misma forma que se realizó para las estrellas de APOGEE (ver Sección 3.4.2). Esta clasificación, se puede apreciar en la Figura 3.9, donde los colores, símbolos y la escala de los ejes son las mismas que en la Figura 3.5.

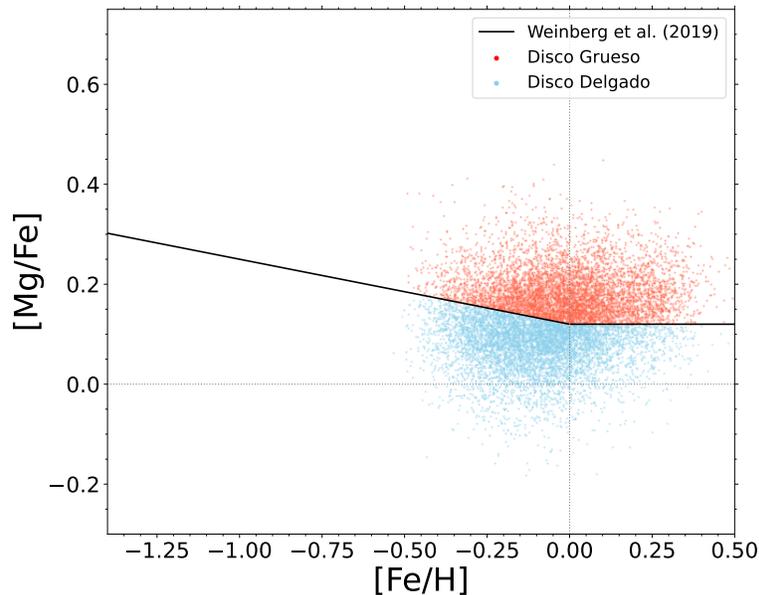


Figura 3.9: Diagrama de  $[Mg/Fe]$  en función de  $[Fe/H]$  de las estrellas de GALAH clasificadas en disco delgado (puntos azules) y disco grueso (puntos rojos), de acuerdo a la función de Weinberg et al. (2019) (línea negra). Las líneas punteadas muestran los valores solares de Asplund et al. (2021), a las que se rescalaron las abundancias de este repositorio.

De esta forma, se obtuvieron 6222 estrellas del disco delgado y 5702 estrellas asociadas al disco grueso.

En la Figura 3.10, se muestran los cocientes  $[C/Fe]$  y  $[C/O]$  respecto a  $[Fe/H]$  y  $[O/H]$  respectivamente, de las estrellas de GALAH clasificadas en disco delgado (puntos azules) y disco grueso (puntos rojos), mostrando sus iso-contornos de densidad en el mismo color de cada grupo de estrellas, englobando cada uno el 25 %, 50 %, 75 % y 90 %. Se aprecia que las regiones con mayor densidad de estrellas de los dos discos (iso-contornos más pequeños) se encuentran cercanas a los valores solares (mostrados en líneas punteadas), como es de esperarse si se supone que ni estas estrellas (ni el Sol) se han auto-contaminado en los elementos estudiados. Estas estrellas se compararon con los CEMs de la vecindad solar a calcularse.

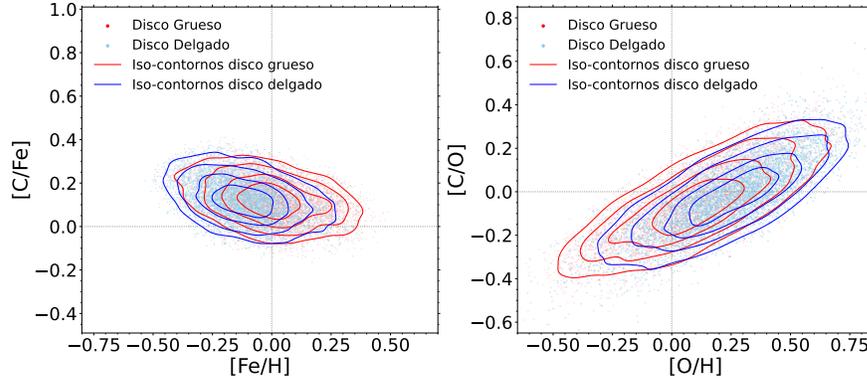


Figura 3.10: Cocientes de C respecto a Fe y O de las estrellas seleccionadas del repositorio GALAH DR2, clasificadas en estrellas del disco grueso (puntos rojos) y delgado (puntos azules), mostrando sus contornos de iso-densidad englobando el 25 %, 50 %, 75 % y 90 % con los mismos colores que las estrellas.

### 3.5. Comparación de gradientes químicos

Utilizando las abundancias y las distancias Galactocéntricas recopiladas para regiones H II, PNs (clasificadas por edad) y Cefeidas, se obtuvieron los gradientes químicos radiales de O, Ne, Cl y/o Ar, calculados con CELs y con RLs (o con CELs+ $t^2$ , en el caso de las regiones H II).

Cada grupo tiene un número distinto de objetos y abarca un intervalo radial diferente: las 325 Cefeidas seleccionadas se localizan en  $4 \leq R_G \leq 15$  kpc; las regiones H II son 42 y se encuentran entre  $5 \leq R_G \leq 17$  kpc; las PNs más jóvenes (llamadas PNs(A) en adelante) son 9 y se encuentran entre  $3 \leq R_G \leq 9$  kpc; las 8 PNs de edad intermedia (PNs(B)) se encuentran entre  $4 \leq R_G \leq 10$  kpc y las 2 PNs más viejas (PNs(C)) entre  $6 \leq R_G \leq 8$  kpc. Estas diferencias deben tomarse en cuenta, ya que al comparar sus gradientes no se están comparando muestras estadísticamente similares o que abarquen rangos dinámicos parecidos, lo cuál hace a este estudio incierto. La distribución azimutal de los objetos no se estudió debido a que, como se verá más adelante, a lo largo de este trabajo se considera simetría azimutal. Además, como se menciona en sus respectivas secciones, cada grupo de objetos representa un intervalo temporal distinto: las regiones H II y las Cefeidas representan la composición del ISM en el presente, las PNs(A) hace menos de 0.4 Gyr, las PNs(B) entre 0.4 a 3.0 Gyr en el pasado y las PNs(C) representan el ISM hace más de 3 Gyr en el pasado.

A partir de las abundancias químicas de O, Ne, Cl y Ar y las distancias Galactocéntricas de cada muestra de objetos (y suponiendo que los gradientes no sufren de un cambio abrupto en su pendiente a ningún radio), se calcularon gradientes químicos de la forma  $y = a + bx$ , donde  $x = R_G$ ,  $a$  es la ordenada al origen y  $b$  es la pendiente. Para obtener los valores de  $a$  y  $b$ , se siguió un procedimiento de *bootstrap*, que consiste en re-muestrear la distribución original tomando en cuenta los errores asociados tanto a  $x$  como a  $y$ , conservando la información sobre la posible correlación entre estos errores y sobre la dispersión intrínseca de los datos. Los valores de  $a$  y  $b$  obtenidos para cada muestra de objetos (que corresponden a la mediana y a sus errores a  $1\sigma$ ),

### 3.5. COMPARACIÓN DE GRADIENTES QUÍMICOS NEBULOSAS FOTOIONIZADAS Y ESTRELLAS

así como el número de observaciones a partir de los que se calcularon y la edad de cada grupo de objetos se pueden consultar en la Tabla 3.5. El procedimiento anterior sólo se llevó a cabo en las muestras con más de 3 objetos, por lo que no se obtuvieron gradientes de ningún elemento en las PNs(C), ni para Ne en las PNs(A) y en las PNs(B) calculado con RLS.

Las Figuras 3.11 y 3.12 muestran los gradientes químicos radiales obtenidos de esta forma con CELs y RLS (o CELs+ $t^2$  en el caso de las regiones H II, como se explicó en la Sección 3.1.1), respectivamente. Las Cefeidas se muestran en diamantes grises, las regiones H II se muestran con pentágonos azules y las PNs(A), PNs(B) y PNs(C) con círculos amarillos, cuadros verdes y diamantes rojos, respectivamente. Las líneas negras horizontales muestran los valores solares de Asplund et al. (2021) y las líneas discontinuas presentan los gradientes de cada conjunto de objetos.

Los valores de  $a$  y  $b$  de los gradientes químicos de las regiones H II calculados en este trabajo son muy similares y consistentes dentro de las incertidumbres a los calculados por Méndez-Delgado et al. (2022a), donde se utilizó una rutina Monte Carlo para calcular los ajustes, considerando los errores asociados a  $x$  y  $y$  y suponiendo distribuciones Gaussianas. Esto se mantiene incluso en el caso del O, cuyas abundancias aquí además incluyen su corrección por depleción en polvo (explicada en la Sección 3.3), un factor que no se consideró en Méndez-Delgado et al. (2022a).

Al tratarse de objetos jóvenes, cuya composición química representa la composición del ISM en el presente, se espera que las regiones H II y las Cefeidas tengan gradientes químicos consistentes entre sí. Esto es lo que encontramos aquí, dado que tanto con RLS como con CELs, las pendientes de los gradientes de O de las regiones H II y de las Cefeidas son muy similares (diferiendo sólo en hasta 0.01 dex kpc<sup>-1</sup>). Esto hace más robusto al gradiente de O calculado aquí para las regiones H II.

En las Figuras 3.11 y 3.12 se puede ver que todos los gradientes obtenidos son negativos, de forma consistente con un escenario de formación de dentro hacia afuera, aunque estos se calcularan con muestras que abarcan rangos diferentes en  $R_G$  y que son altamente inciertos por el número reducido de objetos utilizados.

Como se dijo en el Capítulo 1, un problema abierto sobre el gradiente Galáctico es si aumenta o disminuye su pendiente del pasado hacia el presente, lo cuál es algo que podemos estudiar con las muestras de objetos de este trabajo, que aunque son reducidas, tienen la mejor estimación posible de sus abundancias, distancias y edades, en el caso de las PNs.

Si se considera esto y se comparan los gradientes entre las distintas muestras, se puede observar que en el caso del O no existe un cambio significativo en la pendiente entre las PNs(A), PNs(B) y las regiones H II, encontrándose las máximas diferencias de 0.02 dex kpc<sup>-1</sup> con CELs y de 0.04 dex kpc<sup>-1</sup> con RLS entre las PNs(A) y las regiones H II. Esto no es lo esperado, ya que las PNs(A) tienen edades más similares a las regiones H II que a las PNs(B), por lo que se esperaría una mayor similitud entre sus gradientes. Para Ne, Cl y Ar calculados con CELs, se encuentra que las regiones H II presentan una pendiente menor que las PNs(A), que a su vez tienen una pendiente menor que las PNs(B) de mayor edad. Esto sugiere que los gradientes químicos de estos elementos han decrecido en pendiente con el tiempo, en los intervalos temporales cubiertos por los distintos objetos. Sin embargo, este resultado debe tomarse con cuidado y debe confirmarse en el futuro con muestras más numerosas que conlleven a resultados más robustos estadísticamente. Las pendientes de los gradientes de Ne, Cl y Ar de las regiones H II calculados con RLS son consistentes dentro de las incertidumbres con las que resultan de estos elementos calculados con CELs, aunque estos casos no pudieran compararse con las PNs de distinta edad.

De la comparación de las abundancias químicas promedio de las regiones H II y de las PNs se puede obtener información sobre la nucleosíntesis ocurrida en las progenitoras de las PNs como de la evolución química del medio interestelar de las galaxias.

La Tabla 3.6 muestra los valores promedio de las abundancias de C, N, O, Ne, Cl y Ar de las regiones H II y las PNs de la vecindad solar. Las PNs están agrupadas en los grupos A, B y C. Entre paréntesis, se indica el número de objetos utilizado para el cálculo de cada promedio. Las incertidumbres mostradas corresponden a la desviación estándar de los valores utilizados, excepto en los casos en los que sólo se utilizó un objeto (para

### 3. NEBULOSAS FOTOIONIZADAS Y ESTRELLAS. COMPARACIÓN DE GRADIENTES QUÍMICOS

	Edad [Gyr]	N	<i>a</i>	<i>b</i>		N	<i>a</i>	<i>b</i>
$O/H_{\text{CELS}}$					$O/H_{\text{RLs}}$			
<b>Cefeidas</b>	$\sim 0$	325	<b><math>9.14 \pm 0.04</math></b>	<b><math>-0.050 \pm 0.004</math></b>		325	<b><math>9.14 \pm 0.04</math></b>	<b><math>-0.050 \pm 0.004</math></b>
Regiones H II	$\sim 0$	42	$9.01 \pm 0.06$	$-0.05 \pm 0.01$		42	$9.32 \pm 0.08$	$-0.06 \pm 0.01$
PNs(A)	$< 0.4$	9	$9.00 \pm 0.80$	$-0.03 \pm 0.16$		8	$9.35 \pm 0.84$	$-0.02 \pm 0.18$
PNs(B)	$0.4 - 3.0$	8	$9.15 \pm 0.50$	$-0.05 \pm 0.05$		8	$9.31 \pm 0.11$	$-0.05 \pm 0.02$
$Ne/H_{\text{CELS}}$					$Ne/H_{\text{RLs}}$			
Regiones H II	$\sim 0$	13	$8.13 \pm 0.18$	$-0.04 \pm 0.02$		13	$8.44 \pm 0.168$	$-0.05 \pm 0.02$
PNs(A)	$< 0.4$	9	$8.42 \pm 3.29$	$-0.04 \pm 0.75$		-	-	-
PNs(B)	$0.4 - 3.0$	8	$9.02 \pm 1.6$	$-0.12 \pm 0.18$		-	-	-
$Cl/H_{\text{CELS}}$					$Cl/H_{\text{RLs}}$			
Regiones H II	$\sim 0$	25	$5.23 \pm 0.11$	$-0.02 \pm 0.01$		25	$5.40 \pm 0.13$	$-0.03 \pm 0.01$
PNs(A)	$< 0.4$	8	$5.67 \pm 1.15$	$-0.05 \pm 0.25$		-	-	-
PNs(B)	$0.4 - 3.0$	8	$5.56 \pm 0.80$	$-0.06 \pm 0.11$		-	-	-
$Ar/H_{\text{CELS}}$					$Ar/H_{\text{RLs}}$			
Regiones H II	$\sim 0$	10	$6.54 \pm 0.30$	$-0.03 \pm 0.04$		10	$6.76 \pm 0.53$	$-0.04 \pm 0.07$
PNs(A)	$< 0.4$	8	$6.81 \pm 1.37$	$-0.05 \pm 0.31$		-	-	-
PNs(B)	$0.4 - 3.0$	8	$7.17 \pm 1.12$	$-0.11 \pm 0.13$		-	-	-

Tabla 3.5: Ordenadas al origen *a* y pendientes *b* de los gradientes químicos radiales de O, Ne, Cl y Ar, calculados con CELs (columna izquierda), con RLs (en el caso de O en algunas regiones H II) o con CELs+ $t^2$  en los demás elementos (ambas abundancias en la columna derecha) y en las estrellas Cefeidas en negritas (con los mismos valores en ambas columnas). En las columnas N se indica el número de objetos utilizados para el cálculo del gradiente.

las PNs del grupo C), en cuyo caso se muestra su abundancia y su error. Las abundancias se han calculado con CELs y RLs cuando ha sido posible.

Hay una diferencia entre las abundancias de las PNs y las regiones H II que va en el sentido contrario al esperado por evolución estelar. Aunque, las abundancias de O, Cl, Ne y Ar de las regiones H II deberían ser mayores que las de las PNs, ya que en principio trazan un ISM más enriquecido, aquí obtenemos lo contrario. Este resultado debe ser abordado también en relación al trabajo de Delgado-Inglada et al. (2015). En este trabajo, Delgado-Inglada et al. (2015) encuentran que, de 20 PNs Galácticas, sólo 3 PNs del disco (a distancias Galactocéntricas similares) presentan abundancias de Cl/H mayores que su muestra de 7 regiones H II. Estas 3 PNs corresponden a My Cn 18, NGC 6543 y NGC 7026, de las que sólo NGC 6543 también forma parte de la muestra utilizada en este trabajo. En Delgado-Inglada et al. (2015), esta PN tiene una diferencia de  $\sim 0.4$  dex del Cl/H promedio de las regiones H II estudiadas. En este trabajo, esta PN tiene un Cl/H (calculado por R20) mayor en 0.2 dex del promedio de las regiones H II de la vecindad solar. El estudio de Delgado-Inglada et al. (2015) tiene una ventaja significativa ya que se calcularon las abundancias químicas en las PNs y regiones H II de forma homogénea, mientras que aquí se tomaron de referencias diferentes. A pesar de esto, es interesante que se obtengan resultados similares, y que particularmente el resultado no esperado obtenido para NGC 6543 persista. Este resultado, tanto para NGC 6543 como para las PNs y regiones H II comparadas, podría deberse a un problema con las líneas de emisión, de las condiciones físicas o de los ICFs utilizados. Como se obtiene un resultado similar en los dos trabajos para el Cl en NGC 6543, podría pensarse que es un problema particular de este elemento y de esta PN, sin embargo, en este trabajo obtenemos el mismo resultado para O, Ne y Ar, en los que esta PN tiene valores mayores en 0.2 dex, 0.5 dex y 0.5 dex, respectivamente, que los valores promedio de las regiones H II, lo que sugiere una causa más general. Esto, al igual que en Delgado-Inglada et al. (2015), descarta la explicación propuesta por Rodríguez & Delgado-Inglada (2011) para el O, donde se especuló si podía deberse a la presencia de compuestos refractarios en el polvo de las regiones H II, ya que no se espera que el Ne ni el Ar sean componentes mayoritarios del polvo. Otra posible explicación para la discrepancia general de las regiones H II y las PNs (explorada en Delgado-Inglada et al. 2015) podría ser la migración estelar, sin embargo esto debe revisarse con muestras más numerosas de nebulosas fotoionizadas, con buenos datos observacionales, para poder obtener una conclusión estadísticamente significativa.

3.5. COMPARACIÓN DE GRADIENTES QUÍMICOS NEBULOSAS FOTOIONIZADAS Y ESTRELLAS

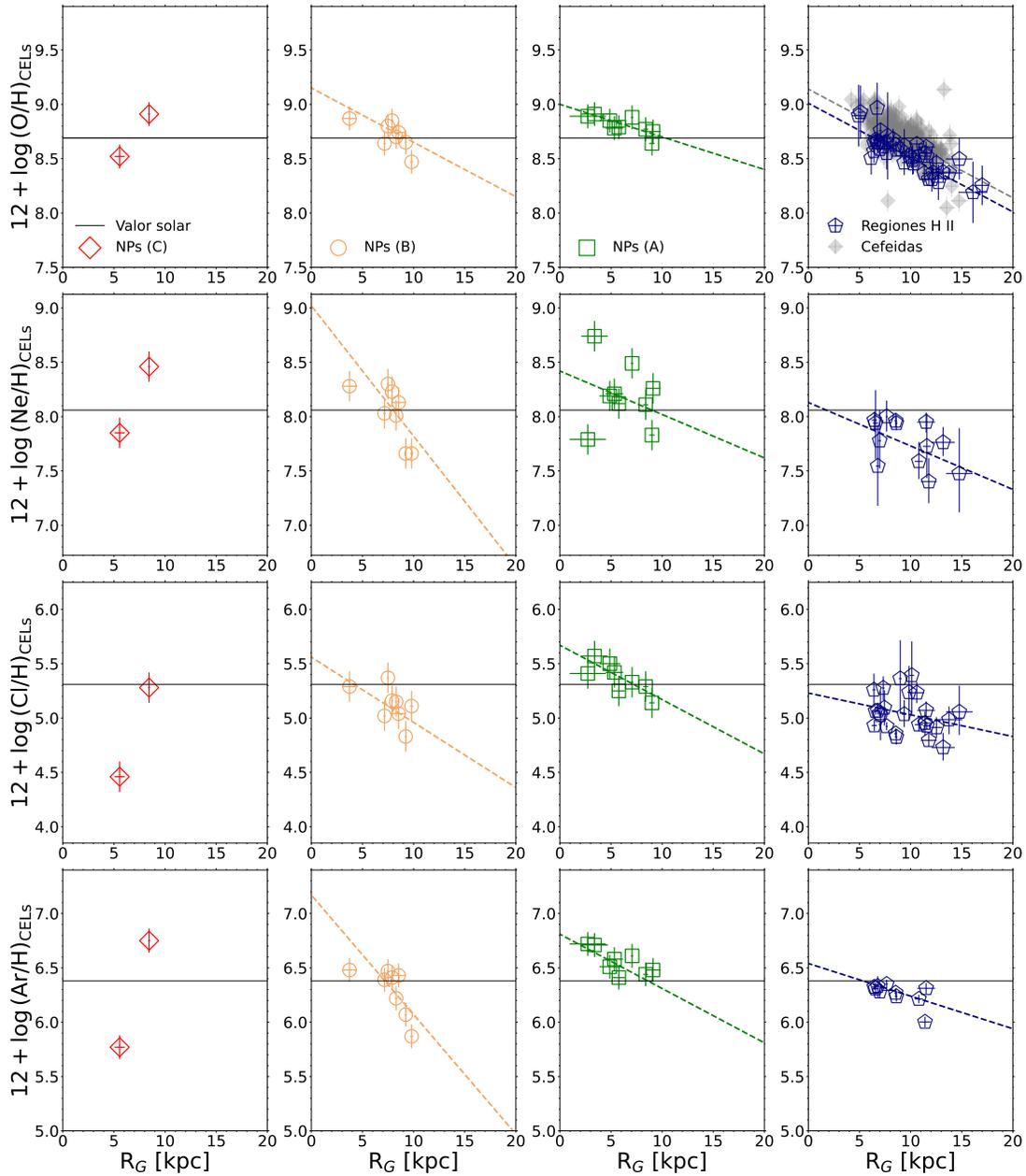


Figura 3.11: Gradientes químicos de O, Ne, Cl y Ar calculados con CELS para la muestra de regiones H II (pentágonos azules), Cefeidas (rombos grises), PNs jóvenes del grupo A (PNs(A), cuadrados verdes), intermedias del grupo B (PNs(B), con círculos amarillos) y viejas PNs del grupo C (PNs(C), con rombos rojos). La línea continua representa el valor solar de [Asplund et al. \(2021\)](#). Las líneas discontinuas muestran los gradientes químicos (con los mismos colores que la muestra de objetos con los que se calcularon.)

### 3. NEBULOSAS FOTOIONIZADAS Y ESTRELLAS. COMPARACIÓN DE GRADIENTES QUÍMICOS

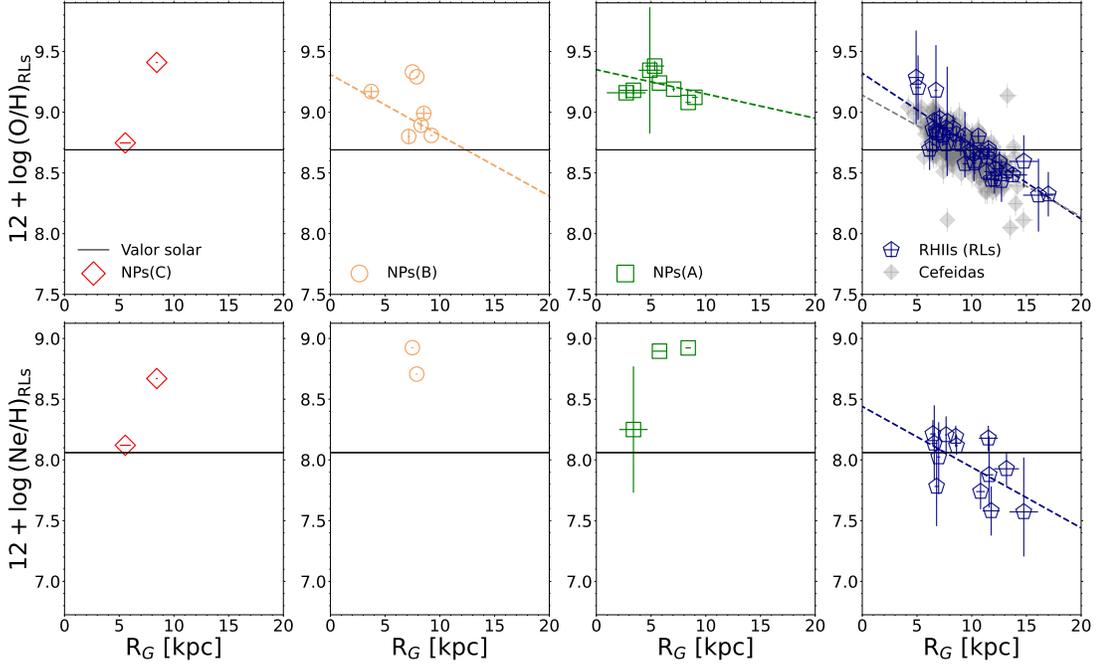


Figura 3.12: Gradientes químicos de O y Ne calculados con **RLs** para la muestra de regiones H II (pentágonos azules), Cefeidas (rombos grises), **PNs** jóvenes del grupo A (**PNs(A)**, cuadrados verdes), intermedias del grupo B (**PNs(B)**, con círculos amarillos) y viejas **PNs** del grupo C (**PNs(C)**, con rombos rojos). La línea continua representa el valor solar de [Asplund et al. \(2021\)](#). Las líneas discontinuas muestran los gradientes químicos (con los mismos colores que la muestra de objetos con los que se calcularon.)

	C	N	O	Ne	Cl	Ar
<b>RLs</b>						
Regiones H II	$8.67 \pm 0.03$ (3)	$7.99 \pm 0.10$ (10)	$8.83 \pm 0.07$ (10)	$8.17 \pm 0.04$ (3)	$5.14 \pm 0.18$ (7)	$6.41 \pm 0.06$ (3)
<b>PNs (A)</b>	–	–	$9.30 \pm 0.09$ (3)	$8.69 \pm 0.02$ (2)	–	–
<b>PNs (B)</b>	–	–	$9.02 \pm 0.18$ (3)	$8.923 \pm 0.001$ (2)	–	–
<b>PNs (C)</b>	–	–	$9.41$ (1)	$8.67$ (1)	–	–
<b>CELS</b>						
Regiones H II	$8.12 \pm 0.16$ (1)	$7.81 \pm 0.09$ (10)	$8.64 \pm 0.06$ (10)	$7.97 \pm 0.03$ (3)	$5.05 \pm 0.20$ (7)	$6.29 \pm 0.05$ (3)
<b>PNs (A)</b>	–	–	$8.88 \pm 0.02$ (3)	$8.39 \pm 0.12$ (3)	$5.26 \pm 0.07$ (3)	$6.59 \pm 0.14$ (3)
<b>PNs (B)</b>	–	–	$8.73 \pm 0.06$ (5)	$8.12 \pm 0.01$ (5)	$5.17 \pm 0.14$ (5)	$6.39 \pm 0.09$ (5)
<b>PNs (C)</b>	–	–	$8.91 \pm 0.11$ (1)	$8.46 \pm 0.14$ (1)	–	–
Sol	$8.46 \pm 0.04$	$7.83 \pm 0.07$	$8.69 \pm 0.04$	$8.06 \pm 0.05$	$5.31 \pm 0.20$	$6.38 \pm 0.10$

Tabla 3.6: Abundancias químicas promedio de la forma  $12 + \log(X/H)$  donde  $X = C, N, O, Ne, Cl$  o  $Ar$ , de las regiones H II, las **PNs** del grupo A (jóvenes), del grupo B (con edades intermedias) y del grupo C (más viejas) en la vecindad solar. Entre paréntesis se indica el número de objetos utilizado para el cálculo del promedio. Las incertidumbres corresponden a la desviación estándar de las abundancias. En el último renglón se muestran los valores solares de [Asplund et al. \(2021\)](#).

### 3.5. COMPARACIÓN DE GRADIENTES QUÍMICOS NEBULOSAS FOTOIONIZADAS Y ESTRELLAS

# 4

## MODELOS DE EVOLUCIÓN QUÍMICA

En este trabajo se presentan dos CEMs para la vecindad solar del disco Galáctico calculados con el código de evolución química CHEVOL (Carigi, 1994, 1996; Carigi et al., 2019). Los modelos fueron calculados para  $R_G = 8$  kpc y todos los objetos observados con los que se acotaron y/o compararon se localizan en el rango  $7 \leq R_G < 9$  kpc (que, como se dijo antes, es la región definida en este trabajo como vecindad solar). El primer modelo, llamado CEM<sub>CELS</sub>, fue construido para reproducir, entre otras cosas (que se mencionarán a detalle más adelante), el valor promedio de O/H calculado a partir de CELs de las regiones H II en la vecindad solar. El segundo modelo, llamado CEM<sub>RLs</sub>, busca reproducir el O/H promedio de la misma muestra de objetos calculado a partir de RLs o de CELs+ $t^2$ . Los dos modelos fueron construidos para reproducir el comportamiento de las estrellas de APOGEE en [Fe/H] así como las MDFs de [Fe/H] de los discos grueso y delgado.

El código utilizado, CHEVOL, resuelve las ecuaciones estándar de evolución química. Estas ecuaciones, propuestas inicialmente por Tinsley (1980), se han utilizado ampliamente en la literatura y se pueden consultar en e.g., Pagel & Patchett (1975); Chiappini et al. (1997); Prantzos (2008); Matteucci (2021). A continuación se comentan las prescripciones generales consideradas en los dos modelos y las características más importantes de los CEMs calculados para la vecindad solar.

### 4.1. Prescripciones de los CEMs calculados

En los CEMs calculados, se supone un escenario de formación de dos caídas de gas, propuesto por Chiappini et al. (1997) y revisado recientemente en Spitoni et al. (2021). En este escenario, a partir de la primera acreción de material se forma el disco grueso y, un tiempo determinado ( $t_{max}$ ) después de que se haya formado el disco grueso, sucede una segunda caída de material que forma el disco delgado<sup>1</sup>. Las diferencias en la composición

<sup>1</sup>En el modelo original de Chiappini et al. (1997), se considera la formación del disco delgado y del disco grueso, este último en conjunto con el halo.

química, edades y cinemática de las estrellas pertenecientes al disco delgado y al disco grueso de nuestra galaxia (comentadas en el Capítulo 1) favorecen este escenario, dado que sugieren que estos se formaron a partir de eventos de caídas de gas a tiempos diferentes, con diferencias en su eficiencia para la formación estelar (Silva Aguirre et al., 2018; Nissen et al., 2020; Vincenzo & Kobayashi, 2020).

La acreción total en este escenario,  $IR_{\text{tot}}(t)$ , se puede expresar en función de las tasas de acreción del disco grueso  $IR_G(t)$  y del disco delgado  $IR_D(t)$  como:

$$\begin{aligned} IR_{\text{tot}}(t) &= IR_G(t) + IR_D(t) \\ IR_G(t) &= Ae^{t/\tau_G}, \text{ para } t < t_{max} \text{ y} \\ IR_D(t) &= Be^{-(t-t_{max})/\tau_D}, \text{ para } t > t_{max}, \end{aligned} \quad (4.1)$$

donde  $\tau_G$  y  $\tau_D$  corresponden a los tiempos de escala de la formación del disco grueso y delgado respectivamente,  $t_{max}$  es el tiempo al que inicia la segunda caída de material y  $A$  y  $B$  son calculados para reproducir la masa total bariónica en la vecindad solar,  $M_{\text{tot}}(t)$ , y en los discos delgado y grueso,  $M_D(t)$  y  $M_G(t)$ , respectivamente. Teniendo en cuenta lo anterior y suponiendo que la vecindad solar se formó por esas acreciones y no hubo pérdida de gas en la región, se tiene que:

$$\begin{aligned} M_G(t) &= M_{\text{tot}}(t) - M_D(t), \text{ y} \\ M_D(t) &= \frac{M_{\text{tot}}(t)}{1 + \left(\frac{M_D(t)}{M_G(t)}\right)^{-1}}, \end{aligned} \quad (4.2)$$

donde  $M_D/M_G$  es un parámetro libre en nuestros modelos con el que se busca reproducir el cociente de la masa total del disco grueso y el disco delgado, y es un parámetro importante para poder reproducir la forma de la MDF de [Fe/H] del disco delgado.

En los CEMs de este trabajo, el material de las dos acreciones tiene composición primordial, con  $X_0 = 0.755$ ,  $Y_0 = 0.245$  y  $Z_0 = 0.0$ , siendo  $X_0$ ,  $Y_0$  y  $Z_0$  las abundancias primordiales por masa de hidrógeno, helio y metales, respectivamente (Aver et al., 2015; Peimbert et al., 2016; Fernández et al., 2018; Valerdi et al., 2019). También, se supone que los discos se forman con un ancho despreciable y tienen simetría azimutal. La primera suposición implica en términos simples que nuestro modelo no reproduce dispersión, mientras que la segunda suposición implica que los objetos que se observen a un mismo  $R_G$  se consideran en la misma región Galáctica, sin importar su distribución azimutal, por lo que se comparan con cada CEM según corresponda.

Para la tasa de formación estelar (es decir, la cantidad de masa de gas que es convertida en estrellas por unidad de tiempo, expresada como  $SFR(t)$ ), se utilizó la parametrización de Talbot & Arnett (1975) y Dopita & Ryder (1994), la cuál, incluye la relación empírica de Schmidt-Kennicutt (Schmidt, 1959; Kennicutt, 1989) y es de la forma:

$$SFR(t) = \nu M_{\text{tot}}(t)^{n-1} M_{\text{gas}}(t)^n, \quad (4.3)$$

donde  $\nu$  es la eficiencia de la formación estelar y  $M_{\text{tot}}(t)$  es la masa total bariónica, por lo que es la suma de la masa estelar  $M_*(t)$  (incluyendo a las estrellas vivas y los remanentes estelares) y la masa de gas  $M_{\text{gas}}(t)$  (que incluye al gas atómico, el molecular y lo contenido en el polvo). Aunque más recientemente se han utilizado otras parametrizaciones para la  $SFR$  (e.g., Shi et al., 2018; Lin et al., 2019; Barrera-Ballesteros et al., 2021) basados en observaciones más actuales, la relación utilizada en este trabajo toma en cuenta la retroalimentación que existe entre la inyección de energía y material de las estrellas masivas al gas galáctico (Matteucci et al., 1989; Carigi & Peimbert, 2011). Esto es muy importante, ya que la  $SFR$  no sólo depende del gas disponible sino también, de su estado físico y de si este se encuentra en equilibrio hidrostático (Ostriker & Kim, 2022).

En esta ecuación,  $\nu$  es un parámetro libre de los CEMs inferido para reproducir la masa de gas actual observada a partir de fijar la  $M_{\text{tot}}(t_{max})$ . Después de hallar  $\nu$ , para refinar las inferencias de la historia de formación del

disco grueso y delgado, se supone una dependencia temporal de la eficiencia de formación estelar de forma tal que:

$$\begin{aligned} \nu(t) &= \nu_G, \text{ para } t < t_{max} \text{ y,} \\ \nu(t) &= \nu_D, \text{ para } t > t_{max}, \end{aligned} \quad (4.4)$$

donde  $\nu_G$  y  $\nu_D$  son las eficiencias de la formación estelar para los discos grueso y delgado, respectivamente. Debido a que el disco delgado domina en masa al grueso, se tiene que  $\nu_D = \nu$  y  $\nu_G = x\nu$ , donde  $x$  se obtiene a partir de reproducir la MDF de [Fe/H] del disco grueso (definida en la Sección 1.2).

Aunque el valor del exponente  $n$  sigue siendo un problema abierto en la literatura (oscilando entre 0.99 y 2.0, [Boissier et al., 2007](#); [Pflamm-Altenburg & Kroupa, 2008](#); [Kennicutt et al., 2007](#)), en este trabajo se utilizó  $n = 1.4$ , valor obtenido por [Kennicutt \(1998\)](#) a partir de un estudio del gas atómico y molecular de 61 galaxias espirales cercanas que abarcaban un rango dinámico amplio. Este valor, ha sido encontrado en estudios galácticos más recientes, tanto dinámicos como del contenido de gas de galaxias de distinta morfología con formación estelar ([Heyer et al., 2004](#); [Kennicutt et al., 2007](#); [Daddi et al., 2010](#); [Kennicutt & De Los Reyes, 2021](#); [Zonoozi et al., 2021](#)).

La función de masa inicial  $IMF(M_i)$ , número de estrellas que nacen en cada intervalo de masa inicial, corresponde a la de [Kroupa \(2002\)](#). Esta  $IMF(M_i)$  es de la forma:

$$IMF(M_i) \propto \begin{cases} M_i^{-0.3}, & \text{para } 0.01 \leq M_i < 0.08, \\ M_i^{-1.3}, & \text{para } 0.08 \leq M_i < 0.5, \\ M_i^{-2.3}, & \text{para } 0.5 \leq M_i < 1.0, \\ M_i^{-2.7}, & \text{para } 1.0 \leq M_i < M^{up}, \end{cases} \quad (4.5)$$

donde  $M^{up}$  es la masa superior de la  $IMF$  y es un parámetro libre de los CEMs, seleccionado con el fin de reproducir el O/H en las regiones H II. La masa mínima para la que está definida esta función es de  $0.01 M_\odot$ , que es la masa más pequeña estimada para la enana café,  $\sigma$  Ori ([Béjar et al., 2001](#)). Sin embargo, en este trabajo se consideró una masa mínima de  $0.08 M_\odot$ , la cuál es la masa más pequeña estimada para un mayor número de enanas café y es cercana a la masa límite a la que se quema el H de forma estable (e.g., [Kroupa et al., 1993](#); [Forbes & Loeb, 2019](#)).

Esta  $IMF$  está basada en la  $IMF$  de [Kroupa et al. \(1993\)](#), la cuál ha mostrado reproducir una mayor cantidad de observaciones en la vecindad solar ([Romano et al., 2005](#); [Mollá et al., 2015](#)) que otras parametrizaciones de la  $IMF$  (e.g., [Salpeter, 1955](#); [Scalo, 1986](#)). En este trabajo, se consideró a la  $IMF$  como constante en el tiempo.

Para los yields estelares en los CEMs, se utilizó la matriz descrita en el Capítulo 2. Como recordatorio, esta matriz está conformada por los yields de VEN para LIMS y los yields de NOM para MS, sin tomar en cuenta súper AGBs. Adicionalmente se utilizaron los yields de [Leung & Nomoto \(2018\)](#) para las SNe Ia.

En las ecuaciones de [Tinsley \(1980\)](#) se asume que las estrellas eyectan al ISM todo el material expulsado, a través de vientos o a través de explosiones de supernova, en un sólo evento que sucede inmediatamente después de que las estrellas salen de la secuencia principal. Por lo tanto, el tiempo que pasan las estrellas en secuencia principal se considera como el tiempo de vida de las estrellas. Para definir el tiempo de vida de cada estrella ( $\tau$ ) en función de su  $M_i$ , se utilizó la función  $\tau_{fit}$ , calculada como se describe en la Sección 6.3 del Apéndice. Esta función es de la forma:

$$\tau_{fit} = 10^{1.010 - 3.656x + 1.238x^2 - 0.151x^3 - 0.002x^4}, \quad (4.6)$$

donde  $x = \log(M_i)$  y a partir de la que se obtienen los tiempos de vida de las estrellas en Gyr, utilizados en el código CHEVOL. Para esta expresión, se revisó que la dependencia de  $\tau$  con  $Z_i$  no fuera significativa, y fue calculada utilizando algunos de los modelos estelares de los que se recopilaron los yields (ver Capítulo 2), para los cuales, se tenían los tiempos de vida en función de  $M_i$  disponibles.

Otro par de ecuaciones, útiles para comprender algunos de los parámetros libres de los CEMs detallados más adelante (particularmente, la fracción de estrellas binarias que originan SNe Ia y la masa superior de la IMF,  $A_{bin}$  y  $M_{up}$ ), se muestran en la Sección 6.2 del Apéndice y no aquí para facilitar la lectura.

## 4.2. Restricciones observacionales

Para construir los CEMs, se considera una edad para la Galaxia ( $t_{hoy}$ ) de 13.5 Gyr, basadas en las edades estimadas para las estrellas más viejas en nuestra galaxia (e.g., VandenBerg et al., 2002; Schlaufman et al., 2018). La distancia solar considerada es la misma que la que se utilizó en el Capítulo 3, de  $R_{\odot} = 8.20 \pm 0.10$  kpc (Bland-Hawthorn & Gerhard, 2016). Para la edad solar, se toma un valor de  $t_{\odot} = 4.57 \pm 0.10$  Gyr, el cual es consistente entre distintos estudios de heliosismicidad y modelos solares (e.g., Bahcall et al., 1995; Bonanno et al., 2002), así como con la determinación bayesiana de Bonanno & Fröhlich (2015). Las abundancias solares utilizadas a lo largo de este trabajo, corresponden a las de Asplund et al. (2021).

Para la tasa de formación estelar al día de hoy en la vecindad solar, se utilizó  $SFR(t_{hoy}) = 3.5 \pm 1.5 M_{\odot}pc^{-2} Gyr^{-1}$ , obtenida con la ecuación propuesta por Green (2015). Este valor es consistente con el intervalo  $SFR(t_{hoy}) = 2 - 10 M_{\odot}pc^{-2} Gyr^{-1}$  calculado por Guesten & Mezger (1982), basado en la estimación de la SFR actual a partir de distintos métodos observacionales.

La tasa de acreción actual ( $IR$ ) es muy incierta, abarcando valores desde 0.1 hasta  $2.0 M_{\odot}pc^{-2} Gyr^{-1}$  en la literatura (e.g., Basu, 1993), sin embargo, en este trabajo se consideró el intervalo más reducido propuesto por Matteucci (2012), de  $0.3 - 1.5 M_{\odot}pc^{-2} Gyr^{-1}$ , basado en las observaciones de Mirabel & Morras (1984, 1990) de nubes moleculares de alta velocidad (velocidades mayores a  $140 km s^{-1}$ ) cayendo hacia las partes internas de la Galaxia.

Se utilizaron los valores actuales de  $M_{gas}$  y  $M_*$  calculadas por McKee et al. (2015):  $M_{gas} = 13.7 \pm 1.6 M_{\odot}pc^{-2}$  y  $M_* = 33.4 \pm 3.0 M_{\odot}pc^{-2}$ , las cuales resultan en  $M_{tot} = 47.1 \pm 3.4 M_{\odot}pc^{-2}$ . Además, se utilizó el cociente de densidades superficiales de los dos discos calculado por Bland-Hawthorn & Gerhard (2016), de  $M_G/M_D = 12\% \pm 4\%$ , obtenido como un promedio de valores observados.

Basados en un estudio de galaxias en el universo local, Li et al. (2011) estiman la tasa de supernovas de estrellas masivas individuales (RSNeII) y la tasa de supernovas de tipo Ia (RSNeIa) para la Vía Láctea, suponiendo que ésta es del tipo Sbc y utilizando su luminosidad y su tamaño de distintas referencias de la literatura. Calculando un promedio y la desviación estándar de los valores obtenidos, los autores calculan  $RSNeII = 1.54 \pm 0.32$  y  $RSNeIa = 0.54 \pm 0.12$  ambas por cada 100 años. En este trabajo, se supuso que el cociente  $RSNeIa/RSNeII$  es constante a lo largo de la Galaxia, lo que nos permite utilizar el valor de Li et al. (2011) (de  $RSNeIa/RSNeII = 0.35 \pm 0.11$ ) para la vecindad solar.

Las restricciones observacionales mencionadas hasta este punto se muestran en la columna 2 de la Tabla 4.1.

Restricción Observacional	Valor Observado	CEM <sub>RLs</sub>	CEM <sub>CELS</sub>
$M_{gas} [M_{\odot}pc^{-2}]$	$13.7 \pm 1.6$	13.36	13.20
$M_* [M_{\odot}pc^{-2}]$	$33.4 \pm 3.0$	36.71	36.90
$M_{tot} [M_{\odot}pc^{-2}]$	$47.1 \pm 3.4$	50.00	50.00
$SFR [M_{\odot}pc^{-2} Gyr^{-1}]$	$3.5 \pm 1.5$	3.60	3.55
$IR [M_{\odot}pc^{-2} Gyr^{-1}]$	$0.9 \pm 0.6$	1.12	1.12
$RSNeIa/RSNeII$	$0.35 \pm 0.11$	0.46	0.49

Tabla 4.1: Valores actuales observados en la vecindad solar utilizados para restringir los CEMs, siendo:  $M_{gas}$ ,  $M_*$  y  $M_{tot}$  la masa de gas, de estrellas y bariónica total, respectivamente;  $SFR(t_{hoy})$  e  $IR$  las tasas de formación estelar y de acreción; y  $RSNeIa/RSNeII$  el cociente de supernovas de tipo Ia y de tipo II. Las últimas dos columnas muestran los resultados de los modelos de evolución química calculados en este trabajo.

Además, se compararon las predicciones de los dos modelos con las abundancias promedio en la vecindad

solar de C, N, Ne, Cl y Ar (calculadas con CELs al comparar con el  $CEM_{CELs}$  y con RLs al comparar con el  $CEM_{RLs}$ ) de las regiones H II y las PNs clasificadas por edad. Estas abundancias, junto con las abundancias de O y los valores solares de [Asplund et al. \(2021\)](#), se muestran en la Tabla 3.6 en el Capítulo 3. Como se explicó en la Sección 3.5, las PNs tienen abundancias químicas mayores que las de las regiones H II lo cuál las hace irreconciliables.

En las siguientes dos secciones, se muestran y se discuten los resultados obtenidos con los modelos  $CEM_{RLs}$  y  $CEM_{CELs}$  y su comparación con las distintas restricciones observacionales utilizadas.

### 4.3. Resultados del CEM<sub>RLS</sub>

En la Tabla 4.2 se muestran los parámetros libres de los dos CEMs, seleccionados para que los modelos ajustaran lo mejor posible a las observaciones mencionadas, dando prioridad a las abundancias promedio de las regiones H II pero también buscando ajustar simultáneamente a las estrellas de APOGEE y los valores solares de Asplund et al. (2021).

Parámetro libre	CEM <sub>RLS</sub>	CEM <sub>CELS</sub>
$M_D/M_G$	4.5	4.5
$\nu_D$ [Gyr <sup>-1</sup> ]	0.02	0.02
$\nu_G$ [Gyr <sup>-1</sup> ]	0.06	0.06
$M^{up}$ [M <sub>⊙</sub> ]	84.56	36.90
$A_{bin}$	0.08	0.08

Tabla 4.2: Parámetros libres de los CEMs de este trabajo, donde cada uno fue seleccionado con el fin de que cada CEM reprodujera de la mejor manera posible a las observaciones.

Para los tiempos de escala de la formación del disco delgado y grueso,  $\tau_D$  y  $\tau_G$ , y el tiempo al que inicia la segunda caída del material  $t_{max}$ , se utilizaron  $\tau_D = 4.1$  Gyr,  $\tau_G = 0.1$  Gyr y  $t_{max} = 4.1$  Gyr, basados en los valores obtenidos por SP21 (de  $\tau_D = 4.110^{+0.145}_{-0.127}$  Gyr,  $\tau_G = 0.103^{+0.007}_{-0.006}$  Gyr y  $t_{max} = 4.085^{+0.021}_{-0.032}$  Gyr) a partir de un estudio bayesiano y un método Monte Carlo para reproducir las abundancias estelares de [Mg/Fe] en función de [Fe/H] del APOGEE DR16 (Ahumada et al., 2020). En SP21 los autores también calculan un cociente de masas del disco delgado y el disco grueso de  $M_D/M_G = 5.635^{+0.214}_{-0.162}$ , pero en este trabajo fue necesario un cociente menor, de  $M_D/M_G = 4.5$  para ajustar los observables utilizados. Debe recordarse que los CEMs de Spitoni et al. (2021) (SP21) fueron construidos para ajustar a una muestra de estrellas de APOGEE DR16, que es diferente al utilizado aquí, lo que puede implicar diferencias en los parámetros libres necesarios para reproducir los observables.

Este valor de  $M_D/M_G$  no sólo permitió reproducir la distribución observada de estrellas de APOGEE en [O/Fe] respecto a [Fe/H] sino también la MDF de [Fe/H]. Se utilizó un valor fijo de  $M_{tot} = 50 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ , basado en la suma de la  $M_{gas}$  y  $M_*$  de McKee et al. (2015). Como se puede ver en la Tabla 4.1, estos valores nos permitieron obtener predicciones teóricas para  $M_{gas}$ ,  $M_*$ , SFR, IR y RSNel/RSNeII consistentes, dentro de las incertidumbres, con los valores reportados en la literatura.

Para reproducir las observaciones, fue necesaria una eficiencia de la formación estelar en el disco delgado de  $\nu = 0.02$ . Una eficiencia tres veces mayor para el disco grueso, y un  $A_{bin} = 0.08$ , que representa a la fracción de sistemas binarios que producen SNe Ia (ver Ecuación 6.2 del 6). El  $A_{bin}$  obtenido es mayor en 37 % del utilizado en Spitoni et al. (2009, 2021) (de  $A_{bin} = 0.05$ ). Con el valor de  $A_{bin}$  utilizado en este trabajo, se obtiene una abundancia Fe/H al tiempo en que nació el Sol de Fe/H = 7.34, que se encuentra  $3\sigma$  por debajo del valor solar de Asplund et al. (2021) (de  $12 + \log(\text{Fe}/\text{H}) = 7.46 \pm 0.04$ ). Este resultado se atribuye en Kobayashi et al. (2020) a que el Sol tiene una abundancia de Fe/H mayor al promedio estelar de la vecindad solar, por lo que el Sol podría no ser representativo de la vecindad solar, al menos con respecto a su abundancia de Fe. También, puede deberse a una subestimación del Fe por parte de los yields de Nomoto et al. 2013. En Spitoni et al. (2021), se obtiene una abundancia de Fe/H ligeramente mayor (en 0.06 dex) al momento en el que se formó el Sol. Este valor está  $\sim 2\sigma$  por debajo del valor solar pero en este caso esto se debe a que los autores utilizan los yields de Woosley & Weaver (1995) para estrellas masivas.

Con el CEM<sub>RLS</sub> fue posible reproducir simultáneamente el O/H promedio de las regiones H II de la vecindad solar y el valor solar de Asplund et al. (2021), utilizando una  $M^{up} = 84.56 M_{\odot}$  (mostrada en la Ecuación 6.2 del 6). Este valor además, permitió reproducir exitosamente el [O/Fe] con respecto a [Fe/H] de las estrellas de APOGEE como se comenta a continuación.

La Figura 4.1 muestra el diagrama de [O/Fe] en función de [Fe/H] de las estrellas del DR17 de APOGEE con los mismos colores y símbolos que la Figura 3.7, con la diferencia de que en esta figura, la línea morada

corresponde al CEM<sub>RLS</sub>.

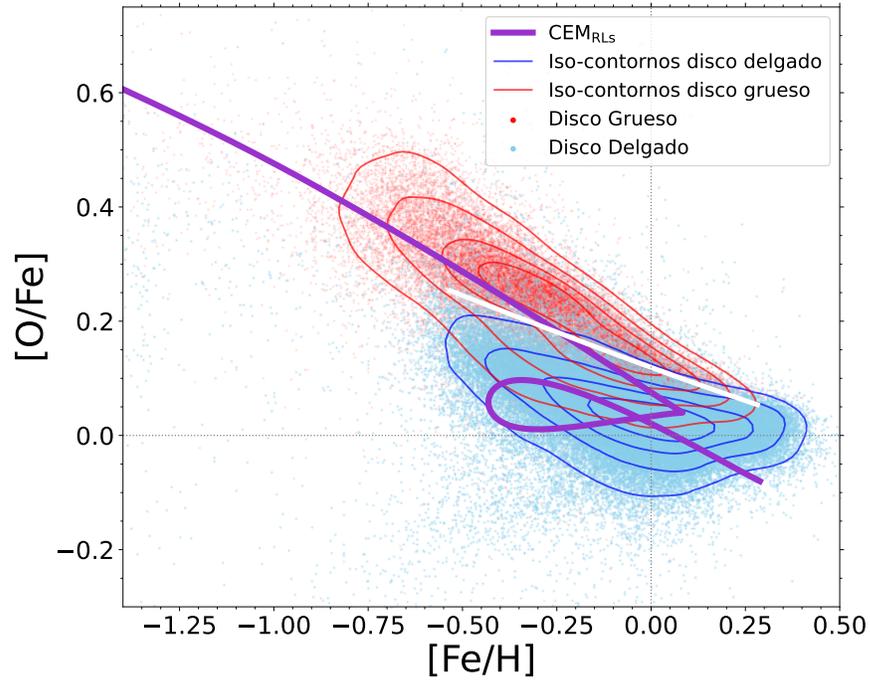


Figura 4.1:  $[O/Fe]$  en función de  $[Fe/H]$  de las estrellas del disco delgado (puntos azules) y grueso (puntos rojos) de *APOGEE*, junto con sus iso-contornos de densidad (con los mismos colores) englobando 25 %, 50 %, 85 % y 99 % de las estrellas. La línea blanca indica la separación de los discos. El CEM<sub>RLS</sub> se muestra en la línea morada.

El bucle que presenta en modelo en esta figura, se debe a la dilución que ocurre por la segunda caída de gas que forma el disco delgado. Esta dilución hace que el  $[Fe/H]$  decrezca en hasta 0.5 dex, pero el  $[O/Fe]$  se mantenga casi constante, decreciendo en menos de 0.05 dex, debido a que las explosiones de *SNe Ia* formadas en el disco grueso continúan aportando Fe al medio. Luego de la dilución, cuando la formación estelar vuelve a comenzar, las *SNe* de las estrellas masivas de las generaciones posteriores contaminan el gas Galáctico con O y otros elementos- $\alpha$ , produciendo el aumento en  $[O/Fe]$ . Finalmente este cociente vuelve a decrecer nuevamente, por el Fe aportado por las explosiones de *SNe Ia*. No en todos los CEMs Galácticos de la literatura se obtiene este comportamiento, siendo algunos ejemplos de trabajos en donde sí se obtiene los de [Matteucci et al. \(2009\)](#); [Bonaparte et al. \(2013\)](#) y [Spitoni et al. \(2021\)](#). Se puede ver que la línea morada que presenta este comportamiento, reproduce bien el comportamiento de las estrellas de *APOGEE*, pasando a menos de 0.05 dex de las regiones de mayor densidad de estrellas de cada disco, algo que se consiguió ajustando los parámetros libres ( $M_{up}$ ,  $\nu$  de cada disco,  $A_{bin}$  y  $M_D/M_G$ ) del CEM.

Además de para ajustar las abundancias de este diagrama, el CEM<sub>RLS</sub> se elaboró para reproducir simultáneamente las MDFs de  $[Fe/H]$  y  $[O/Fe]$ , de los discos delgado y grueso. En la Figura 4.2, se muestra la comparación de las MDFs de  $[Fe/H]$  (paneles a la izquierda) y la MDF de  $[O/Fe]$  (paneles a la derecha) de las estrellas de *APOGEE* para los dos discos (histograma gris) y para los discos delgado y grueso (histogramas azul y rojo, respectivamente) comparadas con las predicciones del CEM<sub>RLS</sub> (línea morada). Se puede ver que el CEM<sub>RLS</sub> predice poblaciones estelares similares a las observadas, especialmente en el disco delgado. Para el disco grueso, se puede ver que el CEM<sub>RLS</sub> predice un mayor número de estrellas con muy bajas metalicidades ( $[Fe/H] < -0.8$ ) que las observadas en *APOGEE*. Estas estrellas son difíciles de observar, por lo que esto puede deberse a un sesgo observacional. Ya que el modelo predice más estrellas del disco grueso en metalicidades

bajas, se predice un menor número de estrellas en los intervalos de  $[O/Fe]$  y  $[Fe/H]$  observados, haciendo que los máximos teóricos no coincidan con los observados.

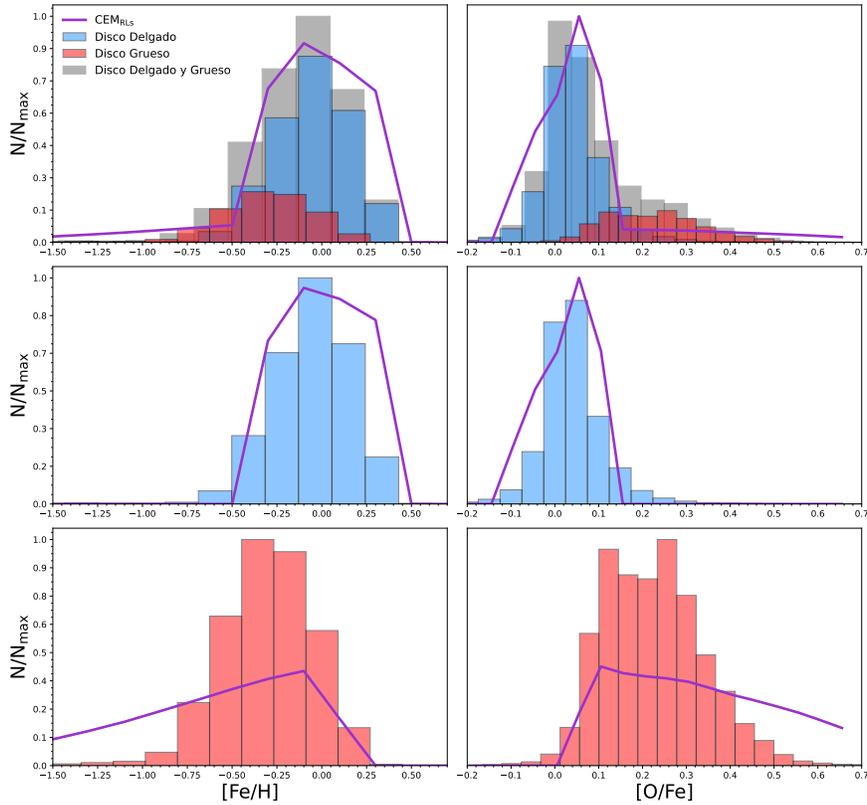


Figura 4.2: Conteo de estrellas de *APOGEE* por intervalo de  $[Fe/H]$  (MDF de  $[Fe/H]$ , paneles izquierdos) y  $[O/Fe]$  (MDF de  $[O/Fe]$ , paneles a la derecha) de los discos delgado y grueso juntos (histograma gris) y del disco delgado y grueso por separado (histogramas azul y rojo, respectivamente) comparados con las predicciones del CEM<sub>RLS</sub> (línea morada).

Adicionalmente, se compararon los resultados del CEM<sub>RLS</sub> para C con las abundancias estelares del repositorio *GALAH* (ver Sección 3.4.3). Esta comparación se puede ver en la Figura 4.3, donde se muestra  $[C/Fe]$  en función de  $[Fe/H]$  y  $[C/O]$  en función de  $[O/H]$  de las estrellas del disco grueso y delgado de *GALAH* (puntos rojos y azul, respectivamente) con las predicciones del CEM<sub>RLS</sub>.

Al calcular el CEM<sub>RLS</sub> con los yields estelares mencionados en la Sección 4.1, se obtenían las predicciones teóricas mostradas en los paneles de la Figura 4.3 con líneas punteadas. Se puede ver que, aunque estas líneas siguen la tendencia general de las estrellas, quedan por debajo de toda la muestra estelar en los dos diagramas, prediciendo una producción promedio de C mucho menor (en 0.4 dex) que la observada. Esto se puede deber a que los yields de C están subestimados. Aproximadamente la mitad del C es producido en estrellas masivas, mientras que la otra mitad se produce en *LIMS* (Kobayashi et al., 2020). En las *LIMS*, uno de los procesos más importantes que pueden aumentar la producción de C es el *overshooting* (Pignatari et al., 2016). En (Kobayashi et al., 2020) se utilizaron los yields de Karakas & Lugaro (2016) que no incluyen este proceso y se obtuvo que el modelo subestimaba el C observado en estrellas en hasta 0.2 dex en  $-0.5 \leq [Fe/H] \leq 0.5$ , que es una diferencia similar a la encontrada aquí, aún utilizando yields de *LIMS* que incluyen *overshooting*, por lo que este proceso no parece ser la razón de la discrepancia observada. Debido a esto, en esta tesis se experimentó mejorar el ajuste del CEM<sub>RLS</sub> a las estrellas de *GALAH* utilizando factores dependientes de  $Z_i$  para modificar

los yields de C de estrellas masivas, cuidando no exceder el C promedio actual en la vecindad solar dado por las regiones H II. Si bien estos factores no tienen una explicación física por el momento, ayudan a cuantificar la diferencia del modelo con las observaciones y permiten acotar la cantidad de C que no se está produciendo en las estrellas masivas.

Los factores de corrección aplicados en función de  $Z_i$  para cada estrella masiva (llamados  $x_C(Z_i)$ ), son:

$$x_C(Z_i) = \begin{cases} 10.0 & \text{para } 10^{-5.6} < Z_i < 0.001, \\ 1.0 & \text{para } 0.001 \leq Z_i < 0.004, \\ 2.0 & \text{para } 0.004 \leq Z_i < 0.012, \\ 1.9 & \text{para } 0.012 \leq Z_i < 0.02. \end{cases} \quad (4.7)$$

Estos factores permitieron que el CEM<sub>RLS</sub> (línea morada continua de la Figura 4.3) coincidiera mejor con la región ocupada por la muestra estelar de GALAH, y específicamente, con las regiones de mayor densidad estelar (mostrados por los iso-contornos más pequeños). Este modelo corregido, difiere en menos de 0.05 dex de los promedios de [C/Fe] y [C/O] de las estrellas de GALAH. En el panel derecho de la Figura 4.3 se puede ver que estos factores permitieron también mejorar la comparación del modelo con los [C/O] y [O/H] promedio de las regiones H II de la vecindad solar (pentágono azul). Se puede apreciar que el modelo no reproduce los valores de [O/H] de estas estrellas, lo cual se debe a que se dio prioridad a reproducir el valor actual de [C/O] de las regiones H II. Para reproducir el incremento de [C/O] a [O/H] súper-solares se requeriría modificar los yields de C para estrellas masivas súper-metálicas (con  $Z_i > 0.02$ ) y LIMS de menor metalicidad que enriquecen a tiempos recientes, lo cual no se exploró en este trabajo. Para reproducir aún mejor las observaciones en general, serían necesarios factores de corrección más finos (para una mayor cantidad de valores de  $Z_i$ ).

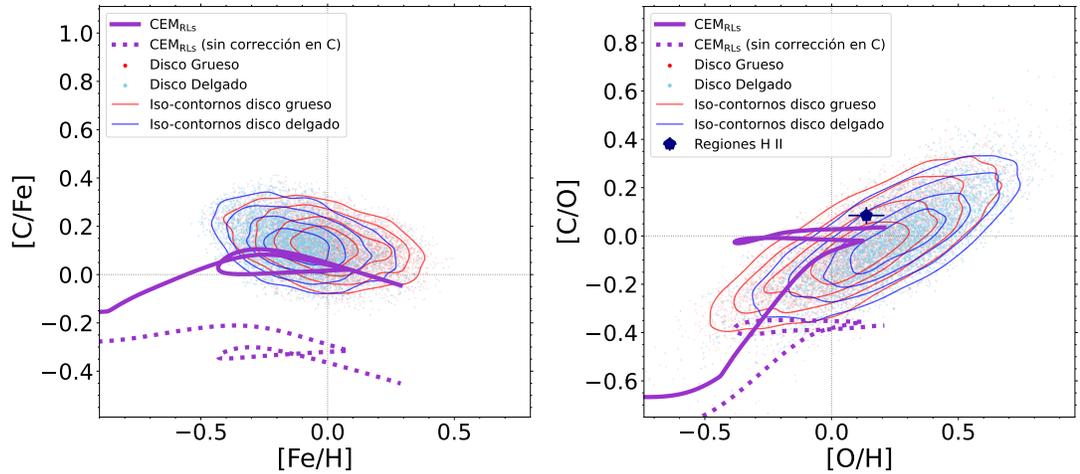


Figura 4.3: Comparación de las estrellas de GALAH con las predicciones del CEM<sub>RLS</sub> para [C/Fe] en función de [Fe/H] y [C/O] en función de [O/H]. La línea morada continua muestra el CEM<sub>RLS</sub> una vez que se corrigieron los yields de C (ver texto) y la línea morada discontinua muestra el modelo antes de aplicar esta corrección. Las líneas punteadas muestran los cocientes C/Fe y Fe/H solares, de las abundancias de Asplund et al. (2021). El pentágono azul representa los valores promedio de C/O en las regiones H II de la vecindad solar.

La Figura 4.4 muestra la evolución temporal de O predicha por el CEM<sub>RLS</sub> (línea morada), comparada con los O/H promedio de: las regiones H II (para  $t_{\text{hoy}}$ , pentágono azul); PNs del grupo A (con edades menores a 0.4 Gyr en el pasado, cuadro verde); PNs del grupo B (representando el ISM entre 0.4 a 3.0 Gyr en el pasado,

círculo amarillo); PNs del grupo C (con edades mayores a 3.0 Gyr, diamante rojo) y el Sol (representando el ISM a 4.57 Gyr en el pasado, símbolo solar).

Se puede ver que los parámetros libres del modelo fueron seleccionados para reproducir el límite superior dado por las regiones H II, debido a que esto permitió además reproducir a las estrellas de APOGEE en los diagramas previamente mencionados. A 4.57 Gyr en el pasado, el CEM<sub>RLS</sub> difiere en tan sólo 0.07 dex del O/H solar de Asplund et al. (2021). Como se dijo antes, los O/H de las PNs de los grupos A, B y C son superiores a los de las regiones H II, en 0.2 dex y 0.2 dex y 0.6 dex, respectivamente, por lo que fue imposible reproducirlas con el modelo calculado.

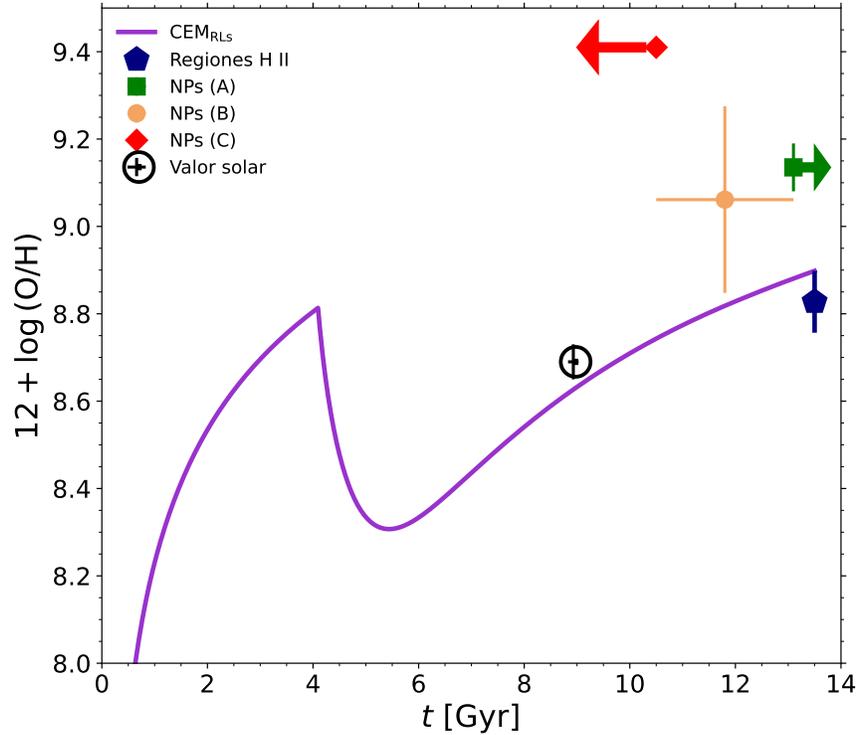


Figura 4.4: Evolución temporal de la abundancia de O del CEM<sub>RLS</sub> (línea morada), comparada con los O/H promedio de las observaciones en la vecindad solar: regiones H II (pentágono azul), PNs jóvenes (del grupo A, cuadrado verde), intermedias (del grupo B, círculo amarillo) y viejas (del grupo C, diamante rojo). Las flechas en las edades de las PNs del grupo A y del grupo C indican que estas son un límite inferior y superior, respectivamente.

El CEM<sub>RLS</sub> también se comparó con las abundancias promedio de C, N, Ne, Cl y Ar de las regiones H II, el Sol y las PNs clasificadas por edad, como se muestra en la Figura 4.5, donde los símbolos son los mismos que los utilizados en la Figura 4.4. La primera fila de paneles de esta figura muestra las abundancias de la forma  $12 + \log(X/H)$  en función de  $12 + \log(O/H)$ , la segunda fila las abundancias con respecto a O en función de  $12 + \log(O/H)$  y la tercera fila muestra las abundancias  $12 + \log(X/H)$  en función del tiempo, donde  $X = C, N, Ne, Cl$  o Ar.

El CEM<sub>RLS</sub> mostrado en esta figura incluye la corrección realizada para los yields de C. Se puede apreciar que con esta corrección el modelo reproduce el C/H solar a 4.57 Gyr en el pasado (del que difiere en 0.05 dex). Para el N, reproduce bien las abundancias de las regiones H II, pero subestima el valor solar en hasta 0.3 dex. El valor solar de Asplund et al. (2021) para N no reporta problemas importantes y otros modelos solares diferentes reportan de hecho, valores mayores para el N solar, de 0.03 dex a 0.07 dex (Caffau et al.,

2011), por lo que no parece ser este valor la razón de la discrepancia observada. También podría deberse a los yields utilizados tanto para LIMS como para MS. Los yields de Nomoto et al. (2013) utilizados para las MS, por un lado, no consideran la nucleosíntesis durante la pre-SN y por otro, no incluyen rotación estelar, que es un proceso que se sabe, favorece la producción de N primario (Meynet & Maeder, 2002; Hirschi, 2007). No obstante, cualquier aumento en el N teórico predicho a la edad solar no debería modificar la consistencia del N teórico con el observado para el presente.

El Ne y el Ar son elementos- $\alpha$  producidos en las mismas estrellas que el O, por lo que se espera que los resultados de estos tres elementos sean consistentes entre sí. Para Ne, el CEM<sub>RLS</sub> reproduce exitosamente tanto a las regiones H II como el valor del Sol, considerando las incertidumbres. Los valores promedio de Ne de las PNs(A), PNs(B) y PNs(C) son todas mayores que los de las regiones H II, en 0.8 dex, 0.6 dex y 0.5 dex, respectivamente lo cuál, al igual que pasaba con el O, las hace irreconciliables. Para el Ar, nuestro modelo predice Ar/H mayores a los observados para el presente (en 0.3 dex) pero reproduce bien la abundancia solar. Por lo tanto, los resultados encontrados con el modelo para O, Ne y Ar no son consistentes entre sí al comparar con las regiones H II pero el modelo reproduce exitosamente los valores solares de estos tres elementos.

El Cl, es producido en procesos diferentes al O, Ne y Ar pero, al depender de la disponibilidad de isótopos de Ar, también se espera que presente resultados consistentes con estos elementos (Esteban et al., 2015). Esto no es lo que se encuentra, ya que el modelo subestima tanto el Cl/H observado en el presente como el valor solar, en 0.3 dex, y  $\sim 1$  dex, respectivamente. Según los modelos de Prantzos et al. (2018), utilizar yields para MS que incluyan rotación estelar aumenta el cociente [Cl/Fe] en hasta 0.5 dex solamente en metalicidades muy bajas (de [Fe/H]  $\sim -2$ ), por lo que en este caso no se espera que la rotación sea la razón por la que no se logran reproducir los valores observados.

En resumen, para el presente, el CEM<sub>RLS</sub> reproduce bien las abundancias de C, N y Ne pero subestima las de Cl y sobrestima las de Ar, ambas en 0.3 dex. En el momento en que se formó el Sol, el modelo reproduce bien los valores de Asplund et al. (2021) para O, C, Ne y Ar y subestima los de N y Cl en 0.3 dex y 1 dex, respectivamente. Utilizar yields con rotación estelar para las estrellas masivas, podría mejorar el ajuste del N solar pero no parece ser la razón de la discrepancia encontrada para el Cl. Con el CEM<sub>RLS</sub> no es posible reproducir las abundancias de las PNs y las regiones H II, por lo discutido en la Sección 3.5.

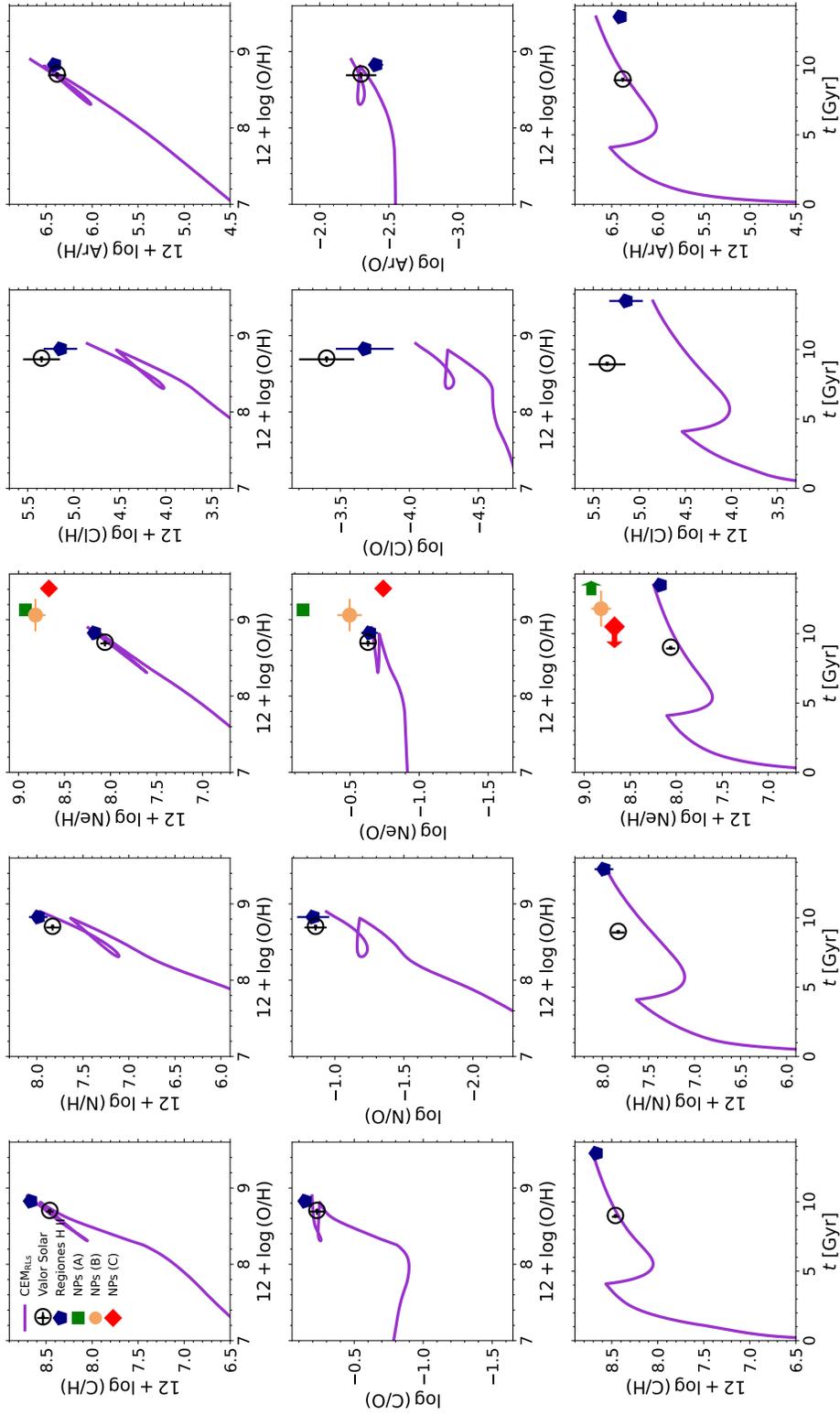


Figura 4.5: CEM<sub>RLS</sub> (línea morada) comparado con las abundancias promedio de C, N, Ne, Cl y Ar de la vecindad solar, con los mismos símbolos que la Figura 4.4. La primera fila muestra las abundancias  $12 + \log(X/\text{H})$  en función de  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ ; la fila intermedia muestra los cocientes  $X/\text{O}$  en función de  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$  y los paneles de la última fila muestran la evolución temporal de los cocientes  $12 + \log(X/\text{H})$ , donde  $X = \text{C}, \text{N}, \text{Ne}, \text{Cl}$  o  $\text{Ar}$ . El símbolo solar representa el valor de [Asplund et al. \(2021\)](#).

#### 4.4. Resultados del CEM<sub>CELS</sub>

Para este modelo, se utilizaron las mismas condiciones iniciales y los mismos parámetros de entrada que en el CEM<sub>RLs</sub> (como se puede ver en la Tabla 4.3), excepto que en este modelo se utilizó una  $M^{up}$  distinta y que no se realizó la corrección para los yields de C.

Puesto que el valor promedio de O/H en las regiones H II es 0.2 dex menor si se calcula con CELs al calculado con RLs, el CEM<sub>CELS</sub> requirió de una cantidad significativamente menor de estrellas masivas que producen O, obteniendo así una  $M^{up} = 36.90 M_{\odot}$ . Utilizando los valores anteriores, fue posible obtener predicciones consistentes dentro de las incertidumbres con los valores observados de la Tabla 4.1, excepto por el cociente RSNeIa/RSNeII, que en este modelo es ligeramente mayor (en un 30 %) al observado. En este modelo se obtuvo un Fe/H al tiempo en el que se formó el Sol de 7.33, que también se encuentra a  $3\sigma$  por debajo del valor solar de Asplund et al. (2021) y es muy similar al del CEM<sub>RLs</sub>, por lo que la discusión sobre Fe/H en la sección anterior también es válida para este modelo.

La Figura 4.6 muestra la comparación de las estrellas de APOGEE con el CEM<sub>CELS</sub>, con los mismos símbolos y colores que la Figura 4.1, excepto por la línea verde que en este caso corresponde al modelo. Se puede ver que, aunque el modelo ocupa la misma región que las estrellas en [Fe/H], este queda por debajo de toda la muestra en [O/Fe] (en 0.15 dex y 0.25 dex de los contornos de mayor densidad de estrellas del disco delgado y del disco grueso).

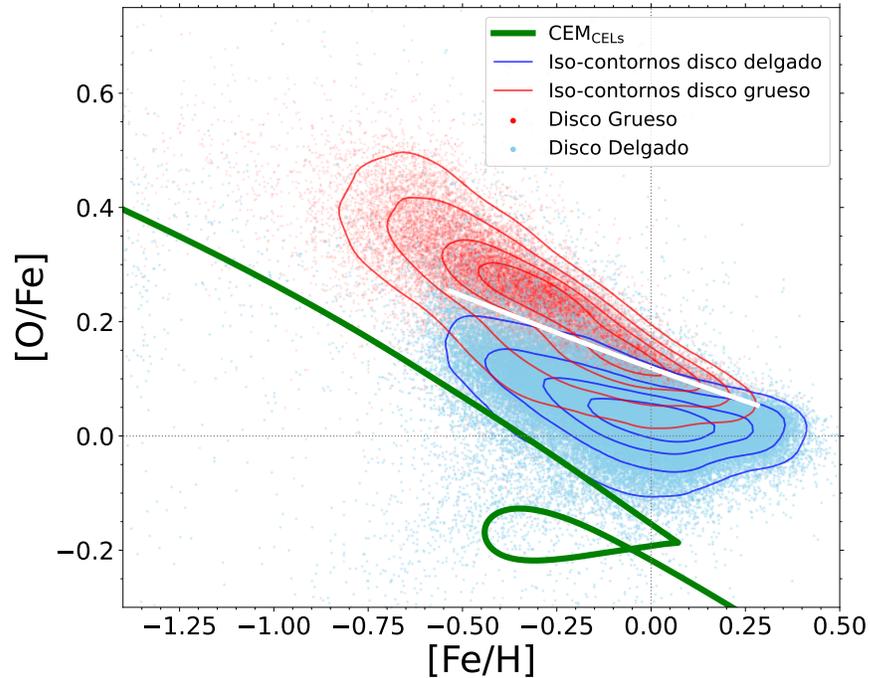


Figura 4.6: [O/Fe] en función de [Fe/H] de las estrellas del DR17 de APOGEE. La línea verde representa el resultado del CEM<sub>CELS</sub>. Puntos y línea blanca como en la Figura 4.1.

La Figura 4.7 presenta la comparación de las MDFs de [O/Fe] y [Fe/H] de las estrellas de APOGEE (con los mismos colores que la Figura 4.2) con el CEM<sub>CELS</sub> (línea verde). Como el modelo predice un [O/Fe] menor en 0.2 dex a los observados para los mismos valores de [Fe/H], el CEM<sub>CELS</sub> reproduce el MDF de [Fe/H], pero las distribuciones con respecto a [O/Fe] se encuentran desplazadas hacia valores menores.

La comparación de las estrellas de GALAH y el CEM<sub>CELS</sub> se muestra en la Figura 4.8, donde se puede ver

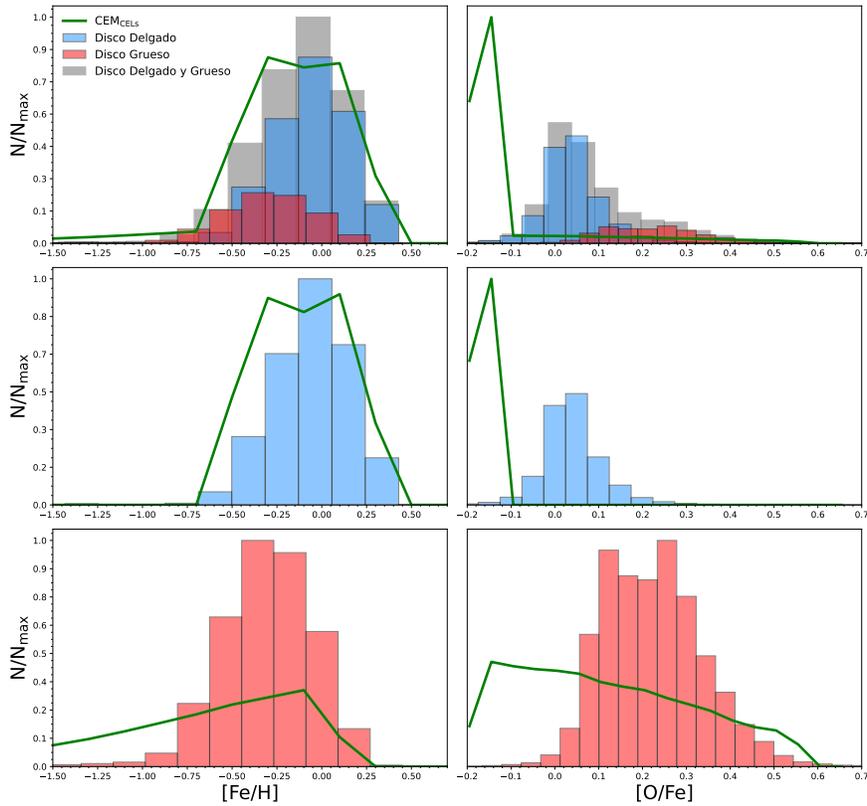


Figura 4.7: Conteo de estrellas de APOGEE por intervalo de  $[\text{Fe}/\text{H}]$  (MDF de  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , paneles izquierdos) y  $[\text{O}/\text{Fe}]$  (MDF de  $[\text{O}/\text{Fe}]$ , paneles a la derecha) de los discos delgado y grueso juntos y del disco delgado y grueso por separado (colores como en la Figura 4.2) comparados con las predicciones del CEM<sub>CELS</sub> (línea verde).

que el modelo subestima en hasta 0.3 dex las abundancias de  $[\text{C}/\text{Fe}]$ , en hasta 0.2 dex las de  $[\text{C}/\text{O}]$ . Para este modelo no se aplicaron los factores de corrección a los yields de C de Nomoto et al. (2013).

La Figura 4.9 muestra la evolución temporal de O/H predicha por este modelo (línea verde), con los mismos símbolos y colores que la Figura 4.4. Se puede ver que no es posible ajustar el O/H solar, porque el O/H solar y el de las regiones H II no predicen un cambio en la abundancia de este elemento en los últimos 4.6 Gyr mientras que el modelo predice un incremento en este intervalo. De manera similar que al utilizar RLs, las PNs de los grupos A, B y C tienen abundancias de O/H mayores a las regiones H II, en 0.2 dex, 0.15 dex y 0.4 dex, respectivamente, lo que hace que también sean irreconciliables.

La Figura 4.10 muestra la comparación del CEM<sub>CELS</sub> (línea verde) con las abundancias promedio de C, N, Ne, Cl y Ar de las regiones H II, el Sol y las PNs clasificadas por grupo de edad, donde los símbolos son los mismos que en la Figura 4.5.

El CEM<sub>CELS</sub> sobrestima el C/H de las regiones H II, en 0.2 dex y subestima el C/H solar en 0.4 dex. El modelo reproduce muy bien los N/H y Ne/H promedio de las regiones H II, pero subestima esta abundancias al tiempo en el que se formó el Sol, en 0.4 dex. Las PNs tienen mayores abundancias de Ne que las regiones H II, por lo que el modelo las subestima en 0.3 dex, 0.2 dex y 0.5 dex a los grupos PNs(A), PNs(B) y PNs(C), respectivamente.

El modelo predice Cl/H menor a todos los observados en regiones H II, el Sol y las PNs(A), PNs(B) y PNs(C),

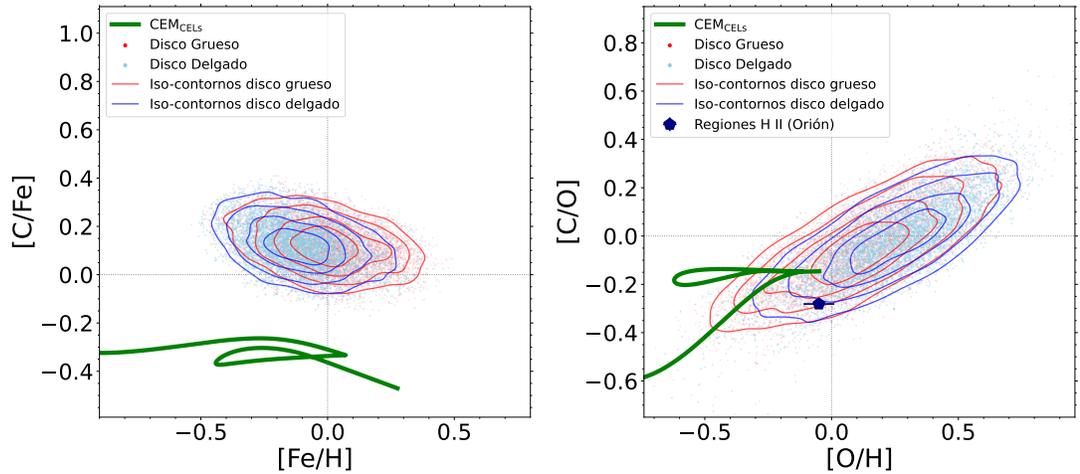


Figura 4.8: Comparación de las estrellas de GALAH con las predicciones del CEM<sub>CELS</sub> (línea verde) para [C/Fe] en función de [Fe/H] y [C/O] en función de [O/H], con los mismos colores y símbolos que en la Figura 4.3. El pentágono azul representa los valores promedio de las regiones H II en la vecindad solar calculado con CELs.

de 0.5 dex y hasta 1 dex. Para Ar, sobrestima el valor para el presente en 0.3 dex, pero reproduce las abundancias solares y de las PNs(A) y PNs(B). Subestima el de las PNs más viejas del grupo C (en 0.4 dex) que tienen las mayores abundancias de Ar. Resumiendo el CEM<sub>CELS</sub> reproduce el N y Ne de las regiones H II, pero sobre-estima su C y su Ar. Además, subestima el Cl para el presente. En el pasado, cuando se formó en Sol, este modelo únicamente reproduce el valor solar de Ar, pero subestima las abundancias para C, N, O, Ne y Cl. En Ne y Cl, el modelo predice valores menores que los observados en las PNs de los tres grupos. Para Ar, reproduce el valor observado en las PNs(A) y PNs(B) pero subestima el de las PNs(C).

En conclusión, el CEM<sub>RLS</sub> logra reproducir un mayor número de observaciones que el CEM<sub>CELS</sub>, a pesar de que en el segundo caso se puede comparar con las PNs en un mayor número de elementos químicos. El CEM<sub>RLS</sub> logra reproducir el O, N, y Ne para el presente, el O, Ne y Ar solares y las abundancias de O de las estrellas de APOGEE, mientras que el CEM<sub>CELS</sub> sólo reproduce N y Ne para el presente, el Ar solar y no logra conciliar las abundancias de O de APOGEE. Una misma corrección aplicada a los yields de C permite reproducir tanto el C del presente como el de una muestra de estrellas de GALAH.

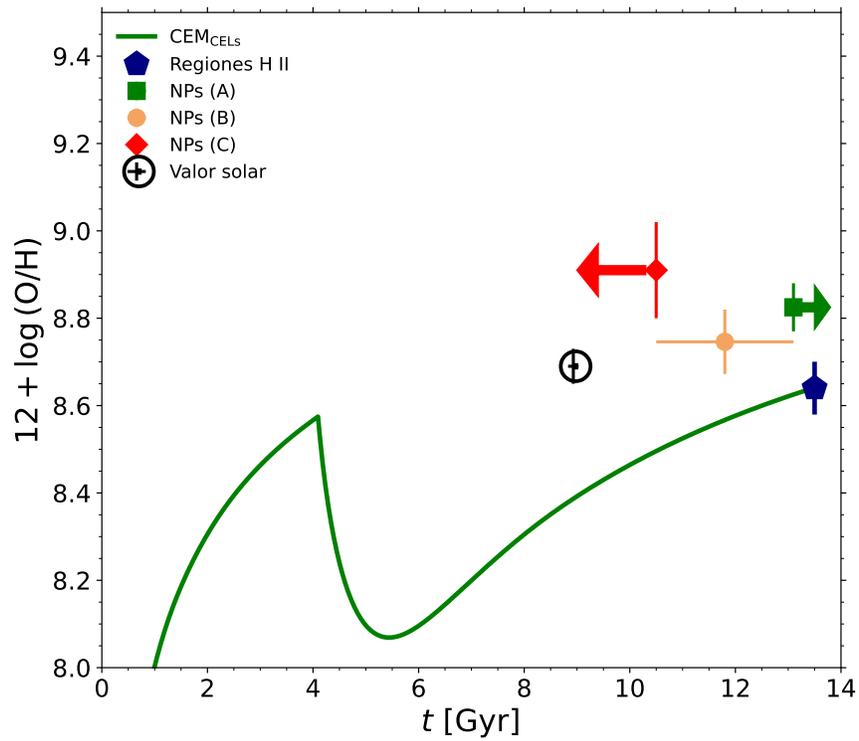


Figura 4.9: Evolución temporal de la abundancia de O del CEM<sub>CELS</sub> (línea verde), comparada con los O/H promedio de las observaciones en la vecindad solar (mismos símbolos y colores que la Figura 4.4).

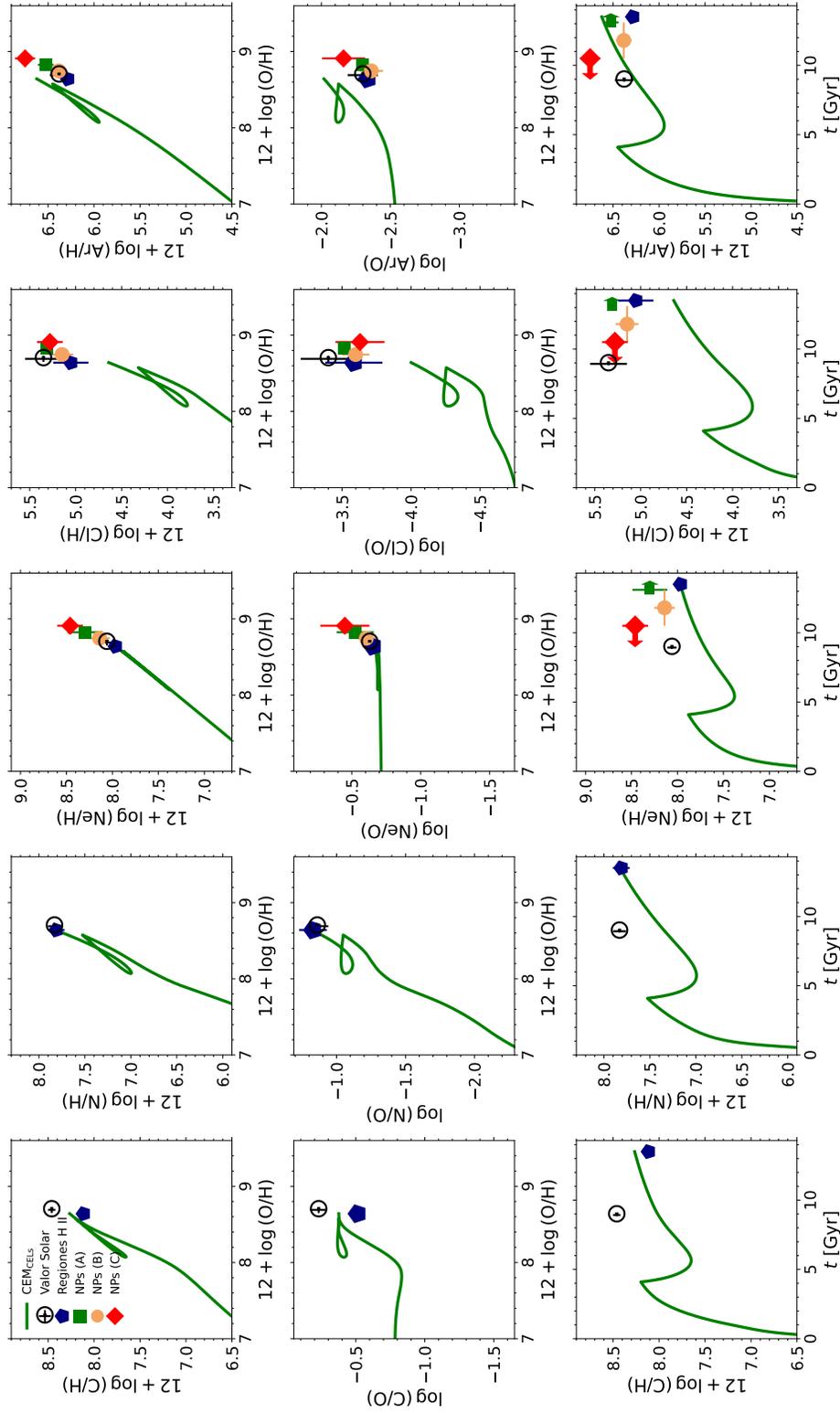


Figura 4.10: CEM<sub>CELS</sub> (línea verde) comparado con las abundancias promedio de C, N, Ne, Cl y Ar de la vecindad solar, con los mismos símbolos que la Figura 4.9. La primera fila muestra las abundancias  $12 + \log(X/H)$  en función de  $12 + \log(O/H)$ ; la fila intermedia muestra los cocientes  $X/O$  en función de  $12 + \log(O/H)$  y los paneles de la última fila muestran la evolución temporal de los cocientes  $12 + \log(X/H)$ , donde  $X = C, N, Ne, Cl$  o  $Ar$ . El símbolo solar representa el valor de [Asplund et al. \(2021\)](#).



# 5

## CONCLUSIONES

El objetivo principal de esta tesis consistió en estudiar la evolución química de los discos delgado y grueso de nuestra galaxia, estudiando los gradientes químicos de distintos elementos obtenidos con regiones H II y nebulosas planetarias (PNs) y calculando modelos de evolución química (CEMs).

Las muestras de regiones H II y PNs están conformadas por objetos con los mejores espectros disponibles hasta la fecha.

La muestra de regiones H II Galácticas consta de 42 objetos, para los que se habían calculado abundancias químicas de forma homogénea en [Arellano-Córdova et al. \(2020, 2021\)](#). Dada la baja dispersión de los parámetro de fluctuaciones de temperatura cuadrático medio ( $t^2$ , [Peimbert 1967](#)) reportados para algunas regiones H II de la muestra, calculamos un  $t^2$  promedio de  $0.038 \pm 0.004$ . Utilizando este parámetro y las condiciones físicas y abundancias iónicas calculadas previamente por [Arellano-Córdova et al. \(2020, 2021\)](#), obtuvimos dos grupos de abundancias químicas: un primer grupo calculado directamente con líneas de excitación colisional (CELS) y un segundo grupo calculado con líneas de recombinación (RLs, en el caso de O para algunos objetos y C para toda la muestra) o con CELs+ $t^2$  (en el caso de O, N, Ne, Cl y Ar en el resto de objetos). En los dos grupos, se utilizaron los factores de corrección por ionización (ICFs) de [Amayo et al. \(2021\)](#) para todos los elementos, dado que permiten incluir las incertidumbres asociadas a los ICFs en los cálculos (a diferencia de [Arellano-Córdova et al. 2020, 2021](#), donde se utilizaron otras prescripciones para algunos elementos).

Para cada región H II, se seleccionó la mejor distancia Galactocéntrica de entre las que se obtienen con los paralajes de Gaia EDR3 (calculadas por [Bailer-Jones et al. 2021](#) y de los inversos de los paralajes positivos), distancias cinemáticas ([Wenger et al., 2019](#)) y estimaciones previas en la literatura con otros métodos, estudiando cuidadosamente cada caso. Se obtuvieron: 30 regiones H II con distancias calculadas a partir de paralajes de Gaia EDR3 fiables (con errores asociados menores al 20 %); 5 para las que se seleccionaron distancias cinemáticas; 5 para las que se seleccionaron las distancias calculadas previamente a partir de Gaia DR2 (con un gran número de estrellas y paralajes con errores asociados menores al 10 %); y 2 regiones H II para las que se seleccionaron valores previos de la literatura. Este estudio se publicó en [Méndez-Delgado et al. \(2020\)](#),

artículo del que soy segunda autora.

La muestra de PNs (19), está conformada por aquellas con los mejores espectros disponibles según [Rodríguez \(2020\)](#), de las que se recopilieron las abundancias de O, Ne, Cl y Ar calculadas con CELs de forma homogénea por la autora. También, para algunas PNs de la muestra, se recopilieron abundancias de O y Ne calculadas con RLs de otras referencias. Para cada PN se exploraron 4 métodos para determinar sus distancias Galactocéntricas (dos basados en paralajes de Gaia EDR3 y dos basados en relaciones de escala), y se seleccionó como distancia final a la que se espera que sea más fiable en función del error asociado al paralaje y/o a las otras distancias. Las PNs fueron clasificadas por intervalo de edad y/o masa inicial, explorando cuatro métodos distintos para su clasificación. Se clasificó a las PNs en tres grupos de edad/masa inicial: A) las que provienen de estrellas LIMS más masivas (con masas iniciales mayores a  $3.5 - 4.5 M_{\odot}$ ); B) las que provienen de estrellas de masa intermedia (con masas iniciales entre  $3.5$  y  $4.5 M_{\odot}$ ) y C) para las que provienen de estrellas LIMS menos masivas (que nacieron con menos de  $1.5 M_{\odot}$ ). Se obtuvo un total de 10 PNs en el grupo A, 7 PNs en el grupo B y dos PNs en el grupo C.

Las abundancias de O y C de las regiones H II y las PNs fueron corregidas por depleción en el polvo, con factores seleccionados después de revisar distintos valores de la literatura.

Utilizando las abundancias químicas y las distancias recopiladas para las regiones H II y las PNs, se calcularon los gradientes químicos de O, Ne, Cl y/o Ar, obtenidos con RLs (o CELs+ $t^2$ ) o con CELs. Todas las pendientes de los gradientes son negativas. El gradiente de O de las Cefeidas es muy similar y consistente con los de las regiones H II tanto si se utilizan RLs (o CELs+ $t^2$ ) como con CELs, pero utilizar RLs permite que las estrellas coincidan mejor con las regiones H II. En el caso del O, las pendientes de los gradientes de las PNs(A), PNs(B) y regiones H II (con los dos tipos de líneas) son similares y consistentes dentro de las incertidumbres, sugiriendo que no ha existido un cambio significativo en este gradiente a través del tiempo. Esto no es lo que se encuentra con Ne, Cl y Ar calculados con CELs, donde las pendientes de las regiones H II son menores que los de las PNs(A) (en hasta  $0.03 \text{ dex kpc}^{-1}$ ) y estos a su vez, son menores que los de las PNs(B) (en hasta  $0.08 \text{ dex kpc}^{-1}$ ), sugiriendo un aplanamiento del gradiente del pasado al presente. No fue posible comparar los gradientes de estos elementos calculados con RLs en las regiones H II con las PNs de distinta edad, aunque estos son consistentes dentro de las incertidumbres con los que se obtienen al utilizar CELs en los mismos objetos.

Al comparar las abundancias promedio de O, Ne, Cl y Ar en las regiones H II y las PNs de la vecindad solar, se encontró que las PNs muestran valores promedio de O, Ne, Cl y Ar mayores a los de las regiones H II, independientemente de la población de PNs considerada (grupos A, B y C). Este resultado es contrario a lo esperado teniendo en cuenta la evolución química de la Galaxia. Se debe considerar que estos resultados fueron obtenidos con muy pocas observaciones y deben revisarse con muestras más extensas que permitan obtener resultados más robustos.

Se calcularon dos CEMs para la vecindad solar (definida como la región entre 7 y 9 kpc de distancia al centro Galáctico): el primero para reproducir las abundancias de O de las regiones H II calculadas con CELs (llamado  $CEM_{CELs}$ ) y el segundo, las mismas abundancias pero calculadas con RLs o CELs+ $t^2$  ( $CEM_{RLs}$ ). Los dos CEMs fueron calculados con el código de evolución química galáctica CHEVOL ([Carigi, 1994](#); [Carigi et al., 2019](#)), en el escenario de dos caídas de gas [Chiappini et al. \(1997\)](#), considerando los tiempos de vida de todas las estrellas y utilizando la función inicial de masa de [Kroupa \(2002\)](#). Se recopilieron yields recientes de la literatura, de dos referencias distintas para estrellas de masa baja a intermedia; una referencia para súper AGBs; y dos referencias para estrellas masivas. De entre ellos, para las estrellas de masa baja a intermedia, se seleccionaron los yields calculados a lo largo de los años por P. Ventura y colaboradores y presentados en distintas referencias. Para las estrellas masivas, se utilizaron los yields de [Nomoto et al. \(2013\)](#). Además, se consideraron explosiones de supernovas de tipo Ia utilizando las prescripciones de [Leung & Nomoto \(2018\)](#).

Además de construir los CEMs para reproducir las abundancias actuales de O dadas por las regiones H II, se utilizó también una muestra estelar extensa (24,4876 estrellas) del repositorio DR17 de APOGEE para restringir los CEMs. Estas estrellas fueron seleccionadas de forma tal que tuvieran abundancias químicas fiables y se encontraran en el disco Galáctico y fueron clasificadas previamente en disco delgado y grueso.

## 5. CONCLUSIONES

---

Además de su distribución en  $[O/Fe]$  vs  $[Fe/H]$ , se utilizaron los conteo de estrellas de cada disco por intervalo de  $[Fe/H]$  (llamadas **MDFs**) para acotar los modelos. Una vez calculados, los **CEMs** se compararon con las **PNs** clasificadas por edad y con las abundancias de C de una muestra estelar del repositorio DR2 de **GALAH** (elemento auto-contaminado en las estrellas de **APOGEE**). De este repositorio, también se seleccionaron las estrellas con una buena determinación de las abundancias de interés y se clasificaron en estrellas del disco grueso y disco delgado (obteniendo 11,924 estrellas).

Los dos **CEMs** reproducen dentro de las incertidumbres la masa de gas, la masa de estrellas (y con ello la masa bariónica, siendo esta la suma de las anteriores), la tasa de formación estelar, de acreción y el cociente de tasas de SNe de tipo Ia y SNe II observados en la vecindad solar, aunque el  $CEM_{CELs}$  sobrestima ligeramente este último cociente (en un 30 %).

Con el  $CEM_{RLs}$  es posible reproducir una mayor cantidad de observaciones y conciliar las abundancias estelares de  $[O/Fe]$  y  $[Fe/H]$  de **APOGEE** con las de O de las regiones H II. Este modelo reproduce el N y Ne para el presente y los O, Ne y Ar solares de **Asplund et al. (2021)**. Con el  $CEM_{CELs}$  no es posible reproducir ni los observables de las estrellas de **APOGEE** ni la mayoría de las abundancias de elementos observados en las regiones H II y sólo reproduce N y Ne para el presente y el Ar solar. Los dos **CEMs** subestiman las abundancias de Cl de las regiones H II y del Sol y sobrestiman el Ar observado del presente. Para el  $CEM_{RLs}$  fue necesaria una  $M^{up} = 84.56 M_{\odot}$ , mientras que para el  $CEM_{CELs}$  esta masa es mucho menor, de  $M^{up} = 36.90 M_{\odot}$ , el cual es un valor mucho menor al intervalo estimado para esta variable al utilizar distintas **IMF** (**Carigi, 1996**).

Según el  $CEM_{RLs}$ , estos yields también subestiman la producción de C, por lo que se cuantificó la corrección que debería aplicarse (por intervalo de metalicidad inicial) para que el modelo pudiera reproducir las estrellas de **GALAH** y el valor promedio de las regiones H II. Con el  $CEM_{CELs}$  se obtiene un resultado contradictorio, ya que el modelo sobrestima el C de Orión calculado con **CELS**.

Debido a la diferencia encontrada entre las abundancias de O, Ne, Cl y Ar de las **PNs** clasificadas por edad y las regiones H II, no fue posible ajustar con ninguno de los dos modelos tanto a las regiones H II como a las **PNs**. Los dos **CEMs**, subestiman las abundancias de O, Ne, Cl y Ar promedio mostradas por las **PNs** de distintas edades.

En un trabajo futuro, se estudiará el impacto de utilizar otras combinaciones de yields para estrellas de masa baja a intermedia y estrellas masivas, así como el impacto de utilizar yields para estrellas masivas que incluyan rotación y que consideren lo eyectado por las estrellas tanto en la secuencia principal, como durante la SNe. Se calcularán **CEMs** para  $R_G = 4$  kpc y  $R_G = 12$  kpc, usando algunos de los resultados obtenidos en la vecindad solar, con el fin de estudiar y comparar la evolución química obtenida a lo largo de todo el disco Galáctico.



# BIBLIOGRAFÍA

- Abdurro'uf et al., 2022, [ApJS](#), **259**, 35
- Adibekyan V. Z., Santos N. C., Sousa S. G., Israelian G., 2011, [A&A](#), **535**, L11
- Ahumada R., et al., 2020, [ApJS](#), **249**, 3
- Amayo A., Delgado-Inglada G., Stasińska G., 2021, [MNRAS](#), **505**, 2361
- Amôres E. B., Robin A. C., Reylé C., 2017, [A&A](#), **602**, A67
- Anderson L. D., Zavagno A., Barlow M. J., García-Lario P., Noriega-Crespo A., 2012, [A&A](#), **537**, A1
- Anderson L. D., Armentrout W. P., Johnstone B. M., Bania T. M., Balser D. S., Wenger T. V., Cunningham V., 2015, [ApJS](#), **221**, 26
- Andrássy R., 2015, PhD thesis, University of Amsterdam, Netherlands
- Andrievsky S. M., et al., 2002a, [A&A](#), **381**, 32
- Andrievsky S. M., Bersier D., Kovtyukh V. V., Luck R. E., Maciel W. J., Lépine J. R. D., Beletsky Y. V., 2002b, [A&A](#), **384**, 140
- Andrievsky S. M., Kovtyukh V. V., Luck R. E., Lépine J. R. D., Maciel W. J., Beletsky Y. V., 2002c, [A&A](#), **392**, 491
- Andrievsky S. M., Luck R. E., Martin P., Lépine J. R. D., 2004, [A&A](#), **413**, 159
- Andrievsky S. M., Luck R. E., Kovtyukh V. V., 2005, [AJ](#), **130**, 1880
- Arellano-Córdova K. Z., Esteban C., García-Rojas J., Méndez-Delgado J. E., 2020, [MNRAS](#), **496**, 1051
- Arellano-Córdova K. Z., Esteban C., García-Rojas J., Méndez-Delgado J. E., 2021, [MNRAS](#), **502**, 225
- Asplund M., Grevesse N., Sauval A. J., Scott P., 2009, [ARA&A](#), **47**, 481
- Asplund M., Amarsi A. M., Grevesse N., 2021, [A&A](#), **653**, A141
- Avedisova V. S., Kondratenko G. I., 1984, *Nauchnye Informatsii*, **56**, 59
- Aver E., Olive K. A., Skillman E. D., 2015, *J.~Cosmology Astropart. Phys.*, **2015**, 011

- Bahcall J. N., Piran T., 1983, *ApJ*, 267, L77
- Bahcall J. N., Pinsonneault M. H., Wasserburg G. J., 1995, *Reviews of Modern Physics*, 67, 781
- Bailer-Jones C. A. L., Rybizki J., Fouesneau M., Demleitner M., Andrae R., 2021, *AJ*, 161, 147
- Baldwin J. A., Phillips M. M., Terlevich R., 1981, *PASP*, 93, 5
- Balser D. S., Rood R. T., Bania T. M., Anderson L. D., 2011, *ApJ*, 738, 27
- Barrera-Ballesteros J. K., et al., 2021, *ApJ*, 909, 131
- Basu S., 1993, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 21, 583
- Béjar V. J. S., et al., 2001, *ApJ*, 556, 830
- Bensby T., Lundström I., 2001, *A&A*, 374, 599
- Bensby T., Feltzing S., Lundström I., 2003, *A&A*, 410, 527
- Bensby T., Feltzing S., Oey M. S., 2014, *A&A*, 562, A71
- Bergemann M., et al., 2014, *A&A*, 565, A89
- Bertran de Lis S., et al., 2016, *A&A*, 590, A74
- Binder B. A., Povich M. S., 2018, *ApJ*, 864, 136
- Birky J., Hogg D. W., Mann A. W., Burgasser A., 2020, *ApJ*, 892, 31
- Bland-Hawthorn J., Gerhard O., 2016, *ARA&A*, 54, 529
- Bloecker T., 1995, *A&A*, 297, 727
- Bloecker T., Schoenberner D., 1990, *A&A*, 240, L11
- Bohigas J., Tapia M., 2003, *AJ*, 126, 1861
- Boissier S., et al., 2007, *ApJS*, 173, 524
- Bonanno A., Fröhlich H. E., 2015, *A&A*, 580, A130
- Bonanno A., Schlattl H., Paternò L., 2002, *A&A*, 390, 1115
- Bonaparte I., Matteucci F., Recchi S., Spitoni E., Pipino A., Grieco V., 2013, *MNRAS*, 435, 2460
- Bono G., Marconi M., Cassisi S., Caputo F., Gieren W., Pietrzynski G., 2005, *ApJ*, 621, 966
- Bono G., et al., 2020, *A&A*, 644, A96
- Boshkayev K., Rueda J. A., Ruffini R., Siutsou I., 2013, *ApJ*, 762, 117
- Bovy J., Rix H.-W., Liu C., Hogg D. W., Beers T. C., Lee Y. S., 2012, *ApJ*, 753, 148
- Bovy J., Rix H.-W., Green G. M., Schlafly E. F., Finkbeiner D. P., 2016, *ApJ*, 818, 130
- Buck T., 2020, *MNRAS*, 491, 5435
- Buder S., et al., 2018, *MNRAS*, 478, 4513
- Buder S., et al., 2019, *A&A*, 624, A19
- Caffau E., Ludwig H. G., Steffen M., Freytag B., Bonifacio P., 2011, *Sol. Phys.*, 268, 255

- Calura F., Menci N., 2009, [MNRAS](#), **400**, 1347
- Camargo D., Bonatto C., Bica E., 2011, [MNRAS](#), **416**, 1522
- Campbell S. W., Lattanzio J. C., 2008, [A&A](#), **490**, 769
- Caplan J., Deharveng L., Peña M., Costero R., Blondel C., 2000, [MNRAS](#), **311**, 317
- Cardelli J. A., Meyer D. M., Jura M., Savage B. D., 1996, [ApJ](#), **467**, 334
- Carigi L., 1994, [ApJ](#), **424**, 181
- Carigi L., 1996, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, **32**, 179
- Carigi L., Peimbert M., 2011, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, **47**, 139
- Carigi L., Peimbert M., Peimbert A., 2019, [ApJ](#), **873**, 107
- Casuso E., Beckman J. E., 2004, [A&A](#), **419**, 181
- Cayrel R., et al., 2004, [A&A](#), **416**, 1117
- Cazetta J. O., Maciel W. J., 2000, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, **36**, 3
- Cescutti G., Hirschi R., Nishimura N., Hartogh J. W. d., Rauscher T., Murphy A. S. J., Cristallo S., 2018, [MNRAS](#), **478**, 4101
- Chang R. X., Hou J. L., Shu C. G., Fu C. Q., 1999, [A&A](#), **350**, 38
- Chiappini C., Matteucci F., Gratton R., 1997, [ApJ](#), **477**, 765
- Chiappini C., Matteucci F., Romano D., 2001, [ApJ](#), **554**, 1044
- Chieffi A., Limongi M., 2002, [ApJ](#), **577**, 281
- Chieffi A., Limongi M., 2004, [ApJ](#), **608**, 405
- Chieffi A., Limongi M., 2013, [ApJ](#), **764**, 21
- Chieffi A., Limongi M., Straniero O., 1998, [ApJ](#), **502**, 737
- Chini R., Wink J. E., 1984, [A&A](#), **139**, L5
- Chiosi C., 1980, [A&A](#), **83**, 206
- Chornay N., Walton N. A., 2021, [A&A](#), **656**, A110
- Cohen M., Barlow M. J., 2005, [MNRAS](#), **362**, 1199
- Copetti M. V. F., Oliveira V. A., Riffel R., Castañeda H. O., Sanmartim D., 2007, [A&A](#), **472**, 847
- Cristallo S., Straniero O., Gallino R., Piersanti L., Domínguez I., Lederer M. T., 2009, [ApJ](#), **696**, 797
- Cummings J. D., Kalirai J. S., Tremblay P. E., Ramirez-Ruiz E., Choi J., 2018, [ApJ](#), **866**, 21
- Daddi E., et al., 2010, [ApJ](#), **714**, L118
- Damiani F., et al., 2017, [A&A](#), **604**, A135
- De Becker M., Rauw G., Blomme R., Pittard J. M., Stevens I. R., Runacres M. C., 2005, [A&A](#), **437**, 1029
- De Silva G. M., et al., 2015, [MNRAS](#), **449**, 2604

- Deharveng L., Peña M., Caplan J., Costero R., 2000, *MNRAS*, **311**, 329
- Deharveng L., Lefloch B., Kurtz S., Nadeau D., Pomarès M., Caplan J., Zavagno A., 2008, *A&A*, **482**, 585
- Delgado-Inglada G., Morisset C., Stasińska G., 2014, *MNRAS*, **440**, 536
- Delgado-Inglada G., Rodríguez M., Peimbert M., Stasińska G., Morisset C., 2015, *MNRAS*, **449**, 1797
- Dobbie P. S., Warren S. J., 2020, *The Open Journal of Astrophysics*, **3**, 5
- Doherty C. L., Siess L., Lattanzio J. C., Gil-Pons P., 2010, *MNRAS*, **401**, 1453
- Doherty C. L., Gil-Pons P., Lau H. H. B., Lattanzio J. C., Siess L., 2014a, *MNRAS*, **437**, 195
- Doherty C. L., Gil-Pons P., Lau H. H. B., Lattanzio J. C., Siess L., Campbell S. W., 2014b, *MNRAS*, **441**, 582
- Dopita M. A., Ryder S. D., 1994, *ApJ*, **430**, 163
- Draine B. T., Shapiro P. R., 1989, *ApJ*, **344**, L45
- Drew J. E., Monguió M., Wright N. J., 2019, *MNRAS*, **486**, 1034
- Eldridge J. J., Tout C. A., 2004, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, **75**, 694
- Esteban C., Fernandez M., 1998, *MNRAS*, **298**, 185
- Esteban C., García-Rojas J., 2018, *MNRAS*, **478**, 2315
- Esteban C., Vilchez J. M., Manchado A., Edmunds M. G., 1989, *Ap&SS*, **157**, 3
- Esteban C., Peimbert M., García-Rojas J., Ruiz M. T., Peimbert A., Rodríguez M., 2004, *MNRAS*, **355**, 229
- Esteban C., Carigi L., Copetti M. V. F., García-Rojas J., Mesa-Delgado A., Castañeda H. O., Péquignot D., 2013, *MNRAS*, **433**, 382
- Esteban C., García-Rojas J., Carigi L., Peimbert M., Bresolin F., López-Sánchez A. R., Mesa-Delgado A., 2014, *MNRAS*, **443**, 624
- Esteban C., García-Rojas J., Pérez-Mesa V., 2015, *MNRAS*, **452**, 1553
- Esteban C., Fang X., García-Rojas J., Toribio San Cipriano L., 2017, *MNRAS*, **471**, 987
- Fabircius C., et al., 2021, *A&A*, **649**, A5
- Ferland G. J., Henney W. J., O'Dell C. R., Peimbert M., 2016, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, **52**, 261
- Fernández-Martín A., Pérez-Montero E., Vílchez J. M., Mampaso A., 2017, *A&A*, **597**, A84
- Fernández V., Terlevich E., Díaz A. I., Terlevich R., Rosales-Ortega F. F., 2018, *MNRAS*, **478**, 5301
- Ferrarotti A. S., Gail H. P., 2006, *A&A*, **447**, 553
- Feillet D. K., Frankel N., Lind K., Frinchaboy P. M., García-Hernández D. A., Lane R. R., Nitschelm C., Roman-Lopes A., 2019, *MNRAS*, **489**, 1742
- Fioc M., Rocca-Volmerange B., 2019, *A&A*, **623**, A143
- Fishlock C. K., Karakas A. I., Lugaro M., Yong D., 2014, *ApJ*, **797**, 44
- Forbes D., 1989, *A&AS*, **77**, 439
- Forbes J. C., Loeb A., 2019, *ApJ*, **871**, 227

- Foster T., Brunt C. M., 2015, *AJ*, **150**, 147
- Frankel N., Sanders J., Rix H.-W., Ting Y.-S., Ness M., 2019, *ApJ*, **884**, 99
- Freeman K., 2012, in *Red Giants as Probes of the Structure and Evolution of the Milky Way*. p. 137, doi:10.1007/978-3-642-18418-5\_14
- Freudenreich H. T., et al., 1994, *ApJ*, **429**, L69
- Frew D. J., 2008, PhD thesis, Department of Physics, Macquarie University, NSW 2109, Australia
- Frew D. J., Parker Q. A., Bojičić I. S., 2016, *MNRAS*, **455**, 1459
- Frost C. A., Lattanzio J. C., 1996, *ApJ*, **473**, 383
- Fuhrmann K., 1998, *A&A*, **338**, 161
- Gaia Collaboration et al., 2021, *A&A*, **649**, A1
- García-Berro E., Iben I., 1994, *ApJ*, **434**, 306
- García-Rojas J., 2020, in *IAU General Assembly*. pp 240–241 (arXiv:1810.09755), doi:10.1017/S1743921319004150
- García-Rojas J., Esteban C., 2007, *ApJ*, **670**, 457
- García-Rojas J., Esteban C., Peimbert M., Rodríguez M., Ruiz M. T., Peimbert A., 2004, *ApJS*, **153**, 501
- García-Rojas J., Esteban C., Peimbert A., Peimbert M., Rodríguez M., Ruiz M. T., 2005, *MNRAS*, **362**, 301
- García-Rojas J., Esteban C., Peimbert M., Costado M. T., Rodríguez M., Peimbert A., Ruiz M. T., 2006, *MNRAS*, **368**, 253
- García-Rojas J., Peña M., Peimbert A., 2009, *A&A*, **496**, 139
- García-Rojas J., Peña M., Morisset C., Mesa-Delgado A., Ruiz M. T., 2012, *A&A*, **538**, A54
- García-Rojas J., Peña M., Morisset C., Delgado-Inglada G., Mesa-Delgado A., Ruiz M. T., 2013, *A&A*, **558**, A122
- García-Rojas J., Simón-Díaz S., Esteban C., 2014, *A&A*, **571**, A93
- García-Rojas J., Delgado-Inglada G., García-Hernández D. A., Dell’Aglì F., Lugaro M., Karakas A. I., Rodríguez M., 2018, *MNRAS*, **473**, 4476
- García-Rojas J., Wesson R., Boffin H. M. J., Jones D., Corradi R. L. M., Esteban C., Rodríguez-Gil P., 2019, arXiv e-prints, p. arXiv:1904.06763
- Garnett D. R., Dinerstein H. L., 2001, in Cantó J., Rodríguez L. F., eds, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series Vol. 10*, Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series. pp 13–18 (arXiv:astro-ph/0104145)
- Gehrz R., 1989, in Allamandola L. J., Tielens A. G. G. M., eds, Vol. 135, *Interstellar Dust*. p. 445
- Gent M. R., Eitner P., Laporte C. F. P., Serenelli A., Koposov S. E., Bergemann M., 2022, arXiv e-prints, p. arXiv:2206.10949
- Gibson B. K., 2002, in Nomoto K., Truran J. W., eds, Vol. 187, *Cosmic Chemical Evolution*. pp 159–163 (arXiv:astro-ph/9712349)
- Gibson B. K., Fenner Y., Renda A., Kawata D., Lee H.-c., 2003, *Publ. Astron. Soc. Australia*, **20**, 401

- Gil-Pons P., García-Berro E., 2002, *A&A*, **396**, 589
- Gilmore G., Reid N., 1983, *MNRAS*, **202**, 1025
- Girardi L., Bressan A., Bertelli G., Chiosi C., 2000, *A&AS*, **141**, 371
- Gleizes F., Acker A., Stenholm B., 1989, *A&A*, **222**, 237
- González-Santamaría I., Manteiga M., Manchado A., Ulla A., Dafonte C., López Varela P., 2021, *A&A*, **656**, A51
- Grand R. J. J., et al., 2018, *MNRAS*, **474**, 3629
- Grandi S. A., 1976, *ApJ*, **206**, 658
- Green D. A., 2015, *MNRAS*, **454**, 1517
- Green G. M., Schlafly E., Zucker C., Speagle J. S., Finkbeiner D., 2019, *ApJ*, **887**, 93
- Greenberg J. M., 1974, *ApJ*, **189**, L81
- Grevesse N., Sauval A. J., 1998, *Space Sci. Rev.*, **85**, 161
- Grevesse N., Asplund M., Sauval A. J., 2007, *Space Sci. Rev.*, **130**, 105
- Griffith E., Johnson J. A., Weinberg D. H., 2019, *ApJ*, **886**, 84
- Grisoni V., Spitoni E., Matteucci F., Recio-Blanco A., de Laverny P., Hayden M., Mikolaitis Š., Worley C. C., 2017, *MNRAS*, **472**, 3637
- Groenewegen M. A. T., de Jong T., 1993, *A&A*, **267**, 410
- Groenewegen M. A. T., van den Hoek L. B., de Jong T., 1995, *A&A*, **293**, 381
- Groenewegen M. A. T., Sloan G. C., Soszyński I., Petersen E. A., 2009, *A&A*, **506**, 1277
- Guerrero M. A., De Marco O., 2013, *A&A*, **553**, A126
- Guesten R., Mezger P. G., 1982, *Vistas in Astronomy*, **26**, 159
- Harten R. H., Felli M., Tofani G., 1978, *A&A*, **70**, 205
- Hayden M. R., et al., 2015, *ApJ*, **808**, 132
- Hayden M. R., et al., 2020, *MNRAS*, **493**, 2952
- Haywood M., Lehnert M. D., Di Matteo P., Snaith O., Schultheis M., Katz D., Gómez A., 2016, *A&A*, **589**, A66
- Heger A., Langer N., 2000, *ApJ*, **544**, 1016
- Helmi A., Babusiaux C., Koppelman H. H., Massari D., Veljanoski J., Brown A. G. A., 2018, *Nature*, **563**, 85
- Henry R. B. C., Stephenson B. G., Miller Bertolami M. M., Kwitter K. B., Balick B., 2018, *MNRAS*, **473**, 241
- Hernández-Juárez D. B., 2020, Master's thesis, Universidad Nacional Autónoma de México
- Heyer M. H., Corbelli E., Schneider S. E., Young J. S., 2004, *ApJ*, **602**, 723
- Hillebrandt W., Niemeyer J. C., 2000, *ARA&A*, **38**, 191
- Hirschi R., 2007, *A&A*, **461**, 571

- Howarth I. D., 1983, *MNRAS*, **203**, 301
- Hunter D. A., Massey P., 1990, *AJ*, **99**, 846
- Hyung S., Aller L. H., 1998, *PASP*, **110**, 466
- Iwamoto K., Brachwitz F., Nomoto K., Kishimoto N., Umeda H., Hix W. R., Thielemann F.-K., 1999, *ApJS*, **125**, 439
- Jenkins E. B., 2009, *ApJ*, **700**, 1299
- Jenkins E. B., 2014, in *The Life Cycle of Dust in the Universe: Observations, Theory, and Laboratory Experiments*.
- Joblin C., Leger A., Martin P., 1992, *ApJ*, **393**, L79
- Johnson J. W., et al., 2021, *MNRAS*, **508**, 4484
- Jones A. P., Ysard N., 2019, *A&A*, **627**, A38
- Jönsson H., et al., 2020, *AJ*, **160**, 120
- Kalirai J. S., Hansen B. M. S., Kelson D. D., Reitzel D. B., Rich R. M., Richer H. B., 2008, *ApJ*, **676**, 594
- Karakas A. I., 2010, *MNRAS*, **403**, 1413
- Karakas A. I., 2014, *MNRAS*, **445**, 347
- Karakas A. I., Lugaro M., 2016, *ApJ*, **825**, 26
- Karakas A. I., Lugaro M., Carlos M., Cseh B., Kamath D., García-Hernández D. A., 2018, *MNRAS*, **477**, 421
- Keller S. C., et al., 2014, *Nature*, **506**, 463
- Kennicutt Robert C. J., 1989, *ApJ*, **344**, 685
- Kennicutt Robert C. J., 1998, *ApJ*, **498**, 541
- Kennicutt Robert C. J., De Los Reyes M. A. C., 2021, *ApJ*, **908**, 61
- Kennicutt Robert C. J., et al., 2007, *ApJ*, **671**, 333
- Kingsburgh R. L., Barlow M. J., 1994, *MNRAS*, **271**, 257
- Kirsanova M. S., Sobolev A. M., Thomasson M., Wiebe D. S., Johansson L. E. B., Seleznev A. F., 2008, *MNRAS*, **388**, 729
- Kisielius R., Storey P. J., Davey A. R., Neale L. T., 1998, *A&AS*, **133**, 257
- Kobayashi C., Tsujimoto T., Nomoto K., 2000, *ApJ*, **539**, 26
- Kobayashi C., Umeda H., Nomoto K., Tominaga N., Ohkubo T., 2006, *ApJ*, **653**, 1145
- Kobayashi C., Karakas A. I., Umeda H., 2011, *MNRAS*, **414**, 3231
- Kobayashi C., Karakas A. I., Lugaro M., 2020, *ApJ*, **900**, 179
- Kordopatis G., et al., 2011, *A&A*, **535**, A107
- Kovtyukh V. V., Andrievsky S. M., Belik S. I., Luck R. E., 2005, *AJ*, **129**, 433
- Kroupa P., 2002, *Science*, **295**, 82

- Kroupa P., Tout C. A., Gilmore G., 1993, *MNRAS*, **262**, 545
- Kubryk M., Prantzos N., Athanassoula E., 2015, *A&A*, **580**, A127
- Kwok S., 1980, *ApJ*, **236**, 592
- Larson R. B., 1976, *MNRAS*, **176**, 31
- Lee Y. S., et al., 2011, *ApJ*, **738**, 187
- Leisy P., Dennefeld M., 1996, *A&AS*, **116**, 95
- Lemasle B., et al., 2013, *A&A*, **558**, A31
- Leung S.-C., Nomoto K., 2018, *ApJ*, **861**, 143
- Li C., Zhao G., 2017, *ApJ*, **850**, 25
- Li W., Chornock R., Leaman J., Filippenko A. V., Poznanski D., Wang X., Ganeshalingam M., Mannucci F., 2011, *MNRAS*, **412**, 1473
- Limongi M., Chieffi A., 2018, *ApJS*, **237**, 13
- Lin L., et al., 2019, *ApJ*, **884**, L33
- Liu X.-W., Danziger J., 1993, *MNRAS*, **261**, 465
- Liu X. W., Storey P. J., Barlow M. J., Clegg R. E. S., 1995, *MNRAS*, **272**, 369
- 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
- Liu Y., Liu X. W., Luo S. G., Barlow M. J., 2004, *MNRAS*, **353**, 1231
- Liu C., et al., 2017, *Research in Astronomy and Astrophysics*, **17**, 096
- Lodders K., 2003, *ApJ*, **591**, 1220
- Lodders K., 2010, in *Principles and Perspectives in Cosmochemistry*. p. 379, doi:10.1007/978-3-642-10352-0\_8
- Lodders K., 2019, arXiv e-prints, p. arXiv:1912.00844
- Loebman S. R., Roškar R., Debattista V. P., Ivezić Ž., Quinn T. R., Wadsley J., 2011, *ApJ*, **737**, 8
- López-Corredoira M., Allende Prieto C., Garzón F., Wang H., Liu C., Deng L., 2018, *A&A*, **612**, L8
- Luck R. E., 2014, *AJ*, **147**, 137
- Luck R. E., 2018, *AJ*, **156**, 171
- Luck R. E., Andrievsky S. M., 2004, *AJ*, **128**, 343
- Luck R. E., Lambert D. L., 2011, *AJ*, **142**, 136
- Luck R. E., Gieren W. P., Andrievsky S. M., Kovtyukh V. V., Fouqué P., Pont F., Kienzle F., 2003, *A&A*, **401**, 939
- Luck R. E., Kovtyukh V. V., Andrievsky S. M., 2006, *AJ*, **132**, 902
- Luck R. E., Andrievsky S. M., Fokin A., Kovtyukh V. V., 2008, *AJ*, **136**, 98

- Luck R. E., Andrievsky S. M., Kovtyukh V. V., Gieren W., Graczyk D., 2011, *AJ*, **142**, 51
- Lugaro M., Karakas A. I., Stancliffe R. J., Rijs C., 2012, *ApJ*, **747**, 2
- Luo S. G., Liu X. W., Barlow M. J., 2001, *MNRAS*, **326**, 1049
- Luri X., et al., 2018, *A&A*, **616**, A9
- Luridiana V., Morisset C., Shaw R. A., 2015, *A&A*, **573**, A42
- Lynden-Bell D., 1975, *Vistas in Astronomy*, **19**, 299
- Lynds B. T., Oneil E. J. J., 1983, *ApJ*, **265**, 803
- Lyubimkov L. S., Poklad D. B., 2014, *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, **30**, 244
- Maciel W. J., 2001, *Ap&SS*, **277**, 545
- Maciel W. J., Costa R. D. D., Uchida M. M. M., 2003, *A&A*, **397**, 667
- Maciel W. J., Costa R. D. D., Idiart T. E. P., 2010, *A&A*, **512**, A19
- Mackereth J. T., Crain R. A., Schiavon R. P., Schaye J., Theuns T., Schaller M., 2018, *MNRAS*, **477**, 5072
- Maeder A., 1992, *A&A*, **264**, 105
- Maeder A., Meynet G., 2000, *ARA&A*, **38**, 143
- Mallick K. K., Ojha D. K., Samal M. R., Pandey A. K., Bhatt B. C., Ghosh S. K., Dewangan L. K., Tamura M., 2012, *ApJ*, **759**, 48
- Maoz D., Mannucci F., Nelemans G., 2014, *ARA&A*, **52**, 107
- Marigo P., 2001, *A&A*, **370**, 194
- Marigo P., 2022, *Universe*, **8**, 243
- Marigo P., Bressan A., Chiosi C., 1996, *A&A*, **313**, 545
- Mathis J. S., Whiffen G., 1989, *ApJ*, **341**, 808
- Matteucci F., 2012, Chemical Evolution of Galaxies, doi:10.1007/978-3-642-22491-1.
- Matteucci F., 2021, *A&ARv*, **29**, 5
- Matteucci F., Franco J., Francois P., Treyer M.-A., 1989, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, **18**, 145
- Matteucci F., Spitoni E., Recchi S., Valiante R., 2009, *A&A*, **501**, 531
- Matteucci F., Spitoni E., Romano D., Rojas Arriagada A., 2016, in *Frontier Research in Astrophysics II (FRAPWS2016)*. p. 27
- McKee C. F., Parravano A., Hollenbach D. J., 2015, *ApJ*, **814**, 13
- Méndez-Delgado J. E., Esteban C., García-Rojas J., Arellano-Córdova K. Z., Valerdi M., 2020, *MNRAS*, **496**, 2726
- Méndez-Delgado J. E., Amayo A., Arellano-Córdova K. Z., Esteban C., García-Rojas J., Carigi L., Delgado-Inglada G., 2022a, *MNRAS*, **510**, 4436
- Méndez-Delgado J. E., Esteban C., García-Rojas J., Henney W. J., 2022b, *MNRAS*, **514**, 744

- Mendez R. H., Kudritzki R. P., Herrero A., 1992, *A&A*, **260**, 329
- Meng X., Chen X., Han Z., 2008, *A&A*, **487**, 625
- Mesa-Delgado A., Esteban C., García-Rojas J., Luridiana V., Bautista M., Rodríguez M., López-Martín L., Peimbert M., 2009, *MNRAS*, **395**, 855
- Meyer J.-P., 1989, in Waddington C. J., ed., American Institute of Physics Conference Series Vol. 183, Cosmic Abundances of Matter. pp 245–303, doi:10.1063/1.37991
- Meynet G., Maeder A., 1997, *A&A*, **321**, 465
- Meynet G., Maeder A., 2002, *A&A*, **390**, 561
- Micali A., Matteucci F., Romano D., 2013, *MNRAS*, **436**, 1648
- Miller Bertolami M. M., 2016, *A&A*, **588**, A25
- Minchev I., Chiappini C., Martig M., 2013, *A&A*, **558**, A9
- Minniti D., Saito R. K., Alonso-García J., Lucas P. W., Hempel M., 2011, *ApJ*, **733**, L43
- Mirabel I. F., Morras R., 1984, *ApJ*, **279**, 86
- Mirabel I. F., Morras R., 1990, *ApJ*, **356**, 130
- Moffat A. F. J., Fitzgerald M. P., Jackson P. D., 1979, *A&AS*, **38**, 197
- Mollá M., Cavichia O., Gavilán M., Gibson B. K., 2015, *MNRAS*, **451**, 3693
- Mollá M., Díaz Á. I., Cavichia O., Gibson B. K., Maciel W. J., Costa R. D. D., Ascasibar Y., Few C. G., 2019, *MNRAS*, **482**, 3071
- Morisset C., Luridiana V., García-Rojas J., Gómez-Llanos V., Bautista M., Mendoza Claudio 2020, *Atoms*, **8**, 66
- Moriya T., Tominaga N., Tanaka M., Nomoto K., Sauer D. N., Mazzali P. A., Maeda K., Suzuki T., 2010, *ApJ*, **719**, 1445
- Mott A., Steffen M., Caffau E., Strassmeier K. G., 2020, *A&A*, **638**, A58
- Mould J. R., 1978, *ApJ*, **226**, 923
- Neckel T., Staude H. J., 1984, *A&A*, **131**, 200
- Nidever D. L., et al., 2014, *ApJ*, **796**, 38
- Nissen P. E., Christensen-Dalsgaard J., Mosumgaard J. R., Silva Aguirre V., Spitoni E., Verma K., 2020, *A&A*, **640**, A81
- Noguchi M., 2018, *Nature*, **559**, 585
- Nomoto K., Hashimoto M., 1988, *Phys. Rep.*, **163**, 13
- Nomoto K., Thielemann F. K., Yokoi K., 1984, *ApJ*, **286**, 644
- Nomoto K., Suzuki T., Shigeyama T., Kumagai S., Yamaoka H., Saio H., 1993, *Nature*, **364**, 507
- Nomoto K., Yamaoka H., Pols O. R., van den Heuvel E. P. J., Iwamoto K., Kumagai S., Shigeyama T., 1994, *Nature*, **371**, 227

- Nomoto K., Tominaga N., Umeda H., Kobayashi C., Maeda K., 2006, *Nuclear Phys. A*, **777**, 424
- Nomoto K., Kobayashi C., Tominaga N., 2013, *ARA&A*, **51**, 457
- Nussbaumer H., Storey P. J., 1984, *A&AS*, **56**, 293
- Nussbaumer H., Storey P. J., 1987, *A&AS*, **69**, 123
- Ojha D. K., et al., 2011, *ApJ*, **738**, 156
- Osterbrock D. E., 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*
- Ostriker E. C., Kim C.-G., 2022, *ApJ*, **936**, 137
- Pagel B. E. J., Patchett B. E., 1975, *MNRAS*, **172**, 13
- Palla M., 2021, *MNRAS*, **503**, 3216
- Palla M., Matteucci F., Spitoni E., Vincenzo F., Grisoni V., 2020, *MNRAS*, **498**, 1710
- Pandey A. K., et al., 2013, *ApJ*, **764**, 172
- Pardi M. C., Ferrini F., Matteucci F., 1995, *ApJ*, **444**, 207
- Paron S., Weidmann W., Ortega M. E., Albacete Colombo J. F., Pichel A., 2013, *MNRAS*, **433**, 1619
- Peña-Guerrero M. A., Peimbert A., Peimbert M., 2012, *ApJ*, **756**, L14
- Peebles P. J. E., 1969, *ApJ*, **155**, 393
- Peimbert M., 1967, *ApJ*, **150**, 825
- Peimbert M., 1978, in Terzian Y., ed., Vol. 76, *Planetary Nebulae*. pp 215–224
- Peimbert A., Peimbert M., 2010, *ApJ*, **724**, 791
- Peimbert M., Torres-Peimbert S., Dufour R. J., 1993, *ApJ*, **418**, 760
- Peimbert A., Peimbert M., Luridiana V., 2016, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, **52**, 419
- Pequignot D., Petitjean P., Boisson C., 1991, *A&A*, **251**, 680
- Péquignot D., Walsh J. R., Zijlstra A. A., Dudziak G., 2000, *A&A*, **361**, L1
- Perea-Calderón J. V., García-Hernández D. A., García-Lario P., Szczerba R., Bobrowsky M., 2009, *A&A*, **495**, L5
- Pereyra M., López J. A., Richer M. G., 2016, *AJ*, **151**, 53
- Persi P., Ferrari-Toniolo M., Shivanandan K., Spinoglio L., 1987, *A&AS*, **70**, 437
- Pflamm-Altenburg J., Kroupa P., 2008, *Nature*, **455**, 641
- Pignatari M., et al., 2016, *ApJS*, **225**, 24
- Planck Collaboration et al., 2020, *A&A*, **641**, A6
- Porcel C., Battaner E., Jimenez-Vicente J., 1997, *A&A*, **322**, 103
- Pouliasis E., Di Matteo P., Haywood M., 2017, *A&A*, **598**, A66
- Povich M. S., Busk H. A., Feigelson E. D., Townsley L. K., Kuhn M. A., 2017, *ApJ*, **838**, 61

- Prantzos N., 2008, in Charbonnel C., Zahn J. P., eds, EAS Publications Series Vol. 32, EAS Publications Series. pp 311–356, doi:10.1051/eas:0832009
- Prantzos N., 2016, *Astronomische Nachrichten*, 337, 953
- Prantzos N., Abia C., Limongi M., Chieffi A., Cristallo S., 2018, *MNRAS*, 476, 3432
- Przybilla N., Nieva M.-F., Butler K., 2008, *ApJ*, 688, L103
- Puget J. L., Leger A., 1989, *ARA&A*, 27, 161
- Quireza C., Rocha-Pinto H. J., Maciel W. J., 2007, *A&A*, 475, 217
- Reid M. J., 1993, *ARA&A*, 31, 345
- Reid M. J., et al., 2014, *ApJ*, 783, 130
- Relaño M., et al., 2016, *A&A*, 595, A43
- Ritter C., Côté B., 2016, NuPyCEE: NuGrid Python Chemical Evolution Environment, Astrophysics Source Code Library, record ascl:1610.015 (ascl:1610.015)
- Rodríguez M., 2020, *MNRAS*, 495, 1016
- Rodríguez M., Delgado-Inglada G., 2011, *ApJ*, 733, L50
- Rolleston W. R. J., Dufton P. L., Fitzsimmons A., 1994, *A&A*, 284, 72
- Romano D., Chiappini C., Matteucci F., Tosi M., 2005, *A&A*, 430, 491
- Romano D., Karakas A. I., Tosi M., Matteucci F., 2010, *A&A*, 522, A32
- Romano D., Matteucci F., Zhang Z.-Y., Ivison R. J., Ventura P., 2019, *MNRAS*, 490, 2838
- Rudolph A. L., Brand J., de Geus E. J., Wouterloot J. G. A., 1996, *ApJ*, 458, 653
- Rudolph A. L., Fich M., Bell G. R., Norsen T., Simpson J. P., Haas M. R., Erickson E. F., 2006, *ApJS*, 162, 346
- Ruiter A. J., 2020, *IAU Symposium*, 357, 1
- Ruphy S., Robin A. C., Epchtein N., Copet E., Bertin E., Fouque P., Guglielmo F., 1996, *A&A*, 313, L21
- Russeil D., Adami C., Georgelin Y. M., 2007, *A&A*, 470, 161
- Rybizki J., Just A., Rix H.-W., 2017, *A&A*, 605, A59
- Saio H., Yoshii Y., 1979, *PASP*, 91, 553
- Sale S. E., et al., 2010, *MNRAS*, 402, 713
- Salpeter E. E., 1955, *ApJ*, 121, 161
- Samal M. R., et al., 2010, *ApJ*, 714, 1015
- Samal M. R., et al., 2014, *A&A*, 566, A122
- Sánchez-Menguiano L., et al., 2018, *A&A*, 609, A119
- Sánchez S. F., et al., 2014, *A&A*, 563, A49
- Scalo J. M., 1986, *Fundamentals Cosmic Phys.*, 11, 1

- Schlaufman K. C., Thompson I. B., Casey A. R., 2018, *ApJ*, **867**, 98
- Schlegel D. J., Finkbeiner D. P., Davis M., 1998, *ApJ*, **500**, 525
- Schmidt M., 1959, *ApJ*, **129**, 243
- Schmidt M., 1963, *ApJ*, **137**, 758
- Schoenberner D., 1983, *ApJ*, **272**, 708
- Schönrich R., Binney J., 2009, *MNRAS*, **396**, 203
- Searle L., 1971, *ApJ*, **168**, 327
- Sharpee B., Williams R., Baldwin J. A., van Hoof P. A. M., 2003, *ApJS*, **149**, 157
- Sharpee B., Baldwin J. A., Williams R., 2004, *ApJ*, **615**, 323
- Shaver P. A., McGee R. X., Newton L. M., Danks A. C., Pottasch S. R., 1983, *MNRAS*, **204**, 53
- Shi Y., et al., 2018, *ApJ*, **853**, 149
- Shingles L. J., Doherty C. L., Karakas A. I., Stancliffe R. J., Lattanzio J. C., Lugaro M., 2015, *MNRAS*, **452**, 2804
- Siess L., 2007, *A&A*, **476**, 893
- Siess L., 2010, *A&A*, **512**, A10
- Silva Aguirre V., et al., 2018, *MNRAS*, **475**, 5487
- Soker N., 2019, *MNRAS*, **490**, 2430
- Spite M., et al., 2005, *A&A*, **430**, 655
- Spitoni E., Matteucci F., Recchi S., Cescutti G., Pipino A., 2009, *A&A*, **504**, 87
- Spitoni E., Silva Aguirre V., Matteucci F., Calura F., Grisoni V., 2019a, *A&A*, **623**, A60
- Spitoni E., Cescutti G., Minchev I., Matteucci F., Silva Aguirre V., Martig M., Bono G., Chiappini C., 2019b, *A&A*, **628**, A38
- Spitoni E., Verma K., Silva Aguirre V., Calura F., 2020, *A&A*, **635**, A58
- Spitoni E., et al., 2021, *A&A*, **647**, A73
- Spitoni E., et al., 2022, arXiv e-prints, p. [arXiv:2206.12436](https://arxiv.org/abs/2206.12436)
- Stanghellini L., Haywood M., 2010, *ApJ*, **714**, 1096
- Stanghellini L., Shaw R. A., Villaver E., 2008, *ApJ*, **689**, 194
- Stanghellini L., García-Hernández D. A., García-Lario P., Davies J. E., Shaw R. A., Villaver E., Manchado A., Perea-Calderón J. V., 2012, *ApJ*, **753**, 172
- Stanghellini L., Berg D., Bresolin F., Cunha K., Magrini L., 2019, *BAAS*, **51**, 288
- Stanghellini L., Bucciarelli B., Lattanzi M. G., Morbidelli R., 2020, *ApJ*, **889**, 21
- Stasińska G., Tylenda R., 1990, *A&A*, **240**, 467
- Stasińska G., Gorny S. K., Tylenda R., 1997, *A&A*, **327**, 736

- Stasińska G., Cid Fernandes R., Mateus A., Sodré L., Asari N. V., 2006, *MNRAS*, **371**, 972
- Storey P. J., 1994, *A&A*, **282**, 999
- Storey P. J., Sochi T., Bastin R., 2017, *MNRAS*, **470**, 379
- Talbot R. J. J., Arnett W. D., 1975, *ApJ*, **197**, 551
- Tinsley B. M., 1980, *Fundamentals Cosmic Phys.*, **5**, 287
- Tominaga N., Iwamoto N., Nomoto K., 2014, *ApJ*, **785**, 98
- Torres-Peimbert S., Peimbert M., Pena M., 1990, *A&A*, **233**, 540
- Tosi M., 1982, *ApJ*, **254**, 699
- Townsley L. K., Broos P. S., Chu Y.-H., Gruendl R. A., Oey M. S., Pittard J. M., 2011, *ApJS*, **194**, 16
- Tsamis Y. G., Barlow M. J., Liu X. W., Storey P. J., Danziger I. J., 2004, *MNRAS*, **353**, 953
- Umeda H., Nomoto K., 2002, *ApJ*, **565**, 385
- Vacca W. D., Garmany C. D., Shull J. M., 1996, *ApJ*, **460**, 914
- Valerdi M., Peimbert A., Peimbert M., Sixtos A., 2019, *ApJ*, **876**, 98
- VandenBerg D. A., Richard O., Michaud G., Richer J., 2002, *ApJ*, **571**, 487
- Vassiliadis E., Wood P. R., 1993, *ApJ*, **413**, 641
- Vassiliadis E., Wood P. R., 1994, *ApJS*, **92**, 125
- Ventura P., D'Antona F., 2009, *A&A*, **499**, 835
- Ventura P., D'Antona F., 2010, *MNRAS*, **402**, L72
- Ventura P., Zeppieri A., Mazzitelli I., D'Antona F., 1998, *A&A*, **334**, 953
- Ventura P., D'Antona F., Mazzitelli I., 2002, *A&A*, **393**, 215
- Ventura P., et al., 2012a, *MNRAS*, **420**, 1442
- Ventura P., et al., 2012b, *MNRAS*, **424**, 2345
- Ventura P., Di Criscienzo M., Carini R., D'Antona F., 2013, *MNRAS*, **431**, 3642
- Ventura P., Stanghellini L., Dell'Agli F., García-Hernández D. A., 2017, *MNRAS*, **471**, 4648
- Ventura P., Dell'Agli F., Lugaro M., Romano D., Tailo M., Yagüe A., 2020, *A&A*, **641**, A103
- Vilchez J. M., Esteban C., 1996, *MNRAS*, **280**, 720
- Vincenzo F., Kobayashi C., 2020, *MNRAS*, **496**, 80
- Vincenzo F., Spitoni E., Calura F., Matteucci F., Silva Aguirre V., Miglio A., Cescutti G., 2019, *MNRAS*, **487**, L47
- Walter D. K., Dufour R. J., Hester J. J., 1992, *ApJ*, **397**, 196
- Wang W., Liu X. W., 2007, *MNRAS*, **381**, 669
- Wang W., Liu X. W., 2008, *MNRAS*, **389**, L33

- Wang S., Li A., Jiang B. W., 2015, *MNRAS*, 454, 569
- Wang Q., Wang Y., Liu C., Mao S., Long R. J., 2017, *MNRAS*, 470, 2949
- Waters L. B. F. M., et al., 1998, *A&A*, 331, L61
- Weidemann V., 2000, *A&A*, 363, 647
- Weidemann V., Koester D., 1983, *A&A*, 121, 77
- Weidmann W. A., et al., 2020, *A&A*, 640, A10
- Weinberg D. H., et al., 2019, *ApJ*, 874, 102
- Wenger T. V., Balser D. S., Anderson L. D., Bania T. M., 2018, *ApJ*, 856, 52
- Wenger T. V., Balser D. S., Anderson L. D., Bania T. M., 2019, *ApJ*, 887, 114
- Wesson R., Liu X. W., 2004, *MNRAS*, 351, 1026
- Wesson R., Jones D., García-Rojas J., Boffin H. M. J., Corradi R. L. M., 2018, *MNRAS*, 480, 4589
- Whittet D., 2003, *Dust in the galactic environment*. Series in Astronomy and Astrophysics Vol. 2nd ed. by D.C.B.
- Whittet D. C. B., 2010, *ApJ*, 710, 1009
- Woolf V. M., Wallerstein G., 2020, *MNRAS*, 494, 2718
- Woosley S. E., Weaver T. A., 1995, *ApJS*, 101, 181
- Xilouris E. M., et al., 2012, *A&A*, 543, A74
- Yagüe López A., García-Hernández D. A., Ventura P., Doherty C. L., den Hartogh J. W., Jones S. W., Lugaro M., 2022, *A&A*, 657, A28
- Yan Y., Du C., Liu S., Li H., Shi J., Chen Y., Ma J., Wu Z., 2019, *ApJ*, 880, 36
- Yang A. Y., Tian W. W., Zhu H., Leahy D. A., Wu D., 2016, *ApJS*, 223, 6
- Zonoozi A. H., Lieberz P., Banik I., Haghi H., Kroupa P., 2021, *MNRAS*, 506, 5468
- Zwitter T., et al., 2018, *MNRAS*, 481, 645
- de Laverny P., Recio-Blanco A., Worley C. C., De Pascale M., Hill V., Bijaoui A., 2013, *The Messenger*, 153, 18
- van Loon J. T., Cioni M. R. L., Zijlstra A. A., Loup C., 2005, *A&A*, 438, 273
- van den Bergh S., 1962, *AJ*, 67, 486



# 6

## APÉNDICE A

### **6.1. Artículo: Gradients of chemical abundances in the Milky Way from H II regions**



# Gradients of chemical abundances in the Milky Way from H II regions: distances derived from Gaia EDR3 parallaxes and temperature inhomogeneities

J. E. Méndez-Delgado<sup>1,2</sup>\*, A. Amayo<sup>3</sup>, K. Z. Arellano-Córdova<sup>1,4</sup>, C. Esteban<sup>1,2</sup>,  
J. García-Rojas<sup>1,2</sup>, L. Carigi<sup>3</sup> and G. Delgado-Inglada<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC), E-38205 La Laguna, Spain

<sup>2</sup>Departamento de Astrofísica, Universidad de La Laguna, E-38206 La Laguna, Spain

<sup>3</sup>Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Ap. 70-264, 04510 CDMX, México

<sup>4</sup>Department of Astronomy, The University of Texas at Austin, 2515 Speedway, Stop C1400, Austin, TX 78712, USA

Accepted 2021 December 23. Received 2021 December 20; in original form 2021 October 26

## ABSTRACT

We present a reassessment of the radial abundance gradients of He, C, N, O, Ne, S, Cl, and Ar in the Milky Way using the deep optical spectra of 42 H II regions presented in Arellano-Córdova et al. (2020, 2021) and Méndez-Delgado et al. (2020) exploring the impact of: (1) new distance determinations based on Gaia EDR3 parallaxes and (2) the use of Peimbert's temperature fluctuations paradigm ( $t^2 > 0$ ) for deriving ionic abundances. We find that distances based on Gaia EDR3 data are more consistent with kinematic ones based on Galactic rotation curves calibrated with radio parallaxes, which give less dispersion and uncertainties than those calibrated with spectrophotometric stellar distances. The distances based on the Gaia parallaxes – DR2 or EDR3 – eliminate the internal flattening observed in previous determinations of the Galactic gradients at smaller distances than  $\sim 7$  kpc. Abundances and gradients determined assuming  $t^2 > 0$  – not only for O but also for the rest of elements – are not affected by the abundance discrepancy problem and give elemental abundances much consistent with the solar ones for most elements. We find that our radial abundance gradient of He is consistent with the most accurate estimates of the primordial He abundance. We do not find evidence of azimuthal variations in the chemical abundances of our sample. Moreover, the small dispersion in the O gradient – indicator of metallicity in photoionized regions – indicate that the gas of the H II regions is well mixed in the sampled areas of the Galaxy.

**Key words:** stars: distances – ISM: abundances – ISM: H II regions – Galaxy: abundances – Galaxy: disc – Galaxy: evolution.

## 1 INTRODUCTION

Chemical evolution models of galaxies require precise observational constraints as the determinations of abundance gradients. In order to obtain good determinations of these gradients, it is necessary to have accurate radial distances and precise determinations of the chemical abundances. In the Milky Way, the determination of the Galactocentric distances is particularly problematic, since both the Sun and the observed nebulae are placed within the Galactic disc. Although it is common for Galactic abundance gradient studies to focus mainly on the determination of chemical abundances, in this paper we will emphasize the effects of using the more precise distance determinations.

Distances to Galactic H II regions can be determined using different techniques. Some of the most common methodologies are based on the study of radial velocities of the nebulae or photometry of their associated stars (see e.g. Caplan et al. 2000; Russeil 2003; Quireza et al. 2006; Russeil, Adami & Georgelin 2007; Balsa et al. 2011; Moisés et al. 2011; Anderson et al. 2015; Foster & Brunt

2015; Wenger et al. 2018, and references therein). However, their results are strongly dependent on the rotation and extinction models of the Galaxy, which are still matter of debate. This problem can be avoided by using direct parallax-based distance determinations of their stellar populations (e.g. Hirota et al. 2007; Kraus et al. 2007; Menten et al. 2007; Bartkiewicz et al. 2008; Brunthaler et al. 2009; Reid et al. 2009; Xu et al. 2009; Zhang et al. 2009, and references therein). However, until a few years ago, there were not enough reliable parallax measurements. Since the availability of the optical parallaxes from the Second Data Release of Gaia (hereinafter Gaia DR2; Gaia Collaboration 2018) there are billions of reliable optical stellar parallaxes, from which distance can be determined directly. Moreover, in the recent Gaia Early Data Release 3 (hereinafter EDR3; Gaia Collaboration 2021), these parallaxes have substantially improved their precision.

Regarding the determination of chemical abundances of H II regions, there is a significant source of uncertainty due to the Abundance Discrepancy (AD) problem, which is the systematic difference between the derived abundances based on the intensity of collisionally excited lines (CELs) and recombination lines (RLs), where the RLs give always higher abundances. The origin of this problem is still not clear. However, García-Rojas & Esteban

\* E-mail: [jemd@iac.es](mailto:jemd@iac.es)

(2007) showed that the Abundance Discrepancy Factor (ADF)<sup>1</sup> is rather constant for O<sup>2+</sup> in Galactic H II regions – presenting a different behaviour from what is observed in planetary nebulae – being consistent with the predictions of the temperature fluctuations paradigm proposed by Peimbert (1967).

In this work, we derive the Galactic radial abundance gradients of He, C, N, O, Ne, S, Cl, and Ar based on the 42 Galactic H II regions studied by Méndez-Delgado et al. (2020) and Arellano-Córdova et al. (2020, 2021). We analyse the distances based on the Gaia EDR3 parallaxes and the probabilistic approach of Bailer-Jones et al. (2021) and derive the chemical composition assuming the temperature fluctuations ( $t^2 > 0$ ) paradigm (Peimbert 1967).

In Section 2 we describe the sample of spectra adopted from the literature. In Section 3, we analyse the distances to the Galactic H II regions of our sample using the Gaia EDR3 parallaxes, as well as the kinematic distance determinations. In Section 4, we analyse the determination of chemical abundances in the Galactic H II regions of our sample under the paradigm of temperature fluctuations –  $t^2 > 0$  – as well as the resulting chemical abundance gradients. In Section 5 we discuss our results and summarize them in Section 6. In the Appendix we include some data tables and figures.

## 2 OBSERVATIONAL SAMPLE

The spectra of the 42 Galactic H II regions used in this paper are of high and intermediate spectral resolution, taken with different telescopes with diameters ranging from 4 to 10 m. The objects which spectra are published in Esteban et al. (2004, 2013) and García-Rojas et al. (2004, 2005, 2006, 2007)<sup>2</sup> were observed with the UT2 (Kueyen) of the *Very Large Telescope (VLT)* using the Ultraviolet-Visual Echelle Spectrograph (UVES), covering the spectral range from 3570 to 10400 Å and with  $R \sim 8000$ . The spectra of the H II regions observed by Esteban et al. (2017), Esteban & García-Rojas (2018), and Arellano-Córdova et al. (2021) were taken with the 10.4-m *Gran Telescopio Canarias (GTC)* using OSIRIS (Optical System for Imaging and low-Intermediate-Resolution Integrated Spectroscopy) spectrograph in longslit mode, covering from 3600 to 7750 Å with  $R \sim 1000$  or 2500. The spectra of three H II regions were observed by García-Rojas, Simón-Díaz & Esteban (2014) or Fernández-Martín et al. (2017) with the Intermediate dispersion Spectrograph and Imaging System (ISIS) attached to the 4.2-m *William Herschel Telescope (WHT)*, the spectral coverage was from 3600 to 9200 Å or 3200 to 10 000 Å with  $R \sim 1000$ . In addition, we have included 17 Galactic H II regions and ring nebulae around massive stars for the distance analysis but not in the abundance one. This is because we do not have the emission line ratios of their spectra available or, in the case of ring nebulae, their He, O, and N abundances may be polluted by stellar ejecta.

## 3 REVISING THE DISTANCES OF A SAMPLE OF GALACTIC H II REGIONS WITH GAIA EDR3

We conduct an extensive literature search on ionizing sources of our sample of Galactic H II regions in order to determine their distances. The ionizing stars are expected to be O, early B or Wolf-Rayet-type stars, so they should be among the most luminous stars contained in the boundaries or immediate surroundings of the H II regions. In

addition, their parallax should be more precise than those of the rest of their associated stellar population. However, some of these stars may be located in dusty environments or belong to multiple systems that may be not well spatially resolved. In these cases, we look for other stars or young stellar objects that belong to the H II region, even if they are not their ionizing sources.

After finding the stars contained in the nebulae, we locate them in the Gaia DR2 and EDR3 catalogues using their coordinates, to finally obtain their parallax-based distances (Bailer-Jones et al. 2018, 2021). Besides the parallaxes, the Gaia EDR3 data contain colour and magnitude measurements, allowing to estimate photometric distances. Taking advantage of this, Bailer-Jones et al. (2021) have estimated the distance to the stars using two methods, obtaining the so-called geometric and photogeometric distances. Geometric distances are estimated from the parallaxes, considering the non-linearity of the transformation and the asymmetry of the probability distribution through a prior parameter that varies smoothly as a function of Galactic longitude and latitude, independently of assumptions of stellar physics or interstellar extinction. Geometric distances were also calculated with the Gaia DR2 parallaxes in Bailer-Jones et al. (2018). The photogeometric distances, meanwhile, use the same distance prior, in addition to a colour-magnitude one based on a model of the Galactic interstellar extinction.

In Table A1 we present the identified ionizing/associated stars in each nebula, as well as their spectral type, the Gaia DR2 ID, heliocentric geometric distances derived from their parallaxes in the Gaia DR2 and EDR3 data (Bailer-Jones et al. 2018, 2021) and the references to the identification of ionizing/associated stars (I/A) and spectral type (SpT). For each distance determination, we specify the uncertainty associated with the parallax. In general, these uncertainties decrease considerably between the Gaia DR2 and Gaia EDR3 data except in two cases: the stars MFJ SH 2-212 2 and HD 253327, associated with the H II regions Sh 2-212 and Sh 2-257, respectively. In both stars, the EDR3 parallax is noticeably worse than the DR2 one and give very different distances. Moffat, Fitzgerald & Jackson (1979) cataloged 14 possible ionizing stars in Sh 2-212. However, Deharveng et al. (2008) showed that several of these sources are evolved stars that may not belong to the same star cluster. Moffat et al. (1979) and Deharveng et al. (2008) agree that the main ionizing star of the region is MFJ SH 2-212 2, which has the most uncertain parallax. However, the confirmed membership of MFJ SH 2-212 5, MFJ SH 2-212 7, and MFJ SH 2-212 11 to the same stellar group as MFJ SH 2-212 2 allow us to estimate the distance to Sh 2-212 with a high confidence. The odd value of the parallax of MFJ SH 2-212 2 does not seem to be related to the presence of dust in the center of Sh 2-212 since most of its optical extinction is of interstellar origin (Deharveng et al. 2008). It is more likely that the discrepant parallax is due to MFJ SH 2-212 2 being a binary or multiple system. This is suggested by its *renormalised unit weight error* (RUWE) value of 8.48, which is larger than the expected threshold of 1.4 for single stars (Fabricius et al. 2021).

The Gaia parallax of HD 253327 (in Sh 2-257) is also very different when comparing DR2 and EDR3 data. Ojha et al. (2011) showed that Sh 2-255 and Sh 2-257 are associated with the same gas complex and therefore they are at the same distance. The lower uncertainty of the EDR3 parallax of the ionizing star of Sh 2-255, LS 19, indicates that its distance is the most suitable one for HD 253327. In this case, the RUWE value of 1.209 does not point to HD 253327 being a binary or multiple system (although it does not rule it out). Additionally, the similar optical extinction coefficients of Sh 2-255 and Sh 2-257 (see table 7 from Shaver et al. 1983) seems to rule out dust

<sup>1</sup> Measured as the ratio between the abundances derived with RLs and CELs.

<sup>2</sup> See Table A3 to know in which reference the spectra of each object were published.

extinction as the cause of the problem. There are several ionizing stars for some nebulae included in Table A1. If the distance obtained for each ionizing source is consistent, we take the more precise individual parallax as the representative one for the nebula. In the cases of NGC 3603, M 16, M 17 and M 42, we adopt the distances derived by Drew, Monguió & Wright (2019) and Binder & Povich (2018) which are based on the analysis of the Gaia DR2 parallaxes of multiple stars associated with the photoionized regions. The use of several stars diminishes the statistical errors, reaching a higher precision in the distance estimates.

A large fraction of the sample of stars analysed in this work has Gaia EDR3 parallaxes with uncertainties smaller than 10 per cent ( $e_{\text{plx}}/\text{plx} < 0.10$ ), enabling us to make a reliable estimate of the distance directly from inverting the parallax (Bailer-Jones et al. 2021). In Gaia DR2, quasars observations indicate a global zero-point bias in the parallax measurements of about  $-0.03$  mas, with variations dependent on magnitude, colour, and position of the stars (Lindgren et al. 2018). For Gaia EDR3, Lindgren et al. (2021a, b) provide a tentative expression for a better correction of the zero-point bias including its non-trivial dependence on the ecliptic latitude, magnitude, and colour. For our sub-sample with the best parallaxes (with uncertainties smaller than 10 per cent), this zero-point varies from  $-0.055$  to  $-0.011$  mas, although the median is  $-0.030$  mas with  $1\sigma$  deviation of  $0.010$  mas. This indicates that the deviation from a constant value is rather small, minimizing the dependence of the distance with the zero-point correction and the variables on which it depends. From the Gaia EDR3 data we can have up to three distance estimates for the same star which will be analysed in Section 3.1, along with some relevant kinematic distance estimates.

### 3.1 Galactocentric distances

We adopt a solar Galactocentric distance of  $R_0 = 8.2 \pm 0.1$  kpc to estimate the Galactocentric distances of the nebulae from the heliocentric parallax-based ones. That value of  $R_0$  is the best estimate to the overall distribution of 26 recent values with tracers in the Galactic centre, bulge, disc, and halo (Bland-Hawthorn & Gerhard 2016), and it is very close to the geometric distance to the Galactic centre black hole estimated by Gravity Collaboration (2019) of  $R_0 = 8.178 \pm 0.013(\text{stat}) \pm 0.022(\text{sys})$  kpc, where *stat* and *sys* stands for the contribution of statistical and systematic uncertainties, respectively. This same value was adopted by Méndez-Delgado et al. (2020) and Arellano-Córdova et al. (2020, 2021), so the comparison with results of those papers is straightforward.

In Table A2 we compare our parallax-based estimates of Galactocentric distances with the kinematic determinations of Russeil (2003), Russeil et al. (2007), and Wenger et al. (2019) in the nebulae in common. Although there is a large number of articles devoted to the estimation of kinematic distances, the ones of Russeil (2003) and Russeil et al. (2007) are representative of the usual method based on the Brand & Blitz (1993) rotation curve, calibrated through the observation of around 400 Galactic H II regions with spectrophotometric distances to their associated stars (Brand & Wouterloot 1988), and the IAU-defined solar motion parameters<sup>3</sup> (Kerr & Lynden-Bell 1986). On the other hand, the kinematic determinations of Wenger et al. (2019) are based on a Monte Carlo technique adapted to the more recent rotation curve of Reid et al. (2014), which was calibrated with around 100 parallax-distances from masers observed at radio

wavelengths, with updated solar parameters<sup>4</sup> (although the sample has been expanded to  $\approx 200$  regions in Reid et al. 2019). The results of this method generally present smaller uncertainties than the direct use of the rotation curve of Reid et al. (2014; Wenger et al. 2018).

In Fig. A1 we show the comparison between the Gaia EDR3 geometric Galactocentric distances and other estimates obtained from Gaia Parallaxes. In the top panel, the consistency with the geometric Gaia DR2 distance is remarkable, besides the reduction of the uncertainties in the EDR3 values. The middle panel shows that the photogeometric values are practically the same than the geometric ones for the whole sample, with the exception of Sh 2-127, where the difference is appreciable, although both estimates are consistent within the error bars. In the more distant regions, the uncertainties in the photogeometric distances are slightly smaller due to the use of more information about the stars. However, all the objects we analyse in this paper are located at almost zero Galactic latitudes, which makes the correction for extinction less accurate (Bailer-Jones et al. 2021). Therefore, there is little reward on adopting the photogeometric distances in some particular cases, while it seems more reasonable to use the geometric EDR3 ones in the whole sample as the representative parallax-based distances. The bottom panel shows the consistency between the geometric EDR3 Galactocentric distances and those simply calculated as the inverse of the parallax for the sub-sample with parallax uncertainties smaller than 10 per cent.

Fig. A2 shows a comparison between the geometric Gaia EDR3 Galactocentric distances and the kinematic estimations by Russeil (2003), Russeil et al. (2007), and Wenger et al. (2019). Besides the adoption of different solar parameters, the main difference between both kinematic estimates is in the Galactic rotation curve used. As we can see in Fig. A2, at Galactocentric distances  $< 13$  kpc, the kinematic determinations from Russeil (2003) and Russeil et al. (2007) show a moderate good agreement with our estimates based on Gaia EDR3 parallaxes, although there is a slight overestimation of the kinematic distances due to the larger solar  $R_0$  adopted. More important is the underestimation of the kinematic distances in a group of regions with  $R_G$  between 5 and 7 kpc, which includes Sh 2-29, Sh 2-32, M 8, and M 20. Finally, at distances greater than  $\approx 13$  kpc, the kinematic distances from Russeil (2003) and Russeil et al. (2007) seem to be significantly overestimated for most objects. The bottom panel of Fig. A2 shows that the kinematic distances from Wenger et al. (2019) are in fairly good agreement with our determinations. Although there is debate about which rotation curve of the Milky Way is the most appropriate (see Russeil et al. 2017), in our case, the one proposed by Reid et al. (2014) gives more consistent results. However, it should be kept in mind that our sample of Galactic H II regions and ring nebulae is quite limited and only covers two quadrants of the Galactic disc.

Considering observational evidences, we define the following criteria to adopt the representative distances of our sample of Galactic nebulae: (i) we adopt the EDR3 geometric distance when the uncertainties of the parallax are smaller than 20 per cent; (ii) when (i) is not satisfied, we adopt the kinematic distances of Wenger et al. (2019) if their uncertainties are smaller than 20 per cent; (iii) when criteria (i) and (ii) cannot be satisfied (the only case is Sh 2-48), we adopt the EDR3 geometric distance; however, it must be used with caution since its uncertainty is relatively high. Exceptions to the aforementioned procedure are Sh 2-209 and Sh 2-270, and both cases will be discussed in Section 3.2. Table 1 presents the adopted

<sup>3</sup> $R_0 = 8.5$  kpc,  $\theta = 220$  km s<sup>-1</sup>,  $U_\odot = 10.27$  km s<sup>-1</sup>,  $V_\odot = 15.32$  km s<sup>-1</sup>,  $W_\odot = 7.74$  km s<sup>-1</sup>

<sup>4</sup> $R_0 = 8.34 \pm 0.16$  kpc,  $\theta_0 = 240 \pm 8$  km s<sup>-1</sup>,  $U_\odot = 10.5 \pm 1.7$  km s<sup>-1</sup>,  $V_\odot = 14.4 \pm 6.8$  km s<sup>-1</sup>,  $W_\odot = 8.9 \pm 0.9$  km s<sup>-1</sup>

**Table 1.** Adopted heliocentric and Galactocentric distance estimates for the H II regions and ring nebulae of our sample.

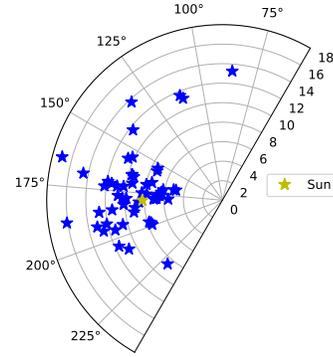
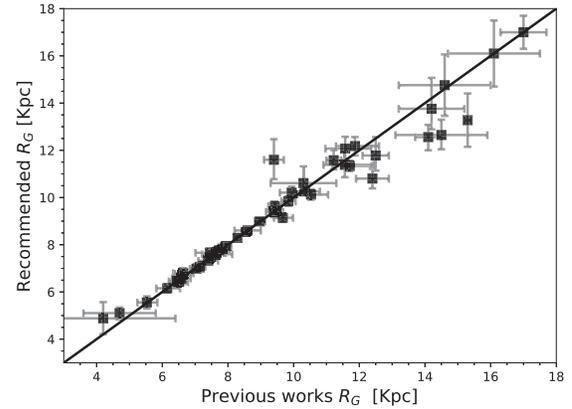
Nebula	$d$ (kpc)	$R_G$ (kpc)	Method	Notes
Sh 2-29	$1.15^{+0.04}_{-0.03}$	$7.06 \pm 0.14$	Plx	
Sh 2-32	$1.46 \pm 0.05$	$6.75 \pm 0.15$	Plx	
Sh 2-47	$1.54 \pm 0.05$	$6.73^{+0.15}_{-0.14}$	Plx	
Sh 2-48	$3.59^{+0.70}_{-0.61}$	$4.88^{+0.72}_{-0.66}$	Plx	1
Sh 2-53	$3.38 \pm 0.18$	$5.10^{+0.24}_{-0.26}$	Plx	
Sh 2-54	$1.91 \pm 0.05$	$6.42 \pm 0.15$	Plx	
Sh 2-57	$2.10^{+0.06}_{-0.08}$	$6.32 \pm 0.17$	Plx	
Sh 2-61	$2.39^{+0.07}_{-0.08}$	$6.15 \pm 0.16$	Plx	
Sh 2-82	$0.78 \pm 0.06$	$7.76 \pm 0.13$	Plx	
Sh 2-83	$16.12 \pm 1.23$	$13.24 \pm 1.13$	Kin	2
Sh 2-88	$2.06^{+0.08}_{-0.07}$	$7.44^{+0.12}_{-0.11}$	Plx	
Sh 2-90	$3.36^{+0.39}_{-0.28}$	$7.33^{+0.12}_{-0.10}$	Plx	
Sh 2-93	$3.64^{+0.08}_{-0.07}$	$7.66^{+0.19}_{-0.21}$	Kin	2
Sh 2-98	$11.24^{+2.59}_{-2.52}$	$11.21^{+2.00}_{-1.79}$	Plx	
Sh 2-100	$11.40^{+1.14}_{-1.01}$	$11.61 \pm 0.87$	Plx	
Sh 2-127	$10.13^{+1.53}_{-1.22}$	$13.76^{+1.31}_{-0.87}$	Kin	2
Sh 2-128	$7.27^{+1.10}_{-0.82}$	$11.78^{+0.78}_{-0.64}$	Kin	2
Sh 2-132	$4.53^{+0.29}_{-0.27}$	$10.21^{+0.28}_{-0.26}$	Plx	
Sh 2-152	$4.54^{+0.86}_{-0.74}$	$10.61^{+0.71}_{-0.43}$	Kin	2
Sh 2-156	$2.56^{+0.22}_{-0.19}$	$9.40^{+0.21}_{-0.22}$	Plx	
Sh 2-158	$2.84^{+0.14}_{-0.16}$	$9.61 \pm 0.20$	Plx	
Sh 2-175	$2.02 \pm 0.05$	$9.38 \pm 0.13$	Plx	
Sh 2-203	$2.39^{+0.08}_{-0.09}$	$10.22 \pm 0.17$	Plx	
Sh 2-206	$2.96^{+0.17}_{-0.15}$	$10.88^{+0.25}_{-0.26}$	Plx	
Sh 2-207	$3.59^{+0.23}_{-0.26}$	$11.48 \pm 0.34$	Plx	
Sh 2-208	$4.02^{+0.27}_{-0.25}$	$11.87^{+0.37}_{-0.34}$	Plx	
Sh 2-209	$9.33 \pm 0.70$	$17.00 \pm 0.70$	Avg	5
Sh 2-212	$6.65^{+1.36}_{-1.26}$	$14.76 \pm 1.30$	Kin	2
Sh 2-219	$4.16^{+0.32}_{-0.28}$	$12.17^{+0.39}_{-0.41}$	Plx	
Sh 2-228	$2.56 \pm 0.09$	$10.72 \pm 0.19$	Plx	
Sh 2-235	$1.66 \pm 0.07$	$9.85^{+0.16}_{-0.17}$	Plx	
Sh 2-237	$2.07 \pm 0.06$	$10.26^{+0.16}_{-0.17}$	Plx	
Sh 2-255	$1.96^{+0.12}_{-0.09}$	$10.13 \pm 0.21$	Plx	
Sh 2-257	$1.96^{+0.12}_{-0.09}$	$10.13 \pm 0.22$	Plx	
Sh 2-266	$4.60^{+0.53}_{-0.51}$	$12.69^{+0.62}_{-0.64}$	Plx	
Sh 2-270	$8.08 \pm 1.29$	$16.10 \pm 1.40$	Avg	6
Sh 2-271	$3.25^{+0.11}_{-0.12}$	$11.34 \pm 0.22$	Plx	
Sh 2-283	$5.37^{+0.58}_{-0.41}$	$13.12^{+0.62}_{-0.65}$	Plx	
Sh 2-285	$4.38^{+0.42}_{-0.31}$	$12.07^{+0.51}_{-0.47}$	Plx	
Sh 2-288	$5.06^{+0.49}_{-0.47}$	$12.54^{+0.54}_{-0.52}$	Plx	
Sh 2-297	$1.08^{+0.04}_{-0.05}$	$8.98^{+0.14}_{-0.13}$	Plx	
Sh 2-298	$4.12^{+0.54}_{-0.40}$	$11.38^{+0.58}_{-0.51}$	Plx	
Sh 2-301	$3.21 \pm 0.14$	$10.50 \pm 0.20$	Plx	
Sh 2-308	$1.51^{+0.10}_{-0.08}$	$9.14^{+0.16}_{-0.17}$	Plx	
Sh 2-311	$5.28^{+0.40}_{-0.35}$	$11.60^{+0.37}_{-0.39}$	Plx	
IC 5146	$0.76 \pm 0.01$	$8.29 \pm 0.10$	Plx	
RCW 52	$2.33 \pm 0.07$	$7.83 \pm 0.10$	Plx	
RCW 58	$2.70^{+0.13}_{-0.11}$	$7.60 \pm 0.10$	Plx	
G2.4 + 1.4	$2.65 \pm 0.15$	$5.57^{+0.25}_{-0.26}$	Plx	
NGC 2579	$5.19^{+0.48}_{-0.35}$	$10.82^{+0.41}_{-0.44}$	Plx	
NGC 3576	$2.48^{+0.11}_{-0.10}$	$7.66 \pm 0.10$	Plx	
NGC 3603	$7.02 \pm 0.10$	$8.61 \pm 0.11$	Plx	3
NGC 6888	$1.67 \pm 0.04$	$7.95 \pm 0.10$	Plx	
NGC 7635	$2.83^{+0.13}_{-0.10}$	$9.64^{+0.17}_{-0.18}$	Plx	
M 8	$1.22 \pm 0.04$	$6.99 \pm 0.14$	Plx	
M 16	$1.71 \pm 0.18$	$6.58^{+0.26}_{-0.28}$	Plx	4
M 17	$1.82 \pm 0.16$	$6.46 \pm 0.25$	Plx	4
M 20	$1.42^{+0.09}_{-0.08}$	$6.79 \pm 0.18$	Plx	
M 42	$0.41 \pm 0.01$	$8.54 \pm 0.11$	Plx	4

1: Uncertainties in the parallax larger than 20 per cent.

2: Kinematic determinations taken from Wenger et al. (2019).

3, 4: Geometric determinations based on the Gaia DR2 parallaxes taken from Drew et al. (2019) and Binder &amp; Povich (2018), respectively.

5, 6: Average of several spectrophotometric and/or kinematic determinations obtained by Esteban et al. (2017) and Esteban &amp; García-Rojas (2018), respectively.

**Figure 1.** Galactic distribution of the H II regions and ring nebulae of our sample. The adopted solar Galactocentric distance is  $R_0 = 8.2$  kpc.**Figure 2.** Comparison between the updated Galactocentric distances adopted in this work with those used by Méndez-Delgado et al. (2020) and Arellano-Córdova et al. (2020, 2021).

heliocentric and Galactocentric distances for our sample of Galactic nebula while Fig. 1 shows their Galactic distribution.

In Fig. 2 we show the comparison between the values adopted by Méndez-Delgado et al. (2020) and Arellano-Córdova et al. (2020, 2021) and our updated values given in Table 1. In general, there is a good agreement between both sets of distances. In Méndez-Delgado et al. (2020) and Arellano-Córdova et al. (2020, 2021), the ionizing/associated stars of some of the nebulae have very uncertain Gaia DR2 parallaxes. In those cases, the adopted distance was the average of different kinematic and spectrophotometric estimates. However, most of the kinematic distances used in the calculation of the aforementioned average were based on the rotation curve of Brand & Blitz (1993), which, as shown in Fig. A2, seems to overestimate the distance of the objects located at Galactocentric distances  $\gtrsim 13$  kpc, which explains the larger previous distance determinations of several nebula located between  $\approx 13$  and  $\approx 14$  kpc shown in Fig. 2.

### 3.2 On the distances of Sh 2-209 and Sh 2-270

From our sample of Galactic H II regions, only Sh 2-209 and Sh 2-270 show differences between parallax-based and kinematic/spectrophotometric distances that can not be explained by methodological issues. The Galactocentric distances adopted in

Esteban et al. (2017) and Esteban & García-Rojas (2018) are  $R_G = 17.00 \pm 0.70$  kpc and  $R_G = 16.10 \pm 1.40$  kpc for Sh 2-209 and Sh 2-270, respectively, but the parallax-based distances derived from Gaia EDR3 are only about 65 per cent of those values (see Table A2). Sh 2-209 and Sh 2-270 were precisely among the objects which stars have very uncertain Gaia DR2 parallaxes and for which Esteban et al. (2017) and Esteban & García-Rojas (2018) adopted the average value of several spectrophotometric and/or kinematic distances, as commented at the end of the previous section. If we assume that the Gaia EDR3 parallax-based distances are the true ones for these regions, Sh 2-209 would be located only at 0.36 kpc from Sh 2-206 in the Galactic plane (both nebulae are less than one degree apart). There are several determinations of the Galactic rotation velocity of Sh 2-209 in the local standard of rest (Brand & Blitz 1993; Caplan et al. 2000; Russeil 2003; Balser et al. 2011), all being consistent with the most precise one by Balser et al. (2011) of  $V_{\text{lsr}} = -51.18 \pm 0.09$  km s<sup>-1</sup>. The same occurs with Sh 2-206, where Balser et al. (2011) determined  $V_{\text{lsr}} = -26.61 \pm 0.05$  km s<sup>-1</sup>. These numbers imply a ratio of 1.92 between the Galactic rotation velocity of Sh 2-209 with respect to that of Sh 2-206, which is entirely inconsistent for two neighbour objects located at very similar Galactocentric distance.

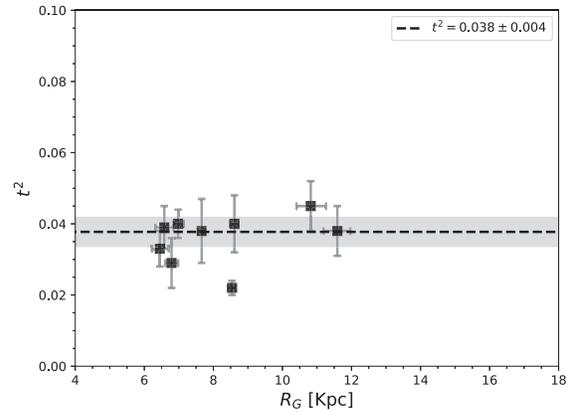
In the case of Sh 2-270, if we assume the Gaia EDR3 parallax-based distance as the true one, this region would be only 0.22 kpc apart from Sh 2-255 and Sh 2-257. Balser et al. (2011) estimated a  $V_{\text{lsr}} = -5.05 \pm 0.09$  km s<sup>-1</sup> for Sh 2-257 (which is located at the same distance as Sh 2-255), while Russeil (2003) reported a  $V_{\text{lsr}} = 25.6$  km s<sup>-1</sup> for Sh 2-270. However, the three objects are in the general direction of the Galactic anticentre and such velocity difference is not conclusive.

Foster & Brunt (2015) performed a spectrophotometric analysis of the ionizing/associated stars of Sh 2-209 and Sh 2-270 included in Table A1. From their distance modulus, they found heliocentric distances of  $d = 10.58 \pm 0.57$  km s<sup>-1</sup> and  $d = 9.27 \pm 1.85$  km s<sup>-1</sup> for Sh 2-209 and Sh 2-270, respectively, which are consistent with the distances adopted by Esteban et al. (2017) and Esteban & García-Rojas (2018). This rejects the misidentification of the ionizing/associated stars as the cause of the discrepancy in the distances of these objects and points out to possible errors in the reported Gaia EDR3 parallaxes. Although these errors are rather rare, there are cases – as MFJ SH 2-212 2 and HD 253327, commented before – where the Gaia DR2 and EDR3 parallaxes can differ beyond the formal uncertainty bars.

As a result of this discussion, we adopt the distances reported by Esteban et al. (2017) and Esteban & García-Rojas (2018) for Sh 2-209 and Sh 2-270, both having convenient conservative error bars. Improved optical or radio parallaxes for the stars associated with these nebulae would help to solve the distance inconsistencies.

#### 4 EFFECTS OF TEMPERATURE FLUCTUATIONS ON THE CHEMICAL ABUNDANCES

Peimbert (1967) introduced the concept and the formalism of the paradigm of temperature fluctuations in gaseous nebulae. In his equations (9) and (12), he defines the average temperature ( $T_0$ ) and the root mean square temperature fluctuation parameter ( $t^2$ ), that accounts for the level of inhomogeneities or fluctuations in the spatial distribution of the electron temperature within the observed volume. According to this paradigm, when we estimate the electron temperature from an auroral-nebular ratio of CELs – as [O III] I( $\lambda$ 4363)/I( $\lambda$ 5007) – the resulting value will be conditioned to  $t^2$ .



**Figure 3.**  $t^2$  values determined for the Galactic H II regions M 8, M 16, M 17, M 20, M 42, NGC 2579, NGC 3576, NGC 3603, and Sh 2-311 from the literature (see text for references) with respect to their adopted Galactocentric distance. The horizontal line represents the weighted average of these values and its uncertainty.

The derived temperature will favour the hottest areas within the line of sight and consequently, ionic abundance determinations based on CELs will be underestimated.

On the other hand, the intensity ratios of RLs have a very slight dependence on temperature and the impact of temperature fluctuations is practically negligible. Because of this, it is possible that temperature inhomogeneities could cause or contribute to the AD problem, making abundances based on CELs systematically underestimated, while those of RLs are not.

As mentioned in Section 1, García-Rojas & Esteban (2007) conclude that for M 8, M 16, M 17, M 20, M 42, NGC 3576, NGC 3603, and Sh 2-311, the ADF( $O^{2+}$ ) is rather constant around a factor of 2 and consistent with the temperature fluctuations paradigm. However, the ADF of other ions, such as  $O^+$ , does not have to be the same as ADF( $O^{2+}$ ). In fact, if there is a global value of  $t^2 > 0$  in a given nebula, this will affect differently to each ion, depending on the excitation energies of the upper levels of their observed CELs as shown in equation (11) from Peimbert et al. (2004). Therefore, considering a constant ADF on all ions is different from considering a global constant  $t^2$ .

There are several methods to estimate  $T_0$  and  $t^2$ . It is possible to calculate them by comparing different temperature diagnostics of the gas that belongs to the same volume. It is also common to determine them from the ADF, although this procedure assumes that temperature fluctuations are the cause of the AD problem. From our sample, M 8, M 16, M 17, M 20, M 42, NGC 2579, NGC 3576, NGC 3603, and Sh 2-311 have deep high spectral-resolution spectra obtained with the *VLT*, with reliable estimates of  $t^2$ . Fig. 3 shows that the radial distribution of  $t^2$  in the aforementioned sample of H II regions along the Galactic disc seems to be rather flat, at least at  $R_G$  values between 6.45 and 11.6 kpc. Therefore, it seems reasonable to adopt a weighted average of  $t^2 = 0.038 \pm 0.004$  as a representative- $t^2$  value for the Galactic H II regions. We must say that although its uncertainty of  $t^2$  is the smallest of the whole sample, the Orion Nebula has been eliminated in the calculation of the weighted average. This is because the Orion Nebula shows the lowest value, by far, of  $t^2$ . Considering it to calculate the weighted mean we obtain  $t^2 = 0.029 \pm 0.008$ . A value that does not seem to represent properly the rest of the H II regions included in Fig. 3. In any case, if included, both determinations of the weighted average of  $t^2$  are consistent within

the  $1\sigma$  error bars. The conclusions of the paper are not altered nor do they depend on the inclusion or exclusion of this point.

#### 4.1 Ionic and total abundances

We use equation (15) from Peimbert (1967) as well as equations (8), (9), and (11) from Peimbert et al. (2004) to calculate the impact of assuming  $f^2 = 0.038 \pm 0.004$  in the ionic abundances. In this process, we also use the excitation energies of the atomic levels associated with each corresponding emission line, together with the physical conditions and the ionic abundances determined by Arellano-Córdova et al. (2020, 2021) assuming  $f^2 = 0$ . In these previous works, the electron density ( $n_e$ ) was obtained using the [O II]  $\lambda 3729/\lambda 3726$ , [S II]  $\lambda 6717/\lambda 6731$ , and/or [Cl III]  $\lambda 5518/\lambda 5538$  line intensity ratios (although the [Cl III] diagnostic was discarded if it led to large uncertainties). For cases where the derived  $n_e$  was too low ( $n_e < 100 \text{ cm}^{-3}$ ), a value of  $100 \text{ cm}^{-3}$  was adopted. On the other hand, the electronic temperatures ( $T_e$ ) were derived using a low- and high-ionization zones scheme, using the [N II] ( $\lambda 6548 + \lambda 6584$ )/ $\lambda 5755$  ( $T_e(\text{N II})$ ) and the [O III] ( $\lambda 4959 + \lambda 5007$ )/ $\lambda 4363$  ( $T_e(\text{O III})$ ) line intensity ratios, respectively. The temperature relation proposed by Esteban et al. (2009) was used to derive either  $T_e(\text{N II})$  or  $T_e(\text{O III})$  when [O II]  $\lambda 4363$  or [N II]  $\lambda 5755$  was not detected. The resulting ionic abundances derived for  $f^2 = 0.038 \pm 0.004$  are shown in Tables A3 and A4. Table A3 also shows the references of the spectroscopic data as well as the values of  $n_e$  and  $T_e$  computed by Arellano-Córdova et al. (2020, 2021).

To obtain the total abundances of C, N, Ne, Cl, S and Ar, it is necessary to use ionization correction factors (ICFs) that take into account the contribution of the unseen ions to the total abundances of these elements. In this work, we adopt the ICFs from Amayo, Delgado-Inglada & Stasińska (2021). These ICFs have been determined from a carefully selected large set of realistic photoionization models for extragalactic H II regions, covering a wide range of ionization degrees. Moreover, they allow us to include the uncertainties associated to each ICF as a function of the ionization degree, which leads to a more robust determination of the chemical abundances. When comparing their selected sample of  $\sim 1800$  models (from which the ICFs were derived) to our sample of Galactic H II regions, we find good consistency with the vast majority of our objects, supporting the validity of using these ICFs in this work even though they were proposed for a different kind of objects. In some objects, it is possible to obtain the total abundances of N, S, and Cl by considering only their ionic abundances (without using an ICF). We find good agreement between the derived total abundances of N, S, and Cl and the predictions of the ICFs. The differences are smaller than 0.08 dex, a value smaller than the mean uncertainties obtained for the total abundances of these elements (of  $\sim 0.12$  dex).

In order to propagate the uncertainties in the total abundances, we generate a lognormal distribution of 400 Monte Carlo experiments with a  $1\sigma$  defined by the lower and upper uncertainties of the ionic abundances (following equation 13 from Amayo et al. 2021) and choose a random ICF from a second lognormal distribution, defined in the same way by the lower and upper uncertainties of each ICF. We then compute the total abundances and report the nominal values and the 16 and 84 percentiles as their lower and upper uncertainties, respectively.

In the estimates of the total abundance of Ar, we only consider the regions where both [Ar III] and [Ar IV] emission lines are observed, as Amayo et al. (2021) recommends. This criterion reduces the number of objects where the total abundance of Ar is derived to 10 H II regions.

In some objects, it is possible to derive the total abundances of N, S, and Cl without an ICF by simply adding the ionic abundances of the available ions because either the ionization degree or the depth of the spectra allow to observe emission lines of all the ions of each element that should be present in the nebula. Here, we follow the same criteria used by Arellano-Córdova et al. (2020) to identify these objects, although in some cases the number of H II regions changes with  $f^2 > 0$  because it can produce a slight change in the ionization degree. The resulting total abundances are shown in Table A5.

For Sh 2-83, Sh 2-100, Sh 2-128, Sh 2-209, M 17, M 42, NGC 2579, NGC 3576, and NGC 3603, Méndez-Delgado et al. (2020) estimated a small value of the radiation softness parameter [ $\log(\eta) < 0.9$ ; see Vilchez & Pagel (1988) for a definition of  $\eta$ ]. In these cases, the amount of neutral helium within the ionized gas is negligible (Pagel et al. 1992). Therefore, we only consider these regions to our analysis of the total helium abundances, assuming  $\text{He/H} \approx \text{He}^+/\text{H}^+$ .

#### 4.2 The radial abundance gradients

Using the abundances obtained and the updated Galactocentric distances, we compute the radial abundance gradients assuming  $f^2 = 0.0$  and  $f^2 > 0.0$ . We have strict control of the uncertainties in both quantities: distances and total abundances (which include uncertainties from the ICFs). The fit parameters (slope and intercept) of the revised radial gradients are given in Table 2.

The radial gradients for He, C, N, O, Ne, S, Cl, and Ar are shown in Fig. 4. For the abundances determined from CELs, the black dashed lines indicate the gradients obtained assuming  $f^2 > 0$  while the green ones indicate those with  $f^2 = 0.0$ . Although the abundances of  $\text{C}^{2+}$  have been determined from RLs (and therefore they are independent on  $f^2$ ), the total abundances of C depend on the ICF( $\text{C}^+$ ), which varies slightly with  $f^2$ . Following Arellano-Córdova et al. (2020, 2021), we discard several objects to compute the radial abundance gradients of N and Ne because of their odd abundances and high uncertainties. In the case of Cl, we discarded the abundances obtained for Sh 2-219, Sh 2-237, and Sh 2-271 because of their very high and uncertain Cl/H ratios. In fact, these objects are of very low ionization degree, implying that their associated ICFs are very high and uncertain. The red circles and the purple diamonds in the aforementioned figure represent the present-day photospheric solar abundances given by Lodders (2019) and Asplund, Amarsi & Grevesse (2021), respectively.

The comparison between the chemical composition of the Sun, which was formed 4.57 Gyr ago (Asplund et al. 2021), and that of the H II regions, which have been formed much more recently, may not be straightforward. Nuclear processing, radioactive decay, and diffusion can change the derived chemical composition of the Sun (Asplund et al. 2021). Also, most of the proto-solar abundances are expected to be lower than abundances of young objects, due to the chemical enrichment of the ISM from the Sun's birth until the present-day. According to Asplund et al. (2021), the difference between the proto-solar and photospheric abundances of helium is 0.070 dex, and for heavier elements is 0.064 dex, although the latter may be even smaller, of 0.03 dex, depending on the mixing scheme considered. On the other hand, Carigi, Peimbert & Peimbert 2019 estimate an O enrichment of  $\sim 0.1$  dex for the last 4.6 Gyr in our galaxy at  $R_G = 8$  kpc, based on chemical evolution models. Since both the impact of the solar diffusion as well as the chemical enrichment during the last  $\sim 5$  Gyr are similar or even smaller than the typical uncertainties in the abundance determinations in ionized nebulae and stellar abundances, we will use the present-day photospheric

**Table 2.** Galactic radial abundance gradients determined from the spectra of H II regions assuming  $t^2 = 0.0$  and  $t^2 > 0$ .

12 + log(X/H)	$t^2 = 0.0$		$t^2 = 0.038 \pm 0.004$	
	Slope (dex kpc <sup>-1</sup> )	Intercept (dex)	Slope (dex kpc <sup>-1</sup> )	Intercept (dex)
He	$-0.0072^{+0.0037}_{-0.0035}$	$11.02^{+0.03}_{-0.04}$	$-0.0072^{+0.0037}_{-0.0035}$	$11.02^{+0.03}_{-0.04}$
C	$-0.077 \pm 0.019$	$9.05 \pm 0.16$	$-0.077 \pm 0.017$	$9.12 \pm 0.15$
N	$-0.063 \pm 0.009$	$8.20 \pm 0.09$	$-0.078 \pm 0.013$	$8.60 \pm 0.14$
O	$-0.044 \pm 0.009$	$8.86 \pm 0.09$	$-0.059 \pm 0.012$	$9.22 \pm 0.12$
Ne	$-0.035 \pm 0.018$	$8.10 \pm 0.16$	$-0.048 \pm 0.019$	$8.48 \pm 0.16$
S	$-0.035 \pm 0.011$	$7.20 \pm 0.10$	$-0.049 \pm 0.012$	$7.50 \pm 0.12$
Cl	$-0.021 \pm 0.010$	$5.23 \pm 0.09$	$-0.027 \pm 0.010$	$5.44 \pm 0.09$
Ar	$-0.029 \pm 0.008$	$6.50 \pm 0.07$	$-0.042 \pm 0.011$	$6.79 \pm 0.09$

solar abundances in our comparisons, keeping in mind its possible associated uncertainty.

When comparing with the solar abundances, it should be considered the possible radial migration of the Sun since its formation. Recent dynamical and chemodynamical models for the Milky Way disc have estimated a low radial migration for the Sun (e.g. Klačka, Nagy & Jurči 2012; Martínez-Barbosa, Brown & Portegies Zwart 2015; Martínez-Medina et al. 2017). Klačka et al. found a radial-migration average of  $0.23 \pm 0.68$  kpc, Martínez-Barbosa et al. claimed that the Sun has unlikely migrated, and Martínez-Medina et al. estimated an average of radial migration of  $0.32 \pm 1.40$  kpc. Hence, we consider the Sun is representative of the solar neighbourhood and consequently the comparison of the chemical gradients (at  $R_G \sim 8$  kpc) with the solar composition is appropriate, if the age difference between H II regions and the Sun is neglected, as we mention above.

## 5 DISCUSSION

The use of distances based on Gaia DR2 parallaxes by Méndez-Delgado et al. (2020) and Arellano-Córdova et al. (2020, 2021) and our revision based on Gaia EDR3 have been an important step forward to improve the quality of the abundance gradients determinations. Comparing the results obtained assuming kinematic or parallax-based distances have raised interesting issues. In the case of Esteban & García-Rojas (2018), the underestimation of the Galactocentric distances of Sh 2-61, Sh 2-90, M 8, M 16, M 17, M 20, and NGC 3576 produced an apparent flattening at  $R_G < 8$  kpc in the abundance gradients of several elements. If true, as Esteban & García-Rojas (2018) discuss, this would imply a somewhat different chemical evolution of the central parts of the Galaxy, invoking the possible action of the Galactic bar. However, this seems to be a spurious result produced by the underestimation of small  $R_G$  values due to the use of rotation model-dependent distance estimates. It is important to note that the latest calibrations made to the Galactic rotation curves by Reid et al. (2014, 2019) produce consistent results with the parallax-based distances from Gaia EDR3 for our sample of H II regions.

### 5.1 The reliability of the derived gradient of helium

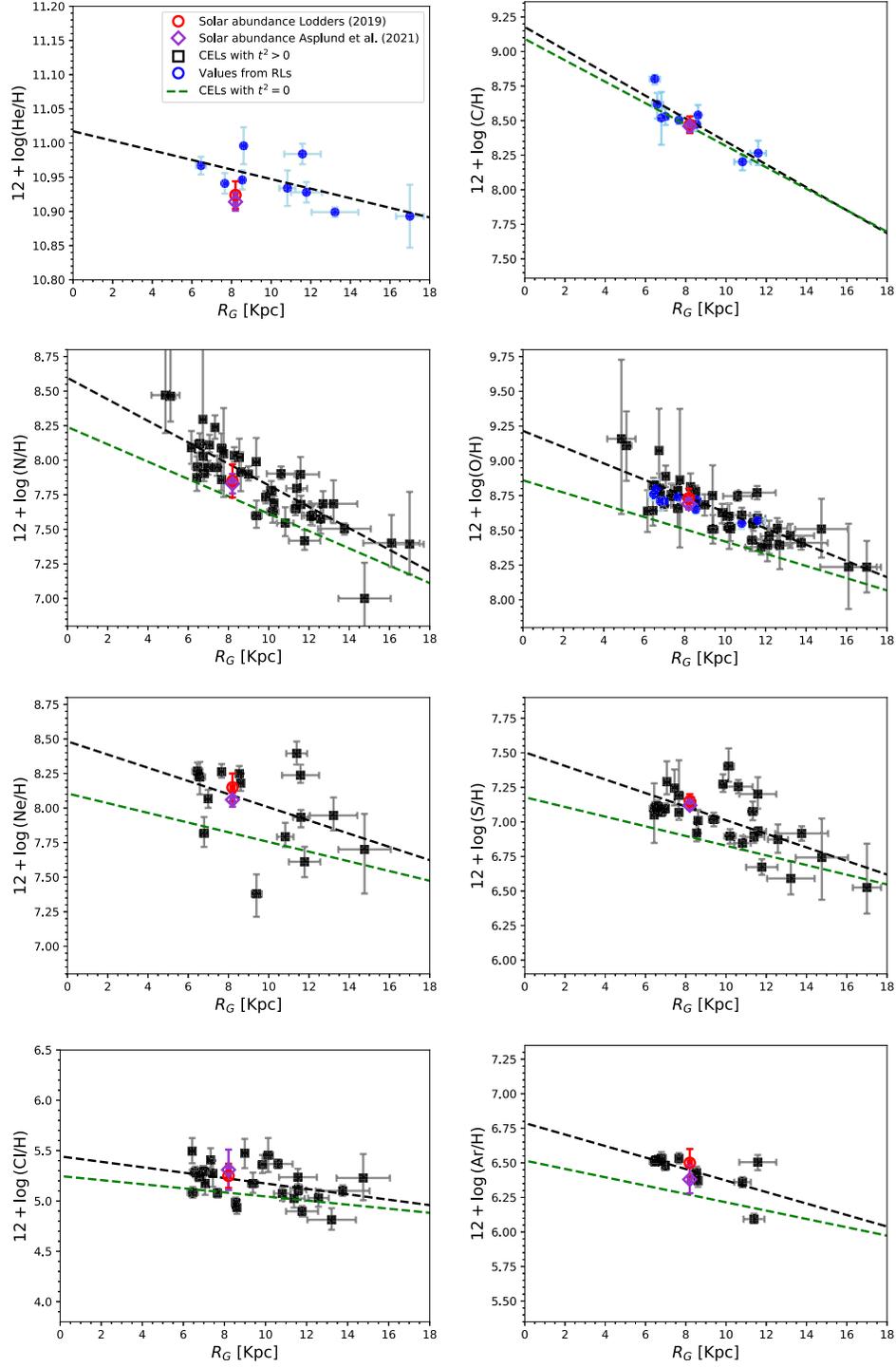
Méndez-Delgado et al. (2020) found a negative slope in the radial abundance gradient of He determined from H II regions of the Milky Way. Although there was marginal evidence of a negative helium gradient in some previous works (see Hawley 1978; Peimbert, Torres-Peimbert & Rayo 1978; Talent & Dufour 1979; Shaver et al. 1983; Deharveng et al. 2000; Fernández-Martín et al. 2017), the uncertainties of those determinations made them compatible with a

flat distribution. There are several factors that make it difficult to determine the abundance gradient for this element: (i) unlike the heavier elements, the abundance of primordial He is relatively high, so its relative increase due to stellar nucleosynthesis is rather small, (ii) the known metastability of the  $2^3S$  level of the He atom in its triplet configuration makes it very sensitive to self-absorptions and collisions, which generates deviations in the populations of the triplet levels expected by pure recombination, and (iii) estimating the  $\text{He}^0/\text{H}^+$  abundance is a difficult issue, and its contribution is expected to be important for the range of ionization degree of most Galactic H II regions. Considering these factors, we restrict ourselves to nine highly-ionized H II regions where  $\text{He}^+/\text{H}^+ \approx \text{He}/\text{H}$  due to the hardness of their ionizing sources, covering a range of Galactocentric distances between 6.45 and 17 kpc.

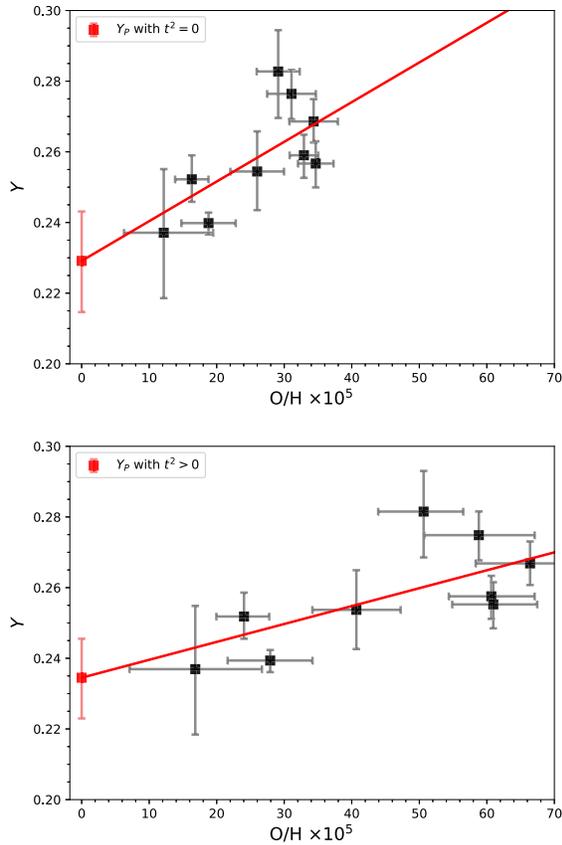
If the thus determined radial gradient of He is accurate, the relations between  $Y$  (He abundance by mass) and  $\text{O}/\text{H}$  must be used to extrapolate the primordial helium value. The most recent determinations of the primordial helium abundance are consistent with a fraction of primordial baryonic mass in helium  $Y_p$  ranging between 0.243 and 0.247 (Aver, Olive & Skillman 2015; Peimbert, Peimbert & Luridiana 2016; Fernández et al. 2019; Hsyu et al. 2020; Planck Collaboration 2020; Kurichin et al. 2021; Valerdi, Peimbert & Peimbert 2021). In Fig. 5 we show the determinations of  $Y_p$  considering the sample of regions adopted for the determination of the Galactic radial abundance gradient of He. For the normalization, we have considered that oxygen per unit of mass represents  $55 \pm 10$  per cent of the metallicity  $Z$  (Peimbert, Luridiana & Peimbert 2007). The value of  $Y_p$  considering  $t^2 = 0$  is  $0.229 \pm 0.014$  while the one obtained considering  $t^2 > 0$  is  $0.236 \pm 0.012$ . Since both values are formally consistent with the most precise determinations of  $Y_p$  within the uncertainty bars, it gives further support to the reliability of our determination of the Galactic radial abundance gradient of He.

### 5.2 The radial gradients of heavy elements under the $t^2$ paradigm

The resulting gradients of C, N, O, Ne, and S considering  $t^2 = 0.0$  are in excellent agreement with those reported by Arellano-Córdova et al. (2020, 2021) and therefore the results and the discussion regarding these elements remain unchanged. However, we find some differences in the gradients of Cl and Ar. In this work we only consider those regions with estimates of both  $\text{Ar}^{+2}$  and  $\text{Ar}^{+3}$  since the ICFs constrained only with the  $\text{Ar}^{+2}$  abundance are rather uncertain (Amayo et al. 2021). Due to this methodological difference, our Ar gradient with  $t^2 = 0.0$  is slightly flatter in comparison to what is found by Arellano-Córdova et al. (2020), although both are consistent within the uncertainties. In the case of Cl, Arellano-Córdova et al. (2020) used the ICF scheme derived by Esteban, García-Rojas &



**Figure 4.** Radial distribution of He, C, N, O, Ne, S, Cl, and Ar abundances for the sample of Galactic H II regions assuming  $t^2 > 0$  as a function of their revised distances. The black dashed line represents the linear fit using chemical abundances based on CELs assuming  $t^2 > 0$  or RLs, while the green dashed line represents the linear fit using CELs assuming  $t^2 = 0$ . The red circle and purple diamond indicate the solar values recommended by Lodders (2019) and Asplund et al. (2021), respectively. Blue circles correspond to chemical abundances derived from RLs.

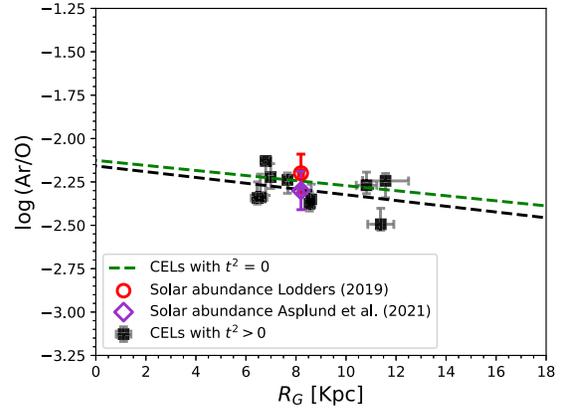


**Figure 5.** Estimation of the fraction of primordial baryonic mass in helium  $Y_p$  using the abundances of He and O in the sample of regions used in the determination of the helium gradient in the Milky Way. *Top panel:* Considering  $t^2 = 0$ . *Bottom panel:* Considering  $t^2 = 0.038 \pm 0.004$ .

Pérez-Mesa (2015), obtaining a steeper gradient than our results, although they are also consistent within the uncertainties.

As mentioned in Section 4, it is usual to estimate the value of  $t^2$  from the measured ADF( $O^{2+}$ ). However, there are fewer studies that also calculate the ADF for other ions such as  $C^{2+}$ ,  $O^+$ ,  $N^{2+}$ , or  $Ne^{2+}$  – getting that the ADF can be different in each ion – and essentially none considering other different ions. Therefore, the consistency between the solar abundances of O and the abundances of nearby H II regions with  $t^2 > 0$  is not surprising, since in these regions the RLs provide abundances closer to the solar ones. However, this does not necessarily imply that this consistency must be replicated in the abundances of other elements such as N, S, Cl, or Ar, since by construction, the determination of  $t^2$  does not consider the ADF of any ion of these elements. Therefore, the discussion about the gradients of elements different than O and their comparison with the solar abundances is pertinent and it is not a circular argument.

The definition of  $t^2$  is not incompatible with the temperature stratification of the nebulae – which explains that generally  $T_e([N II])$  is higher than  $T_e([O III])$ ; it just quantifies the level of temperature inhomogeneities within the emission volume (out of the expected stratification). Assuming a global value of  $t^2 > 0$  in each H II region affects the determination of the abundances of low and high ionization ions in different proportions since, generally, the temperatures associated with each volume are different in addition



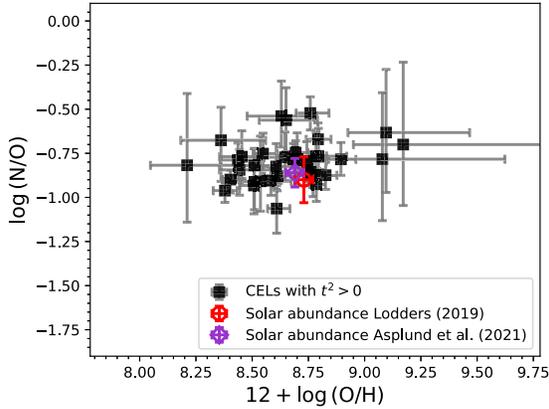
**Figure 6.** Ar/O radial gradient with the same layout than Fig. 4.

to the different dependence of  $t^2$  with the excitation energy of the emission lines (see equation 11 in Peimbert et al. 2004). This means that the parameters of the linear fits to the gradients – slope and intercept – for  $t^2 > 0$  are susceptible to change with respect to the case of assuming  $t^2 = 0$ .

Fig. 4 shows the Galactic radial abundance gradients derived in this work by considering  $t^2 = 0.038 \pm 0.004$  and  $t^2 = 0$ . In the second panel of the right column, we show the O gradient. The blue circles represent the total O abundances derived from RLs for M 8, M 16, M 17, M 20, M 42, NGC 3576, NGC 3603, Sh 2-311, and NGC 2579 (Esteban et al. 2005, 2013). The slope with  $t^2 > 0$  is slightly steeper with respect to the  $t^2 = 0$  case. The resulting gradient is consistent with the recent O gradient of Luck (2018), based on an updated sample of  $\sim 400$  classical Cepheids in the Galactic disc. If the paradigm of temperature fluctuations is valid, then the agreement between the O gradient with  $t^2 > 0$  and the solar abundances implies that the depletion of O into dust grains in the solar neighbourhood regions is smaller than the uncertainty bars in consistency with the results of Mesa-Delgado et al. (2009) and Peimbert & Peimbert (2010) who estimated a depletion of O into dust of up to 0.11 dex.

The radial distribution of the Ar/O abundance ratio, shown in Fig. 6, is almost flat, both in the case with  $t^2 = 0$  and  $t^2 > 0$  (with slopes of  $-0.011 \pm 0.010$  and  $-0.014 \pm 0.010$  dex  $kpc^{-1}$ , respectively). Since both elements are produced by  $\alpha$ -particle captures in massive stars, their abundance ratio should be constant, although there may be a small fraction of Ar produced in Type-Ia supernovae, according to the Galactic chemical evolution models of Kobayashi, Karakas & Lugaro 2020, which would add an extra scattering factor in the Ar/O distribution, as discussed in Amayo et al. (2021). The dispersion of the order of 0.1 dex in the distribution of Ar/O can serve as an upper limit to the possible depletion of O into dust grains, since there are several factors that contribute to the observed dispersion, such as uncertainties in the ionic abundances of both O and Ar as well as of the ICF of Ar and the possible production of Ar in supernovae.

The solar N/H given by Lodders (2019) and Asplund et al. (2021) is between the values predicted by the radial gradient of N considering  $t^2 = 0$  and  $t^2 > 0.0$ . The slope obtained with  $t^2 > 0$ , shown in Table 2, is slightly steeper when compared to some values in the literature (e.g. Shaver et al. 1983; Afflerbach et al. 1996; Esteban & García-Rojas 2018; Arellano-Córdova et al. 2021). It has better consistency with the slope value of  $-0.085 \pm 0.020$  dex  $kpc^{-1}$  determined by Carigi et al. (2005). Additionally, we determine the gradient of



**Figure 7.** N/O as a function of  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$  with the same layout than Fig. 4.

$\log(\text{N}/\text{O})$  when  $t^2 > 0$ , since this ratio has important implications for the N production mechanisms. Taking into account temperature inhomogeneities, we obtain a radial gradient of  $\log(\text{N}/\text{O})$  with a slope of  $-0.018 \pm 0.015 \text{ dex kpc}^{-1}$ . This means that  $t^2 > 0$  do not alter the N/O gradient, which is consistent with that found by Arellano-Córdova et al. (2020, 2021) considering  $t^2 = 0$ . When comparing N/O to the O/H, we do not observe a clear plateau as metallicity decreases, and all objects seem to follow a slightly positive trend instead. The distribution of N/O versus O/H, shown in Fig. 7, has a positive slope of  $0.12 \pm 0.20$  when  $t^2 > 0$ , a value that is maintained even when the most metallic and uncertain points are removed. This supports the contribution of some secondary N in the Galactic disc and is expected due to the metallicity range of our sample, since previous works in our Galaxy and other star-forming galaxies suggest the primary N production mechanism dominates only at  $12 + \log(\text{O}/\text{H}) \lesssim 8.0$  (van Zee et al. 1998; Henry, Edmunds & Köppen 2000; Vincenzo et al. 2016; Esteban et al. 2020). However, a flat distribution cannot be ruled out considering the uncertainty of the slope of our N/O versus O/H distribution.

The radial gradients of Ne, S, and Ar under the paradigm of  $t^2 > 0$  are consistent with the solar values given by Lodders (2019) and Asplund et al. (2021), while those obtained with  $t^2 = 0$  fail to reproduce both sets of solar abundances. The slopes obtained for these gradients, taking into account temperature inhomogeneities, are steeper than those derived by Arellano-Córdova et al. (2020) with  $t^2 = 0$ . These gradients are also consistent with the O one within the uncertainties, as expected because they are  $\alpha$ -elements and are produced by the same population of massive stars (Kunth & Sargent 1983). In the case of  $t^2 > 0$ , we find that the S abundances of Sh2 257, Sh2 271, and IC 5146 can be calculated without an ICF due to their low degree of ionization (following the criterion of Arellano-Córdova et al. (2020) of  $\text{O}^{++}/(\text{O}^+ + \text{O}^{++}) \leq 0.03$ ).

In the case of Cl, we do not use an ICF for M 20, M 17, M 42, NGC 2579, NGC 3576, and NGC 3603 when  $t^2 > 0$ , either because they have low degree of ionization ( $\text{O}^{++}/(\text{O}^+ + \text{O}^{++}) \leq 0.26$  (Arellano-Córdova et al. 2020) or because they show [Cl II], [Cl III], and [Cl IV] emission lines in their spectra, allowing to compute the Cl abundance directly by summing up ionic abundances. In Fig. 4 it can be seen that the Cl gradient with  $t^2 > 0$  obtained with the rest of objects is consistent with the solar values from Lodders (2019) and Asplund et al. (2021), while the homogeneous temperature scenario fails to reproduce these values (a behaviour also found by Arellano-

Córdova et al. 2020). Nevertheless, it also must be considered that the solar values of Cl/H are somewhat uncertain, since they can only be obtained from sunspot spectra because the solar spectrum does not include atomic features of Cl. This implies that its determination relies additionally on the molecular data used and on the atmosphere model to be suitable for a sunspot with unknown temperature, which makes their uncertainty probably larger than quoted (Asplund et al. 2021).

As discussed by Arellano-Córdova et al. (2020), we also expect a lockstep evolution of Cl and the rest of  $\alpha$ -elements (O among them), because they are produced in the same nucleosynthesis processes (Cl as an intermediate product). We find that the Cl gradient slope is consistent with those of all the  $\alpha$ -elements, except for O, both when  $t^2 = 0$  and when  $t^2 > 0$ . Both in the case  $t^2 = 0$  and  $t^2 > 0$ , the slopes of the gradients of O and Cl differ by 50 per cent. This difference does not rely on the ICF used as it remains even when the ICF from Esteban et al. (2015) is used. Instead, this inconsistency seems to be originated in a statistical difference between the sample of regions used to derive the O and Cl gradients. The number of objects used to obtain the gradient of O is larger than that of Cl, sampling a wider range of Galactocentric distances. If we constrain our sample to those regions in the range of Galactocentric distances between  $6.0 \text{ kpc} < R_G < 15.0 \text{ kpc}$  – which covers the well-sampled area in the Cl gradient – we obtain slopes of the O gradient of  $-0.038 \pm 0.010 \text{ dex kpc}^{-1}$  and  $-0.051 \pm 0.010 \text{ dex kpc}^{-1}$  for  $t^2 = 0$  and  $t^2 > 0$ , respectively. These values are in better agreement with the slopes of the Cl gradients for each case, as expected under the mentioned scenario.

It is interesting to compare our gradients with  $t^2 > 0$  with those gradients derived from CELs in the far-infrared (FIR). These lines, due to their origin, have a much lower dependence on temperature than optical CELs. Therefore, if chemical abundances based on optical CELs are underestimated in the case of  $t^2 = 0$ , the abundances derived with FIR should be less affected, being more similar to our predictions with  $t^2 > 0$ . Rudolph et al. (2006) determined the gradients of N, O, and S using FIR CELs. For the O gradient, our slope is steeper and our intercept is higher in both cases:  $t^2 = 0$  and  $t^2 > 0$ . This may be due to the fact that the determination of the total O abundance in the work of Rudolph et al. (2006) is not direct, requiring an ICF to correct for the lack of [O II] lines in their FIR spectra. Errors in the ICF are especially critical for the innermost regions of the Galaxy where  $\text{O}^+$  is usually the dominant ion. In the case of N, although our determinations and those of Rudolph et al. (2006) require the use of ICFs to estimate the contribution of  $\text{N}^{2+}$  and  $\text{N}^+$ , respectively, both kinds of results are in agreement when the abundance derived with  $t^2 > 0$  are considered in the optical data. In the case of S, both ions  $\text{S}^+$  and  $\text{S}^{3+}$  may have relevant contributions to the total abundance. The slope of the radial gradient of S from Rudolph et al. (2006) is consistent with ours in the case of  $t^2 > 0$ ; this is not the case when comparing the intercept.

In the case of the N/O ratio, the slopes of both gradients are consistent within the uncertainties. Moreover the N/O versus O/H distribution have a similar qualitative behaviour: the observed trend in the optical with  $t^2 = 0$  is practically flat (in our case  $\log(\text{N}/\text{O}) = -0.77 \pm 0.08$ ; Arellano-Córdova et al. 2021), while that observed in both FIR and optical CELs with  $t^2 > 0$  has a positive slope. Both the FIR and the optical data with  $t^2 > 0$  may support the contribution of some secondary N in the Galactic disc. However, the uncertainties are large enough to prevent us from being conclusive. The comparison between the optical data results assuming  $t^2 = 0$  and the gradients obtained for H II regions by other groups or other objects has been extensively discussed in Arellano-Córdova et al. (2020, 2021).

In our sample of Galactic H II regions, we found no evidence of azimuthal variations in the chemical abundances and, essentially, their distribution depends only on the Galactocentric distance. However, our sample is concentrated in two Galactic quadrants, as shown in Fig. 1, whose characteristics may be different from the H II regions located in the rest of the Galaxy (Wenger et al. 2019).

Recently, De Cia et al. (2021) have claimed that there are variations of up to 1 dex in the metallicity of the neutral gas of the solar neighbourhood. We definitively do not observe such variations in H II regions. The O abundances – the proxy of metallicity in ionized nebulae – present a rather uniform linear distribution with the Galactocentric radius, independently of considering  $t^2 = 0$  or  $t^2 > 0$ . In fact, the radial gradient of O is already perceptible even if we limit ourselves to heliocentric distances less than 3 kpc – as the data of De Cia et al. (2021) – given the quality of our spectra and the detail of our analysis. As mentioned before and contrary to what happens with Fe and Ni atoms, the impact of O depletion on dust grains is limited to a factor of the order of 0.1 dex at maximum, an order of magnitude below the variations acclaimed by De Cia et al. (2021). This implies that any hypothetical pristine gas inclusions in the solar neighbourhood must be well mixed in present-day Galactic H II regions.

## 6 CONCLUSIONS

In this work, we determine the radial abundances gradients of He, C, N, O, Ne, S, Cl, and Ar in the Milky Way assuming the temperature fluctuations paradigm,  $t^2 > 0$ , and the most recent parallax-based distances using Gaia EDR3 data. The analysis of the physical conditions and chemical abundances of this work is complementary to the previous ones by Méndez-Delgado et al. (2020) and Arellano-Córdova et al. (2020, 2021), where a homogeneous temperature structure,  $t^2 = 0$ , is assumed.

We calculate the parallax-based distances to the Galactic H II regions through the identification of their ionizing sources and using the Bailer-Jones et al. (2021) statistical approach. The comparison of the Gaia EDR3 parallax-based distances with kinematic ones shows that the Galactic rotation curve of Reid et al. (2014, 2019), calibrated with maser parallaxes obtained at radio wavelengths, provide more consistent results than the classic rotation curve of Brand & Blitz (1993) for the regions of our sample.

To apply the Peimbert's  $t^2$  formalism (Peimbert 1967), we use the weighted mean of the  $t^2$  values obtained for M 8, M 16, M 17, M 20, NGC 3576, NGC 3603, Sh 2-311, and NGC 2579, assuming that the ADF(O<sup>++</sup>) is produced by temperature fluctuations (García-Rojas & Esteban 2007; Esteban et al. 2013). That sample of H II regions covers  $R_G$  values between 6.5 and 11.6 kpc. We find that  $t^2$  shows a rather constant distribution with  $R_G$ , which suggests that a  $t^2 = 0.038 \pm 0.004$  may be representative for our sample. We apply the Peimbert (1967) formalism using the representative  $t^2$  value and the ionic abundances determined by Arellano-Córdova et al. (2020, 2021), obtained under the assumption of  $t^2 = 0$ . To estimate the total abundances of C, N, Ne, S, Cl, and Ar, we use the ICFs from Amayo et al. (2021), including the uncertainties of the ICFs in our calculations.

We find that total abundances determined from CELs of all elements at a given  $R_G$  increase by up to 0.3 dex when  $t^2 > 0$  is considered, becoming more consistent with the solar values recommended by Lodders (2019) and Asplund et al. (2021). The radial distributions of the  $\alpha$ -elements are consistent with a common slope – which is expected due to their common nucleosynthesis – when using  $t^2 > 0$ . The  $t^2$  formalism does not seem to introduce inconsistencies

in the distributions of the chemical abundances studied. Therefore, it can be invoked as a likely explanation of the ADF problem in Galactic H II regions. However, the demonstration of the physical processes that may generate these temperature fluctuations is a matter of debate and there is still no definitive solution to this problem.

## ACKNOWLEDGEMENTS

We are very grateful to the referee, Dr. Laura Magrini, for her useful comments to the first version of the paper. JEM-D is very grateful to Žofia Chrobáková for her suggestions and discussions about this work. JEM-D appreciates the friendly communication of Trey Wenger and the exchange of views regarding kinematic distances. JEM-D thanks the support of the Instituto de Astrofísica de Canarias under the Astrophysicist Resident Program and acknowledges support from the Mexican Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) (grant CVU 602402). JEM-D, CE, and JG-R acknowledge support from (i) the Agencia Estatal de Investigación del Ministerio de Ciencia e Innovación (AEI-MCINN) under grant *Espectroscopía de campo integral de regiones H2 locales. Modelos para el estudio de regiones H2 extragalácticas* with reference 10.13039/501100011033 and (ii) the grant P/308614 financed by funds transferred from the Spanish Ministry of Science, Innovation and Universities (MCIU), charged to the General State Budgets and from the General Budgets of the Autonomous Community of the Canary Islands by the MCIU. AM-A thanks Grazyna Stasińska for her suggestions and several conversations and CONACyT for her PhD. scholarship (CVU No. 825508). AM-A, GD-I, and LC thank support from Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) from Dirección General de Asuntos del Personal Académico (DGAPA)-Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM) grant no. IN-103820. LC acknowledges support from the grants IA-100420, IG-100622, and IN-100519 (DGAPA-PAPIIT, UNAM) and funding from the CONACyT grant CF19-39578. JG-R acknowledges support from the Severo Ochoa excellence program CEX2019-000920-S. This work has made use of data from the European Space Agency (ESA) mission *Gaia* (<https://www.cosmos.esa.int/Gaia>), processed by the *Gaia* Data Processing and Analysis Consortium (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/Gaia/dpac/consortium>). Funding for the DPAC has been provided by national institutions, in particular the institutions participating in the *Gaia* Multilateral Agreement.

## DATA AVAILABILITY

This research is based on public data available in the cited references. Our results are entirely present in the tables of this work.

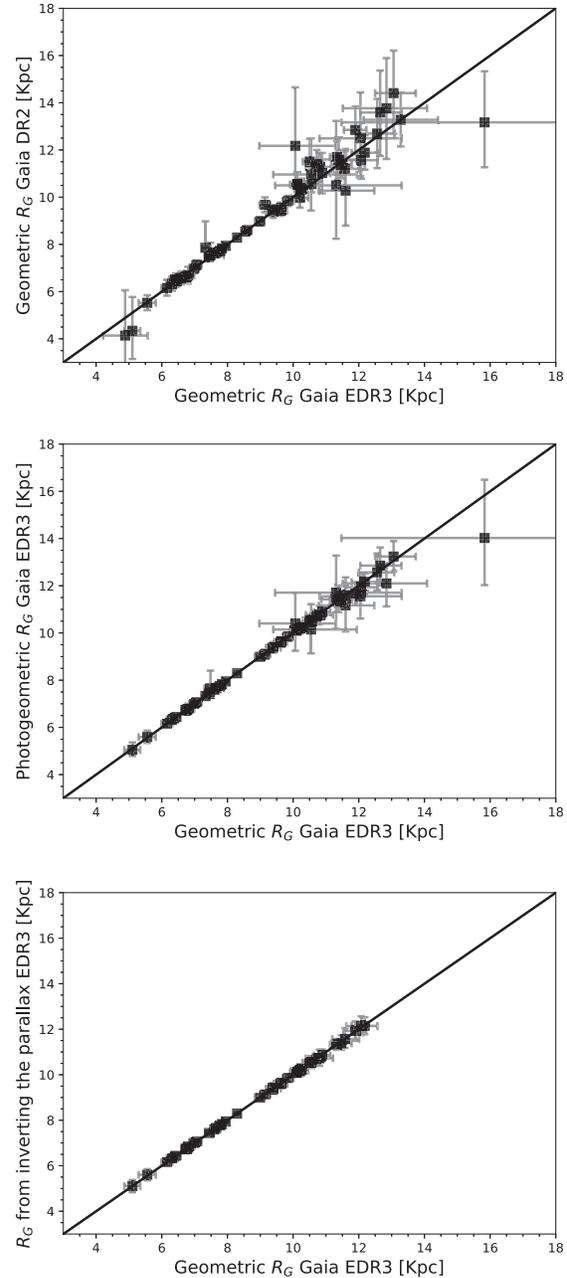
## REFERENCES

- Afflerbach A., Churchwell E., Acord J. M., Hofner P., Kurtz S., Depree C. G., 1996, *ApJS*, 106, 423  
 Amayo A., Delgado-Inglada G., Stasińska G., 2021, *MNRAS*, 505, 2361  
 Anderson L. D., Armentrout W. P., Johnstone B. M., Bania T. M., Balsaer D. S., Wenger T. V., Cunningham V., 2015, *ApJS*, 221, 26  
 Arellano-Córdova K. Z., Esteban C., García-Rojas J., Méndez-Delgado J. E., 2020, *MNRAS*, 496, 1051  
 Arellano-Córdova K. Z., Esteban C., García-Rojas J., Méndez-Delgado J. E., 2021, *MNRAS*, 502, 225  
 Asplund M., Amarsi A. M., Grevesse N., 2021, *A&A*, 653, A141  
 Avedisova V. S., Kondratenko G. I., 1984, *Nauchnye Inf.*, 56, 59

- Aver E., Olive K. A., Skillman E. D., 2015, *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2015, 011
- Bailer-Jones C. A. L., Rybizki J., Fouesneau M., Mantelet G., Andrae R., 2018, *AJ*, 156, 58
- Bailer-Jones C. A. L., Rybizki J., Fouesneau M., Demleitner M., Andrae R., 2021, *AJ*, 161, 147
- Balser D. S., Rood R. T., Bania T. M., Anderson L. D., 2011, *ApJ*, 738, 27
- Bartkiewicz A., Brunthaler A., Szymczak M., van Langevelde H. J., Reid M. J., 2008, *A&A*, 490, 787
- Binder B. A., Povich M. S., 2018, *ApJ*, 864, 136
- Bland-Hawthorn J., Gerhard O., 2016, *ARA&A*, 54, 529
- Bohigas J., Tapia M., 2003, *AJ*, 126, 1861
- Brand J., Blitz L., 1993, *A&A*, 275, 67
- Brand J., Wouterloot J. G. A., 1988, *A&AS*, 75, 117
- Brunthaler A., Reid M. J., Menten K. M., Zheng X. W., Moscadelli L., Xu Y., 2009, *ApJ*, 693, 424
- Camargo D., Bonatto C., Bica E., 2011, *MNRAS*, 416, 1522
- Caplan J., Deharveng L., Peña M., Costero R., Blondel C., 2000, *MNRAS*, 311, 317
- Carigi L., Peimbert M., Esteban C., García-Rojas J., 2005, *ApJ*, 623, 213
- Carigi L., Peimbert M., Peimbert A., 2019, *ApJ*, 873, 107
- Chini R., Wink J. E., 1984, *A&A*, 139, L5
- Chu Y. H., 1982, *ApJ*, 254, 578
- Chu Y. H., Gull T. R., Treffers R. R., Kwitter K. B., Troland T. H., 1982, *ApJ*, 254, 562
- Churchwell E., Walmsley C. M., 1973, *A&A*, 23, 117
- Copetti M. V. F., Oliveira V. A., Riffel R., Castañeda H. O., Sanmartín D., 2007, *A&A*, 472, 847
- Damiani F. et al., 2017, *A&A*, 604, A135
- De Becker M., Rauw G., Blomme R., Pittard J. M., Stevens I. R., Runacres M. C., 2005, *A&A*, 437, 1029
- De Cia A., Jenkins E. B., Fox A. J., Ledoux C., Ramburth-Hurt T., Konstantopoulou C., Petitjean P., Krogager J.-K., 2021, *Nature*, 597, 206
- Deharveng L., Peña M., Caplan J., Costero R., 2000, *MNRAS*, 311, 329
- Deharveng L., Lefloch B., Kurtz S., Nadeau D., Pomarès M., Caplan J., Zavagno A., 2008, *A&A*, 482, 585
- Drew J. E., Monguió M., Wright N. J., 2019, *MNRAS*, 486, 1034
- Esteban C., Fernández M., 1998, *MNRAS*, 298, 185
- Esteban C., García-Rojas J., 2018, *MNRAS*, 478, 2315
- Esteban C., Vilchez J. M., Manchado A., Edmunds M. G., 1989, *Ap&SS*, 157, 3
- Esteban C., Peimbert M., García-Rojas J., Ruiz M. T., Peimbert A., Rodríguez M., 2004, *MNRAS*, 355, 229
- Esteban C., García-Rojas J., Peimbert M., Peimbert A., Ruiz M. T., Rodríguez M., Carigi L., 2005, *ApJ*, 618, L95
- Esteban C., Bresolin F., Peimbert M., García-Rojas J., Peimbert A., Mesa-Delgado A., 2009, *ApJ*, 700, 654
- Esteban C., Carigi L., Copetti M. V. F., García-Rojas J., Mesa-Delgado A., Castañeda H. O., Péquignot D., 2013, *MNRAS*, 433, 382
- Esteban C., García-Rojas J., Pérez-Mesa V., 2015, *MNRAS*, 452, 1553
- Esteban C., Fang X., García-Rojas J., Toribio San Cipriano L., 2017, *MNRAS*, 471, 987
- Esteban C., Bresolin F., García-Rojas J., Toribio San Cipriano L., 2020, *MNRAS*, 491, 2137
- Fabircius C. et al., 2021, *A&A*, 649, A5
- Fernández V., Terlevich E., Díaz A. I., Terlevich R., 2019, *MNRAS*, 487, 3221
- Fernández-Martín A., Pérez-Montero E., Vilchez J. M., Mampaso A., 2017, *A&A*, 597, A84
- Forbes D., 1989, *A&AS*, 77, 439
- Foster T., Brunt C. M., 2015, *AJ*, 150, 147
- Gaia Collaboration, 2018, *A&A*, 616, A1
- Gaia Collaboration, 2021, *A&A*, 649, A1
- García-Rojas J., Esteban C., 2007, *ApJ*, 670, 457
- García-Rojas J., Esteban C., Peimbert M., Rodríguez M., Ruiz M. T., Peimbert A., 2004, *ApJS*, 153, 501
- García-Rojas J., Esteban C., Peimbert A., Peimbert M., Rodríguez M., Ruiz M. T., 2005, *MNRAS*, 362, 301
- García-Rojas J., Esteban C., Peimbert M., Costado M. T., Rodríguez M., Peimbert A., Ruiz M. T., 2006, *MNRAS*, 368, 253
- García-Rojas J., Esteban C., Peimbert A., Rodríguez M., Peimbert M., Ruiz M. T., 2007, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 43, 3
- García-Rojas J., Simón-Díaz S., Esteban C., 2014, *A&A*, 571, A93
- Georgelin Y. M., Georgelin Y. P., Roux S., 1973, *A&A*, 25, 337
- Gravity Collaboration, 2019, *A&A*, 625, L10
- Hamann W. R., Gräfener G., Liermann A., 2006, *A&A*, 457, 1015
- Harten R. H., Felli M., Tofani G., 1978, *A&A*, 70, 205
- Hawley S. A., 1978, *ApJ*, 224, 417
- Henry R. B. C., Edmunds M. G., Köppen J., 2000, *ApJ*, 541, 660
- Hernández J., Calvet N., Briceño C., Hartmann L., Berlind P., 2004, *AJ*, 127, 1682
- Hirota T. et al., 2007, *PASJ*, 59, 897
- Hsyu T., Cooke R. J., Prochaska J. X., Bolte M., 2020, *ApJ*, 896, 77
- Hunter D. A., Massey P., 1990, *AJ*, 99, 846
- Ji W. G., Zhou J. J., Esimbek J., Wu Y. F., Wu G., Tang X. D., 2012, *A&A*, 544, A39
- Kerr F. J., Lynden-Bell D., 1986, *MNRAS*, 221, 1023
- Kirsanova M. S., Sobolev A. M., Thomasson M., Wiebe D. S., Johansson L. E. B., Seleznev A. F., 2008, *MNRAS*, 388, 729
- Klačka J., Nagy R., Jurči M., 2012, *MNRAS*, 427, 358
- Kobayashi C., Karakas A. I., Lugaro M., 2020, *ApJ*, 900, 179
- Kraus S. et al., 2007, *A&A*, 466, 649
- Kunth D., Sargent W. L. W., 1983, *ApJ*, 273, 81
- Kurichin O. A., Kisilitsyn P. A., Klimenko V. V., Balashev S. A., Ivanchik A. V., 2021, *MNRAS*, 502, 3045
- Lindegren L. et al., 2018, *A&A*, 616, A2
- Lindegren L. et al., 2021a, *A&A*, 649, A2
- Lindegren L. et al., 2021b, *A&A*, 649, A4
- Lodders K., 2019, preprint ([arXiv:1912.00844](https://arxiv.org/abs/1912.00844))
- Luck R. E., 2018, *AJ*, 156, 171
- Lynds B. T., Oneil E. J. J., 1983, *ApJ*, 265, 803
- Lynds B. T., Oneil E. J. J., 1986, *ApJ*, 306, 532
- Maíz Apellániz J. et al., 2016, *ApJS*, 224, 4
- Mallick K. K., Ojha D. K., Samal M. R., Pandey A. K., Bhatt B. C., Ghosh S. K., Dwivedi L. K., Tamura M., 2012, *ApJ*, 759, 48
- Martínez-Barbosa C. A., Brown A. G. A., Portegies Zwart S., 2015, *MNRAS*, 446, 823
- Martínez-Medina L. A., Pichardo B., Peimbert A., Carigi L., 2017, *MNRAS*, 468, 3615
- Mehner A. et al., 2016, *A&A*, 585, A81
- Méndez-Delgado J. E., Esteban C., García-Rojas J., Arellano-Córdova K. Z., Valerdi M., 2020, *MNRAS*, 496, 2726
- Menten K. M., Reid M. J., Forbrich J., Brunthaler A., 2007, *A&A*, 474, 515
- Mesa-Delgado A., Esteban C., García-Rojas J., Luridiana V., Bautista M., Rodríguez M., López-Martín L., Peimbert M., 2009, *MNRAS*, 395, 855
- Moffat A. F. J., Fitzgerald M. P., Jackson P. D., 1979, *A&AS*, 38, 197
- Moisés A. P., Damineli A., Figuerêdo E., Blum R. D., Conti P. S., Barbosa C. L., 2011, *MNRAS*, 411, 705
- Molina Lera J. A., Baume G., Gamen R., 2018, *MNRAS*, 480, 2386
- Nazé Y., 2009, *A&A*, 506, 1055
- Neckel T., Staude H. J., 1984, *A&A*, 131, 200
- Ojha D. K. et al., 2011, *ApJ*, 738, 156
- Pagel B. E. J., Simonson E. A., Terlevich R. J., Edmunds M. G., 1992, *MNRAS*, 255, 325
- Pandey A. K. et al., 2013, *ApJ*, 764, 172
- Paron S., Weidmann W., Ortega M. E., Albacete Colombo J. F., Pichel A., 2013, *MNRAS*, 433, 1619
- Peimbert M., 1967, *ApJ*, 150, 825
- Peimbert A., Peimbert M., 2010, *ApJ*, 724, 791

- Peimbert M., Torres-Peimbert S., Rayo J. F., 1978, *ApJ*, 220, 516
- Peimbert M., Peimbert A., Ruiz M. T., Esteban C., 2004, *ApJS*, 150, 431
- Peimbert M., Luridiana V., Peimbert A., 2007, *ApJ*, 666, 636
- Peimbert A., Peimbert M., Luridiana V., 2016, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 52, 419
- Persi P., Ferrari-Toniolo M., Shivanandan K., Spinoglio L., 1987, *A&AS*, 70, 437
- Planck Collaboration, 2020, *A&A*, 641, A6
- Povich M. S., Busk H. A., Feigelson E. D., Townsley L. K., Kuhn M. A., 2017, *ApJ*, 838, 61
- Quiroza C., Rood R. T., Bania T. M., Balser D. S., Maciel W. J., 2006, *ApJ*, 653, 1226
- Reed B. C., 2003, *AJ*, 125, 2531
- Reid M. J., Menten K. M., Zheng X. W., Brunthaler A., Xu Y., 2009, *ApJ*, 705, 1548
- Reid M. J. et al., 2014, *ApJ*, 783, 130
- Reid M. J. et al., 2019, *ApJ*, 885, 131
- Rho J., Ramírez S. V., Corcoran M. F., Hamaguchi K., Lefloch B., 2004, *ApJ*, 607, 904
- Rho J., Reach W. T., Lefloch B., Fazio G. G., 2006, *ApJ*, 643, 965
- Rolleston W. R. J., Dufton P. L., Fitzsimmons A., 1994, *A&A*, 284, 72
- Roman-Lopes A., Roman-Lopes G. F., 2019, *MNRAS*, 484, 5578
- Rudolph A. L., Brand J., de Geus E. J., Wouterloot J. G. A., 1996, *ApJ*, 458, 653
- Rudolph A. L., Fich M., Bell G. R., Norsen T., Simpson J. P., Haas M. R., Erickson E. F., 2006, *ApJS*, 162, 346
- Russeil D., 2003, *A&A*, 397, 133
- Russeil D., Adami C., Georgelin Y. M., 2007, *A&A*, 470, 161
- Russeil D., Zavagno A., Mège P., Poulin Y., Molinari S., Cambresy L., 2017, *A&A*, 601, L5
- Samal M. R. et al., 2010, *ApJ*, 714, 1015
- Samal M. R. et al., 2014, *A&A*, 566, A122
- Shaver P. A., McGee R. X., Newton L. M., Danks A. C., Pottasch S. R., 1983, *MNRAS*, 204, 53
- Skiff B. A., 2014, VizieR Online Data Catalog, B/mk
- Smith L. F., Shara M. M., Moffat A. F. J., 1996, *MNRAS*, 281, 163
- Sota A., Maíz Apellániz J., Morrell N. I., Barbá R. H., Walborn N. R., Gamen R. C., Arias J. I., Alfaro E. J., 2014, *ApJS*, 211, 10
- Talent D. L., Dufour R. J., 1979, *ApJ*, 233, 888
- Townsley L. K., Broos P. S., Chu Y.-H., Gruendl R. A., Oey M. S., Pittard J. M., 2011, *ApJS*, 194, 16
- Valeri M., Peimbert A., Peimbert M., 2021, *MNRAS*, 505, 3624
- van Zee L., Salzer J. J., Haynes M. P., O'Donoghue A. A., Balonek T. J., 1998, *AJ*, 116, 2805
- Vilchez J. M., Pagel B. E. J., 1988, *MNRAS*, 231, 257
- Vincenzo F., Belfiore F., Maiolino R., Matteucci F., Ventura P., 2016, *MNRAS*, 458, 3466
- Wenger T. V., Balser D. S., Anderson L. D., Bania T. M., 2018, *ApJ*, 856, 52
- Wenger T. V., Balser D. S., Anderson L. D., Bania T. M., 2019, *ApJ*, 887, 114
- Xu Y., Reid M. J., Menten K. M., Brunthaler A., Zheng X. W., Moscadelli L., 2009, *ApJ*, 693, 413
- Zhang B., Zheng X. W., Reid M. J., Menten K. M., Xu Y., Moscadelli L., Brunthaler A., 2009, *ApJ*, 693, 419

## APPENDIX A



**Figure A1.** Comparison of the Gaia EDR3 geometric Galactocentric distance with other determinations based on Gaia parallaxes. *Top panel:* Gaia DR2 geometric distance. *Middle panel:* Gaia EDR3 photogeometric distance. *Bottom panel:* Distance obtained directly as the inverse of Gaia EDR3 parallax in a sub-sample with uncertainties in the parallax smaller than 10 per cent.

## 6.2. Ecuaciones adicionales de evolución química galáctica

El código CHEVOL resuelve las ecuaciones estándar de evolución química, originalmente propuestas por Tinsley (1980). En esta sección, se muestran algunas de estas ecuaciones, que incluyen los parámetros relevantes utilizados en los CEMs calculados en esta tesis. Todas, se muestran para un radio definido en  $R_G = 8$  kpc, para el que fueron calculados los modelos, eliminando la dependencia radial en cada una de ellas.

La evolución temporal y espacial de la densidad superficial de un elemento químico determinado ( $k$ ) se puede expresar como:

$$\dot{M}_k(t) = -SFR(t)X_k(t) + \dot{R}_k(t) + IR_{\text{tot}}(k, t) - OF_{\text{tot}}(k, t), \quad (6.1)$$

donde  $M_k(t) = M_{\text{gas}}(t)X_k(t)$  corresponde a la masa del elemento  $k$  en el ISM al tiempo  $t$ , en función de su fracción de abundancia en masa  $X_k(t)$  y la masa del gas  $M_{\text{gas}}(t)$ ;  $SFR(t)$  es la tasa de formación estelar;  $\dot{R}_k(t)$  es la tasa de cambio en la masa eyectada por las estrellas en forma de  $k$ , auto-procesada o no auto-procesada por estas estrellas; y finalmente,  $IR_{\text{tot}}(k, t)$  y  $OF_{\text{tot}}(k, t)$  corresponden a las tasas de acreción y pérdida de gas respectivamente. En esta ecuación, el primer término representa la tasa a la cuál el elemento  $k$  es capturado del ISM por las estrellas que nacen al tiempo  $t$ . La parametrización utilizada para la  $SFR$  se detalla en el Capítulo 4 (Ecuación 4.3).

Los términos  $IR_{\text{tot}}(k, t)$  y  $OF_{\text{tot}}(k, t)$  dependen del escenario que se considere para la Galaxia. En este trabajo, los dos discos Galácticos se forman a partir de dos caídas de gas (Chiappini et al., 1997), con una tasa de acreción  $IR_{\text{tot}}(k, t)$  como se muestra en la Ecuación 4.1. El término  $OF_{\text{tot}}(k, t)$ , por otro lado, no es considerado en los modelos de esta tesis, ya que no se consideran vientos Galácticos.

El segundo término de la Ecuación 6.1 corresponde al cambio en el tiempo de la tasa a la que el elemento  $k$  es eyectado al ISM por las estrellas. Las estrellas pueden contaminar el ISM por medio de vientos o a través de explosiones de supernova, que pueden ser supernovas de tipo II o supernovas de sistemas binarios del tipo Ia. Este término se expresa como:

$$\begin{aligned} \dot{R}_k(t) = & \int_{M_i^{\text{low}}(t)}^{M_{\text{binmin}}} SFR(t - \tau)Q_{M_i}(t)(t - \tau)IMF(M_i)dM_i \\ & + A_{\text{bin}} \int_{M_{\text{binmin}}}^{M_{\text{binmax}}} IMF(M_i) \left[ \int_{\mu_{\text{min}}}^{0.5} f(\mu)SFR(t - \tau_2)Q_{M_i}(t - \tau_2)d\mu \right] dm \\ & + (1 - A_{\text{bin}}) \int_{M_{\text{binmin}}}^{M_{\text{binmax}}} SFR(t - \tau)Q_{M_i}(t)(t - \tau)IMF(M_i)dM_i \\ & + \int_{M_{\text{binmax}}}^{M_i^{\text{up}}} SFR(t - \tau)Q_{M_i}(t)(t - \tau)IMF(M_i)dM_i. \end{aligned} \quad (6.2)$$

En esta ecuación, la primera integral representa la tasa a la que el elemento  $k$  es eyectado al ISM por estrellas individuales con masas en el intervalo  $[M_i^{\text{low}}, M_{\text{binmin}}]$  siendo  $M_i^{\text{low}}$  la masa mínima que muere y contamina el ISM y  $M_{\text{binmin}}$  es la masa mínima total de un sistema binario que da origen a una SNe Ia.  $Q_{M_i}(t)$  representa la masa eyectada del elemento  $k$  al tiempo  $t$ ,  $IMF(M_i)$  es la función inicial de masa y  $\tau$  es el tiempo de vida de cada estrella.

El segundo término de la Ecuación 6.2 representa al material eyectado por estrellas binarias, con masas en el rango de  $M_i^{\text{binmin}}$  a  $M_{\text{binmax}}$ , las cuales mueren como SNe Ia.  $A_{\text{bin}}$  corresponde a la fracción de sistemas binarios que producen SNe Ia y es un parámetro libre en los CEMs (utilizado aquí como se explica en las Secciones 4.3 y 4.4). En este término,  $\tau_2$  se refiere al tiempo de vida de la estrella secundaria del sistema

binario (el cuál, regula la escala de tiempo a la que se lleva a cabo la explosión de **SNe Ia**). Aquí,  $\mu = M_i^2/M_i^B$  es la fracción de masa de la estrella secundaria ( $M_i^2$ ) con respecto a la masa total del sistema binario ( $M_i^B$ ) y  $f(\mu)$  representa la función de distribución de este cociente.

La tercera integral también representa la contribución de estrellas individuales con masas en el rango  $[M_i^{binmin}, M_{binmax}]$ , pero que no producen explosiones de **SNe Ia**.

El último término de la Ecuación 6.2, representa el material eyectado por las estrellas con masas mayores a  $M_{binmax}$  y menores a  $M_i^{up}$ , donde este último es un parámetro libre en los **CEMs** seleccionado para cada CEM como se explica en las Secciones 4.3 y 4.4.

De esta ecuación, la masa eyectada  $Q_{M_i}(t)$  se relaciona con los yields estelares a partir de la expresión:

$$Q_{M_i}(t) = (M_i - M_{rem})X_k(t - \tau_{M_i}) - M_i p_k, \quad (6.3)$$

donde  $p_k$  son los yields estelares de la Ecuación 1.1.

### 6.3. Función para el tiempo de vida estelar

En este trabajo se calculó un ajuste de los tiempos de vida estelar ( $\tau$ ) en función de la masa inicial de cada estrella ( $M_i$ ), utilizando los  $\tau$  de los modelos de **KAR** (para **LIMS**), **Doherty et al.** (para súper **AGBs**) y **Limongi & Chieffi (2018)** (para **MS**). Aunque para la construcción de la primera matriz de yields (ver Sección 2.6) no se consideraron estrellas súper **AGBs**, sí se utilizaron para calcular este ajuste debido a que estos modelos ayudan a completar el intervalo de masas  $6.5 < M_i < 9.0 M_\odot$ , lo que permite obtener una función  $\tau - M_i$  mejor calculada. De la misma forma, aunque en este trabajo se utilizaron únicamente los yields sin rotación estelar de **Limongi & Chieffi (2018)**, se incluyeron para el cálculo de esta función, con el fin de considerar la dispersión que puede agregar este otro parámetro físico.

Esta función (llamada en adelante  $\tau_{fit}$ ) se muestra en la línea negra continua del panel izquierdo de la Figura 6.1, donde los círculos representan los  $\tau$  publicados. El tamaño de los símbolos representa las velocidades de rotación consideradas en los modelos estelares, la cual, es distinta de cero sólo en algunos de los modelos calculados por **Limongi & Chieffi (2018)**. En el panel derecho de esta figura, se muestra la diferencia de las edades calculadas con el ajuste  $\tau_{fit}$  y las edades de los modelos estelares, en función de  $\log(M_i)$ . Se puede ver que la dispersión de los modelos es considerable cuando  $M_i < 1.5 M_\odot$ , donde el ajuste puede subestimar o sobre-estimar la edad de los modelos en hasta 6 Gyr, pero esta disminuye considerablemente a masas mayores (las cuales, son las estrellas que más contaminan el **ISM**), donde la dispersión de los modelos es menor a 1 Gyr. La versión del código **CHEVOL** utilizada en este trabajo no considera una dependencia de los tiempos de vida con  $Z_i$ , lo cuál sólo puede llegar a ser significativo para  $M_i < 1.5 M_\odot$  según los modelos estelares utilizados, por lo que esta dependencia no se consideró en el cálculo de  $\tau_{fit}$ . La función  $\tau_{fit}$  se muestra en la Sección 4.1, junto con los demás ingredientes utilizados para calcular los **CEMs**.

### 6.4. Separación de los discos grueso y delgado en [O/Fe] vs [Fe/H]

Para comparar las predicciones de los **CEMs** con las estrellas del DR17 de **APOGEE** (descritas en el Capítulo 3), separadas en disco grueso y del disco delgado en el diagrama [O/Fe] en función de [Fe/H], se calculó una función que permitiera separar estadísticamente ambos discos, siguiendo un método similar al utilizado en **Bertran de Lis et al. 2016**. Para ello, se delimitó la región donde, a simple vista, es más clara la separación de las estrellas en este diagrama (líneas negras del panel izquierdo en la Figura 6.2). Posteriormente, se dividió en intervalos de 0.1 dex el eje horizontal y de la distribución dentro de cada intervalo, se obtuvo la distribución bimodal, característica de los dos discos. A esta distribución, se ajustaron dos curvas Gaussianas (como se puede ver en el panel derecho de la Figura 6.2), para las que se calculó el punto de intersección entre ellas

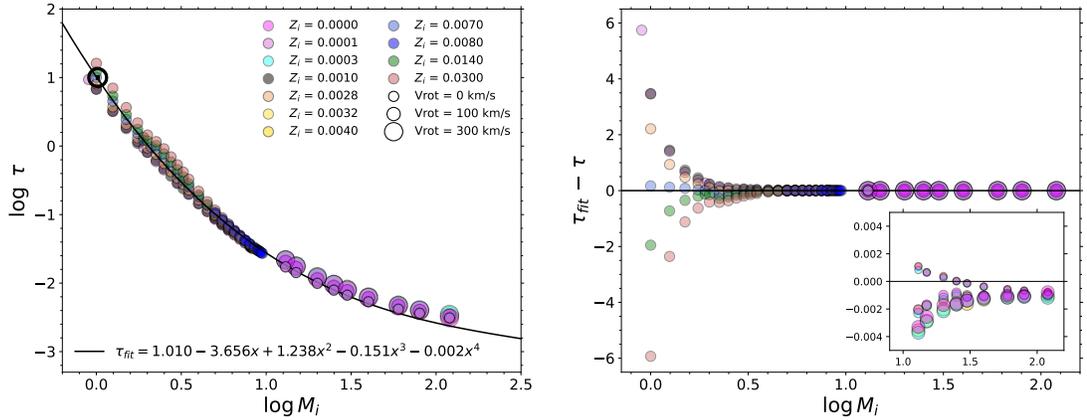


Figura 6.1: *Panel izquierdo:* Función de la edad estelar ( $\tau$ ) con respecto a la masa inicial de cada estrella ( $M_i$ ) utilizada en el código de evolución química (mostrada en la línea continua). Los colores representan la  $Z_i$  de cada modelo y el tamaño de los puntos, su velocidad de rotación. *Panel derecho:* Diferencia entre la edad estimada con el ajuste calculado y la edad de cada modelo en función de  $M_i$ . El panel pequeño muestra un acercamiento de la misma figura con los mismos ejes.

en función de su posición con respecto a los máximos de las dos distribuciones. Finalmente, a la colección de puntos recopilados, se calculó un ajuste polinomial de grado 3, el cuál fue suavizado en los extremos, pero que se utilizó únicamente en el rango donde se tienen suficientes estrellas de los dos discos como para realizar este cálculo. Este método se realizó para todos los intervalos radiales explorados con la muestra de estrellas de APOGEE (anillos de 2 kpc de ancho, mostrados en la Figura 3.6), hasta un radio de  $R_G = 13$  kpc, donde aún se tienen suficientes estrellas de los dos discos como para llevar a cabo este análisis.

## 6.5. Corrección por O en polvo y ADF de Peña-Guerrero et al.

Adicionalmente, para las regiones H II se estudió también la corrección propuesta por Peña-Guerrero et al. (2012). Estos autores proponen una función para corregir las abundancias químicas de O simultáneamente por la depleción y por inhomogeneidades en la temperatura. Para calcular esta función, los autores utilizaron las abundancias químicas de O de una muestra de 28 regiones H II Galácticas y extragalácticas, a las que se aplicó un  $t^2$  previamente calculado para cada objeto y se corrigió por el O en polvo con los valores de Peimbert & Peimbert (2010) (cuyo método se explica en la Sección 3.3). Comparando las abundancias de O sin corrección alguna ( $O/H_{\text{CELS}}$ ) y las abundancias corregidas por los dos factores ( $O/H_{\text{PG12}}$ ), Peña-Guerrero et al. (2012) calcularon la siguiente expresión:

$$O/H_{\text{PG12}} = (1.0825 \pm 0.0017)(O/H_{\text{CELS}}) - (0.3750 \pm 0.0791), \quad (6.4)$$

donde las incertidumbres asociadas a cada coeficiente fueron calculadas en el presente trabajo utilizando los datos de Peña-Guerrero et al. (2012).

Al aplicar esta expresión a una muestra de regiones H II, además de la corrección por O en polvo de Peimbert & Peimbert (2010), se adopta de forma indirecta el  $t^2$  promedio de la muestra de Peña-Guerrero et al. (2012) como representativo (de  $t^2 = 0.0438 \pm 0.004$ ), el cuál, incluye regiones H II extragalácticas con altos valores de  $t^2$ . Los casos más extremos son NGC 2363 y TOL 2146-391, donde  $t^2 = 0.120 \pm 0.010$  y  $t^2 = 0.107 \pm 0.034$ , respectivamente, siendo ambos valores mucho mayores al promedio calculado en Méndez-Delgado et al. (2022a), de  $t^2 = 0.038 \pm 0.004$ , para regiones H II Galácticas. Debido a esto, esta expresión podría sobrestimar las abundancias corregidas por fluctuaciones de temperatura, si es utilizada en una muestra de regiones H II Galácticas o en objetos donde se espera un  $t^2$  promedio menor. En nuestra muestra, esto se

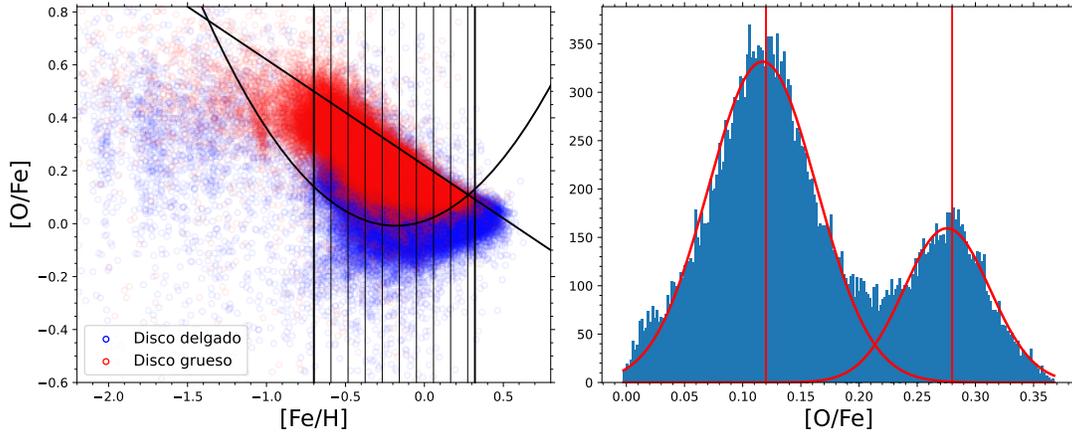


Figura 6.2: *Panel izquierdo*: Segmentación de las estrellas de APOGEE (puntos, del disco grueso en rojo y del disco delgado en azul) de la vecindad solar, en  $[O/Fe]$  en función de  $[Fe/H]$ . Las líneas negras muestran los intervalos definidos en el eje horizontal. *Panel derecho*: Distribución bimodal de uno de los intervalos de  $[Fe/H]$ . El punto de intersección de las dos Gaussianas ajustadas se utilizó para calcular una función de la separación de los discos en este diagrama.

comprueba al aplicar la Ecuación 6.4 a las abundancias  $O/H_{\text{CELS}}$ . Comparando las abundancias  $O/H_{\text{PG12}}$  obtenidas con las abundancias  $O/H_{\text{RLS/CELS}+t^2}^{\text{polvo}}$  previamente calculadas, se encuentra que las primeras son en general mayores al segundo grupo de 0.03 a 0.15 dex. Como en los dos casos, la corrección por O en el polvo se lleva a cabo de la misma forma, esta diferencia se atribuye directamente al  $t^2$  promedio utilizado en ambos casos, que difiere por las razones ya mencionadas. Debido a esto, para la muestra de este trabajo no se utilizó la expresión de Peña-Guerrero et al. (2012) y en su lugar, se utilizó la corrección por inhomogeneidades en la temperatura de Méndez-Delgado et al. (2022a) y la corrección por depleción de O en polvo descrita en la Sección 3.3.