UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Astrofísica y Ciencias de la Atmósfera

EL ORIGEN DEL CALENTAMIENTO Y LA QUÍMICA DE LAS NUBES DEL CENTRO GALÁCTICO

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR
PRESENTADA POR

Nemesio José Rodríguez Fernández

Bajo la dirección del Doctor:

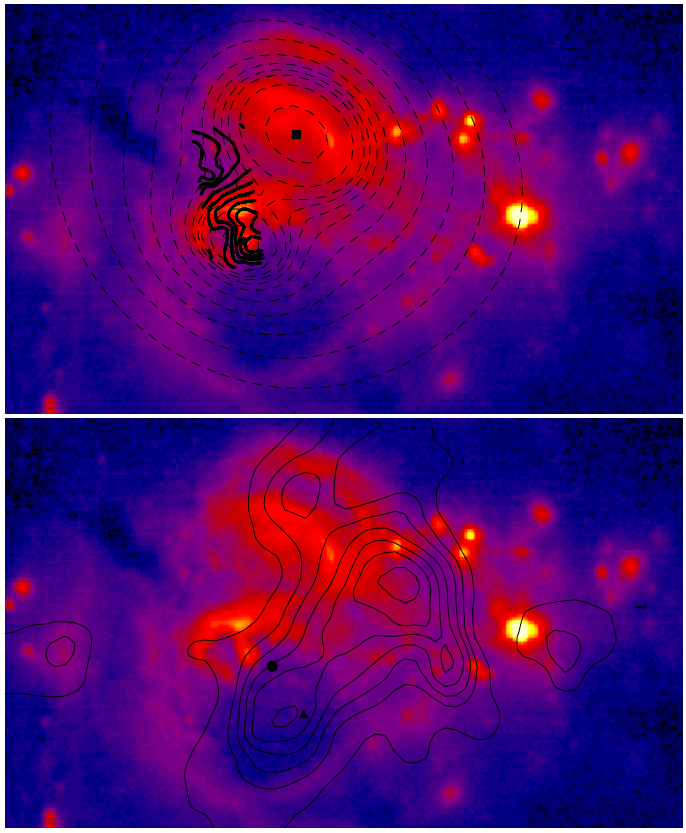
Jesús Martín-Pintado Martín

Madrid, 2002

ISBN: 84-669-1760-8

Observatorio Astronómico Nacional
Instituto Geográfico Nacional

El origen del calentamiento y la química de las nubes del centro galáctico



Nemesio J. Rodríguez Fernández

Departamento de Astrofísica y CC. de la Atmósfera
Facultad de Ciencias Físicas
Universidad Complutense de Madrid

El origen del calentamiento y la química de las nubes del centro galáctico

Observatorio Astronómico Nacional
Instituto Geográfico Nacional

El origen del calentamiento y la química de las nubes del centro galáctico

Nemesio J. Rodríguez Fernández

Director: Jesús Martín-Pintado Martín

Tutora: María José Fernández Figeroa

Memoria Presentada para acceder al grado de Doctor
Departamento de Astrofísica y CC. de la Atmósfera
Facultad de Ciencias Físicas
Universidad Complutense de Madrid
Madrid, Octubre 2001

Prefacio

El centro Galáctico (CG) es un región fascinante donde existen objetos como Sgr A* (que probablemente se trata de un agujero negro de varios millones de masas solares en el mismo centro dinámico de la Galaxia), el "Gran Aniquilador"(donde se esta produciendo la aniquilación entre materia y antimateria) o la estrella de la Pistola (una de las estrellas más luminosas que se conocen).

En los 500 pc centrales de la Galaxia se encuentra una sucesión de estructuras de emisión de continuo a longitudes de onda de radio conocidas en la actualidad como Sagitario (Sgr) A, B1, B2, C,... También existen complejos de nubes moleculares asociados a dichas estructuras. De hecho esos cientos de parsec centrales están ocupados por un disco de gas molecular que se conoce como Zona Molecular Central (ZMC) y que contiene un 10% del gas neutro de la Galaxia.

Por sus características sobresalientes algunos complejos como Sgr A y Sgr B2 han recibido una gran atención. El primero por situarse en torno al centro dinámico de la Galaxia y el segundo por ser la nube más masiva de la Galaxia y presentar una inusual riqueza química y el mayor brote de formación estelar masiva reciente que se conoce en toda la Galaxia.

Sin embargo, la ZMC en su conjunto ha recibido mucha menos atención. Se han realizado mapas de la emisión de distintos trazadores que han mostrado que la distribución de gas en trono al núcleo es muy asimétrica. También se han hecho estudios de nubes individuales distribuidas a lo largo de toda la ZMC. En general las propiedades del gas de la ZMC son muy homogéneas. La ZMC representa menos del 0.1% del volumen total de la Galaxia pero, como ya hemos dicho, contiene un 10% del total de gas neutro. Aproximadamente un 90% de ese gas se encuentra formando grandes nubes densas y turbulentas. A lo largo de toda la ZMC se miden temperaturas del orden de 200 K. Estas temperaturas son considerablemente más altas que en el disco de la Galaxia, donde sólo se encuentran en pequeñas zonas asociadas a fenómenos de formación estelar reciente. Se han propuesto varios posibles mecanismos de calentamiento para el gas del CG pero ninguno puede dar cuenta de todas las propiedades observadas y no está claro como se compensan entre si los distintos mecanismos para dar lugar a la homogeneidad observada. De hecho, no se conoce con certeza la cantidad total de gas caliente y su morfología, lo que no contribuye a aclarar cuales pueden ser los mecanismos de calentamiento, como tampoco lo hace la falta de estudios a gran escala de la interacción de la radiación UV o los rayos-X con la materia de la ZMC.

De modo similar a lo que ocurre con las altas temperaturas, en la ZMC se detecta emisión extensa de moléculas que en otras regiones de la Galaxia sólo se observan en pequeños núcleos densos y calientes.

Otro aspecto extraordinario de la ZMC es que a pesar de la gran cantidad de gas denso que se acumula en esta pequeña región de la Galaxia su eficiencia de formación estelar es sólo igual que en los brazos espirales del disco galáctico.

Claramente, es necesario profundizar en el estudio de las condiciones físicas y químicas

de las nubes del CG para aprender más sobre los mecanismos responsables de la excitación del gas y de la química de las nubes, así como sobre su relación con las condiciones iniciales y la evolución de la formación estelar en el CG. Además, la comprensión de los fenómenos que tienen lugar en el CG es fundamental para entender los procesos que tienen lugar en los núcleos de otras galaxias espirales.

En el Capítulo 1 de esta Tesis se presenta a modo de introducción una visión global del CG, principalmente enfocada al medio interestelar (morfología, cinemática, las distintas fases del medio interestelar,...) y con especial énfasis en las propiedades químicas, la formación estelar y los mecanismos de calentamiento del gas molecular propuestos en la literatura.

El Capítulo 2 muestra un estudio de la envoltura de la nube Sgr B2 con alta resolución espacial. Por primera vez, se ha estudiado la morfología del gas caliente en esta región de la ZMC a escalas de $\sim$0.1 pc. Se ha encontrado una estructura muy inhomogénea que proporciona importantes pistas acerca del mecanismo de excitación del gas.

Los Capítulos 3 y 4 presentan observaciones de hidrógeno molecular en un conjunto de nubes distribuidas a lo largo de toda la ZMC. Así se ha podido determinar por vez primera la cantidad total de gas caliente en las nubes del CG y la abundancia de NH_3 en el gas caliente. También se compara con las predicciones de algunos modelos de excitación en choques y regiones de foto-disociación. En el Capítulo 4 se discute la emisión de H_2 con más detalle en dos nubes donde se ha podido estimar la razón *orto/para* del H_2 y se ha encontrado que no corresponde al valor de equilibrio a la temperatura del gas.

En el Capítulo 5 se muestra el análisis de la ionización a gran escala en la región del Arco en lo que constituye el primer estudio del efecto conjunto de la radiación de los cúmulos del Arco y del Quintuplete a largas distancias. La presencia de una burbuja de polvo caliente casi vacía contribuye a que los efectos de la radiación se sientan sobre grandes distancias. También se discuten algunas propiedades de esta burbuja.

El Capítulo 6 presenta un estudio comparativo de las emisiones de CS, SiO y de la línea a 6.4 keV del hierro neutro o poco ionizado. La emisión radio del SiO y la de rayos-X del Fe están correlacionadas. Se proponen algunas explicaciones cualitativas.

Un resumen de los resultados obtenidos, junto con una discusión final del calentamiento, la ionización y la química de las nubes del CG constituye el Capítulo 7. También se comentan las líneas de trabajo futuro relacionadas con esta Tesis.

Por último, los apéndices finales contienen información útil sobre las moléculas de NH_3 y H_2 y sobre distintos mecanismos de calentamiento que aclara y completa algunos aspectos que no se han querido incluir en los capítulos anteriores para aligerar su lectura.

Agradecimientos

No quiero terminar sin agradecer a las personas que de uno u otro modo han colaborado en la realización de este trabajo. En primer lugar, he de agradecer sinceramente la ayuda de Jesús Martín-Pintado, quién ha dirigido esta Tesis. Le agradezco en particular el haberme dejado la libertad necesaria para poder evolucionar un tanto "a mi manera". También por lo grato de su trato personal.

También le agradezco a Jesús Gómez Gonzalez el haber puesto a mi disposición los medios e instalaciones del Observatorio Astronómico Nacional y a María José Fernández Figeroa su labor de tutoría en la Universidad Complutense de Madrid.

Le agradezco a Pablo de Vicente su ayuda y orientación sobre todo al comienzo; a Mario Tafalla las muchas horas de conversación en las que entre otras cosas aprendí mucha física del medio interestelar; a Asunción Fuente las discusiones sobre regiones PDR y mecanismos de

calentamiento; a Santiago García Burillo las charlas sobre métodos observacionales, reducción de observaciones extragalácticas y dinámica de Galaxias. Santiago también fue de gran ayuda para convertir los datos de amoniaco en espectros de CLASS.

Y por supuesto, gracias a todas las personas que han colaborado en los trabajos que se presentan en esta Tesis: Jesús Martín-Pintado, Pablo de Vicente, Asunción Fuente, Tom Wilson, Sussane Hüttemeister, Pere Planesas, Ralph Gaume y Dietmar Kunze.

A Tom Wilson y a Françoise Combes he de agradecerles su hospitalidad en el *Submillimeter Telescope Observatory* y en el *Observatoire de Paris*, respectivamente.

Gracias a los que me han ayudado con ordenadores y programas varios: Pablo de Vicente, Jean-François Desmurs, Henrik Spoon, Paco Colomer y Javier Alcolea.

Este trabajo no hubiese sido posible sin las concesiones de una beca de "Introducción a la Astronomía Infrarroja y Radio" del Instituto Geográfico Nacional y una beca de "Formación de Personal Investigador" de la Consejería de Educación de la Comunidad de Madrid.

Para terminar quiero agradecer la ayuda a aquellos que de un modo mas indirecto han colaborado en este trabajo. Todo el personal del Observatorio ha contribuido a que el trabajo de todos los días fuese agradable. Gracias a todos. Sin embargo, no quisiera dejar de agradecerles explícitamente su buen humor casi perenne a María Rioja y a Marifé Barriopedro.

Con Claudio Codella, Jean-François Desmurs y Mario Tafalla he compartido muchas horas de Observatorio, buenos momentos y algunas de mis preocupaciones. También me han dado buenos consejos.

Mis padres me han apoyado (y soportado) desde el primer día de las maneras más diversas para que el "fisiquillo" llegase a Doctor. Le estoy muy agradecido a Lucine por soportar mi pesimismo y mi crónica falta de tiempo para todo, pero sobre todo por estar en Madrid. Muchos de mis amigos también han vivido de cerca esta Tesis. No puedo citar aquí a todos pero les estoy muy agradecido, en particular a Pedro y a Enrique, con los que he intercambiado impresiones y penas de becarios. Luismi también me echó una mano en alguna ocasión.

NEMESIO J. RODRÍGUEZ FERNÁNDEZ

Alcalá de Henares,
6 de noviembre de 2001

Índice General

1 El centro de la Galaxia **1**
- 1.1 Morfología y masas . . . 2
- 1.2 Cinemática . . . 7
- 1.3 El campo magnético . . . 10
- 1.4 El plasma muy caliente . . . 10
- 1.5 El gas ionizado moderadamente caliente . . . 12
- 1.6 El polvo . . . 13
- 1.7 Condiciones físicas del gas neutro . . . 14
  - 1.7.1 Turbulencia y balance de presiones . . . 14
  - 1.7.2 Densidad . . . 15
  - 1.7.3 Las altas temperaturas del gas molecular . . . 16
- 1.8 Formación estelar . . . 17
- 1.9 Mecanismos de calentamiento del gas molecular . . . 19
- 1.10 La complejidad química del CG . . . 20
- 1.11 Sumario . . . 22

2 Burbujas de NH_3 caliente en expansión en la envoltura de Sgr B2 **25**
- 2.1 Introducción . . . 25
- 2.2 Observaciones . . . 26
- 2.3 Resultados . . . 27
  - 2.3.1 Arcos y anillos calientes . . . 30
  - 2.3.2 Emisión máser en en la línea NH_3 (3, 3) . . . 30
  - 2.3.3 Los núcleos calientes . . . 34
  - 2.3.4 Comparación de los datos del VLA con datos de antena única . . . 35
- 2.4 Distribución de la temperatura cinética y densidades . . . 36
  - 2.4.1 Burbujas y fragmentos de burbujas . . . 37
  - 2.4.2 Máseres de NH_3 (3, 3) . . . 40
  - 2.4.3 Los núcleos calientes . . . 41
- 2.5 La cinemática de las burbujas . . . 41
- 2.6 Emisión máser en la envoltura de Sgr B2 . . . 42
  - 2.6.1 Máseres de NH_3 (3, 3) . . . 44
  - 2.6.2 Otros máseres: CH_3OH y H_2CO . . . 46
  - 2.6.3 Los máseres de la envoltura de Sgr B2: química de choques y excitación . . . 47
- 2.7 Formación estelar reciente en la envoltura de Sgr B2 . . . 47

2.7.1 El origen de las burbujas calientes en expansión 49
2.7.2 El calentamiento de la envoltura de Sgr B2 52
2.8 Conclusiones 54

3 El hidrógeno molecular (H_2) caliente **57**
3.1 Introducción 57
3.2 Observaciones 58
3.2.1 Observaciones con IRAM 30-m y resultados 58
3.2.2 Observaciones con ISO y resultados 59
3.3 Densidades de columna de $C^{18}O$ y ^{13}CO 62
3.4 H_2 caliente 65
3.4.1 Extinción y razón orto/para 65
3.4.2 Columnas de densidad de H_2 y temperatura de excitación 68
3.5 Discusión 70
3.5.1 Fracción de H_2 caliente respecto a CO y NH_3 70
3.5.2 Mecanismos de calentamiento 70
3.6 Conclusiones 75

4 La razón *orto/para* del H_2 en M+1.56 − 0.30 y M+3.06 + 0.34 **77**
4.1 Introducción 77
4.2 Observaciones 78
4.2.1 Observaciones de H_2, ^{13}CO y $C^{18}O$ 78
4.2.2 Observaciones de la emisión del polvo 78
4.3 Diagramas de poblaciones y extinción 78
4.3.1 Columnas de densidad de CO 81
4.3.2 Columnas de densidad del polvo y temperaturas 81
4.4 H_2 caliente: razón *orto-para* y densidades de columna 83
4.5 El polvo caliente 85
4.6 Discusión 86
4.6.1 Calentamiento de la componente caliente 86
4.6.2 La razón *orto-para* 87
4.7 Conclusiones 89

5 La ionización en la región del Arco **91**
5.1 Introducción 91
5.2 Datos observacionales 93
5.3 Reducción de datos y resultados 95
5.3.1 SWS: AOTs 01 y 02 95
5.3.2 LWS AOT 01 95
5.3.3 Comparación con observaciones anteriores 96
5.4 Análisis 98
5.4.1 Corrección de la extinción 98
5.4.2 Densidades electrónicas 99
5.4.3 La estructura de ionización 100
5.5 El origen de la ionización 103

5.5.1 El cúmulo del Quintuplete . . . 104
5.5.2 El cúmulo del Arco . . . 105
5.5.3 El efecto conjunto de los dos cúmulos . . . 106
5.6 La burbuja del Arco . . . 108
5.6.1 El calentamiento del polvo y la geometría de la burbuja . . . 108
5.6.2 El origen de la burbuja . . . 108
5.7 Implicaciones generales en cuanto a la estructura del medio interestelar 110
5.8 Conclusiones . . . 111

6 La correlación entre el SiO y la línea Fe 6.4 keV a gran escala 113
6.1 Introducción . . . 113
6.2 Observaciones . . . 114
6.2.1 Observaciones de SiO . . . 114
6.2.2 Otros datos observacionales . . . 114
6.3 Análisis . . . 116
6.3.1 Morfología . . . 116
6.3.2 Velocidades y abundancias de SiO . . . 116
6.4 Discusión . . . 119
6.5 Conclusiones . . . 120

7 Sumario, conclusiones y perspectivas 121
7.1 Sumario . . . 121
7.1.1 La morfología del gas caliente en la envoltura de Sgr B2 . . . 121
7.1.2 El hidrógeno molecular caliente . . . 121
7.1.3 Emisión de rayos-X y gas neutro . . . 122
7.1.4 Química . . . 123
7.1.5 Gas ionizado en la región del Arco . . . 123
7.2 Calentamiento, ionización y química en el CG . . . 123
7.2.1 Posibles mecanismos de excitación . . . 124
7.2.2 Discusión: posibles escenarios . . . 127
7.3 Perspectivas . . . 129
7.4 Conclusiones finales . . . 130

A El amoniaco 133
A.1 Propiedades de la molécula . . . 133
A.2 Conversión de temperaturas de brillo a densidad de flujo . . . 134
A.3 Columnas de densidad . . . 134
A.4 Temperatura rotacional y densidad de columna total . . . 136
A.4.1 Líneas en emisión . . . 136
A.4.2 Líneas en absorción . . . 136
A.5 Columna de densidad total . . . 136

B El hidrógeno molecular 139
B.1 Propiedades de la molécula y notación . . . 139
B.2 Columnas de densidad y temperaturas de excitación . . . 140
B.3 Excitación . . . 141

B.4 La razón *orto/para* . . . 145
B.4.1 Procesos de conversión *orto-para* y razón de equilibrio . . . 147
B.4.2 Razones *orto/para* de no-equilibrio . . . 148
B.4.3 La evolución de la ROP en nubes oscuras, PDRs y material chocado 149
B.5 Formación . . . 152

C Calentamiento y enfriamiento del medio interestelar 155
C.1 Calentamiento por radiación UV . . . 155
C.1.1 Efecto fotoeléctrico en los granos de polvo . . . 155
C.1.2 Bombeo UV del H_2 . . . 157
C.1.3 Disociación del H_2 . . . 157
C.1.4 Colisiones gas-polvo . . . 157
C.1.5 Otros efectos . . . 158
C.2 Calentamiento por rayos-X . . . 158
C.3 Calentamiento por rayos cósmicos . . . 159
C.4 Calentamiento mecánico . . . 159
C.4.1 Frentes de choque . . . 160
C.4.2 Turbulencia . . . 162
C.5 Difusión ambipolar . . . 163
C.6 Mecanismos de enfriamiento . . . 163
C.7 Balance energético . . . 165

D Estimación de G_0 a partir de Q(H) 167

Publicaciones 169

Bibliografía 173

Capítulo 1

El centro de la Galaxia

El estudio de la región del centro galáctico está íntimamente ligado al nacimiento de la Radio Astronomía. Carl Jansky observó la región central de la Galaxia en la década de los 30 aunque con la escasa resolución espacial de su antena sólo pudo detectar el aumento de la radiación de fondo galáctica hacia el centro de la Galaxia. Según Palmer & Goss (1996), los primeros en darse cuenta de que Sagitario A (Sgr A) era una fuente discreta situada en las proximidades del centro de la Galaxia fueron Piddington & Minnet (1951). De aquí en adelante vamos a referirnos como Centro Galáctico (CG) a los cientos de pc centrales de la Galaxia ($R < 450$ pc), englobando de este modo el Bulbo Nuclear (BN; $R < 300$ pc) de Mezger et al. (1996) y el complejo *Clump 2*, que aunque no pertenece a la zona molecular continua que ocupa el BN presenta características similares. Para referirnos al centro dinámico de la Galaxia diremos "el centro de la Galaxia". CG, BN y otras abreviaturas utilizadas a lo largo de esta tesis se encuentran en la Tabla 1.1. La distancia del Sol al CG es del orden de $\sim 8.5\,$kpc (este es el valor que adoptaremos a lo largo de esta tesis, véase Reid 1993 para una discusión de las distintas estimaciones de esta distancia). A esta distancia 1° corresponde a ~ 150 pc o de otro modo, 1 pc corresponde a $\sim 24''$. Entre el sistema solar y el CG hay una gran cantidad de polvo (Sección 1.6) que extingue la radiación óptica y ultra-violeta (UV) procedente del CG, limitando cualquier observación del CG entre el infrarrojo (IR) cercano y los rayos-X blandos.

La Figura 1.1 muestra un mosaico de imágenes del continuo a 90 cm obtenidas con el *Very Large Array* (VLA).[1] Este mosaico, que cubre toda la región central de la Vía Láctea, ha sido realizado por LaRosa et al. (2000) e ilustra a la perfección la complejidad y lo fascinante de esta región. Además de filamentos largos y estrechos y varios remanentes de supernova, se puede observar de suroeste a nordeste, a lo largo del plano galáctico varios complejos: Sgr E, Sgr C, Sgr A,... (véase Palmer & Goss 1996 para una interesante discusión histórica de los nombres de las fuentes radio en el CG).

[1] El VLA es un telescopio del *National Radio Astronomy Observatory*, dirigido por *Associated Universities* bajo acuerdo con la *National Science Foundation*

1.1 Morfología y masas

La mayor parte del gas neutro que se encuentra entre los 0.3-2 Kpc centrales de la Galaxia forma un disco inclinado respecto al plano galáctico en unos 13°, y aunque es más visible en la línea del hidrógeno neutro (H I) a 21 cm, se sabe que el gas molecular también presenta esta distribución (Liszt & Burton 1978; Burton & Liszt 1992). Contenida en este disco, hay una zona molecular particularmente densa que se extiende unos ~ 450 pc (aproximadamente los 450 pc centrales) y que acumula el 10 % del gas neutro de la Galaxia. Es lo que Morris & Serabyn (1996) denominan la zona molecular central (ZMC). La ZMC se encuentra por tanto en el Bulbo Nuclear (BN; $R < 300$ pc) de Mezger et al. (1996). Las masas de gas, estrellas y otros parámetros tanto del BN como del Disco Galáctico (DG) y del Bulbo Galáctico se encuentran en la Tabla 1.2.

La Figura 1.2 muestra la emisión de ^{13}CO de Heiligman (1987) sobre los contornos de la emisión de continuo a 10.7 GHz (Handa et al. 1987). Al contrario que el disco de H I, la ZMC no parece estar inclinada. La distribución no es simétrica en longitud galáctica, sino que aproximadamente 3/4 partes del gas molecular se encuentra a longitudes positivas. Tampoco es simétrica en velocidades, otros 3/4 del gas ligeramente diferentes a los anteriores tienen velocidades positivas (Fig. 1.3). Comparando distintas estimaciones, Güsten (1989) propuso que la masa total del gas de la ZMC es de $10^{7.9\pm0.3}$ $M_\odot$. Las estimaciones más recientes a partir de la emisión de rayos-γ (Mayer-Hasselwander et al. 1998) y de un trazador ópticamente delgado como es el C^{18}O (Dahmen et al. 1998) son consistentes con ese valor. La masa del material molecular es del orden de un 2.5% de la masa estelar total en la región. La mayor parte de la masa se encuentra formando grandes complejos de nubes moleculares con tamaños de hasta ~ 50 pc. En general, estos complejos moleculares son la contrapartida neutra a las estructuras que se identifican en los mapas del continuo a longitudes de onda de radio de la Figura 1.1. A continuación vamos a repasar las principales estructuras morfológicas que se observan en el CG:

Sgr E

Sgr E está situado a $l \sim -2.^\circ2$. En las imágenes del VLA es un conjunto de pequeñas fuentes de tamaño menor de $2'$ y naturaleza térmica (Liszt 1992; Cram et al. 1996) que tienen su contrapartida en el IR lejano (Odenwald & Fazio 1984). La masa de material ionizado es de $3\,10^3$ $M_\odot$, pequeña comparada con la masa de material neutro asociado. Parece que Sgr E es un complejo de nubes moleculares y regiones H II donde existe formación estelar relativamente reciente.

Sgr C

Este es uno de los tres grandes complejos del CG (junto a Sgr A y B). Está situado a $l \sim -0.^\circ55$ y es considerablemente más complejo que el anterior. Ha sido observado con el VLA por Liszt & Spiker (1995), encontrando la presencia de estructuras de tipo "cáscara" (posiblemente un remanente de supernova), filamentos y varias fuentes compactas, que en su mayoría son de tipo térmico. Algunas de estas, también están

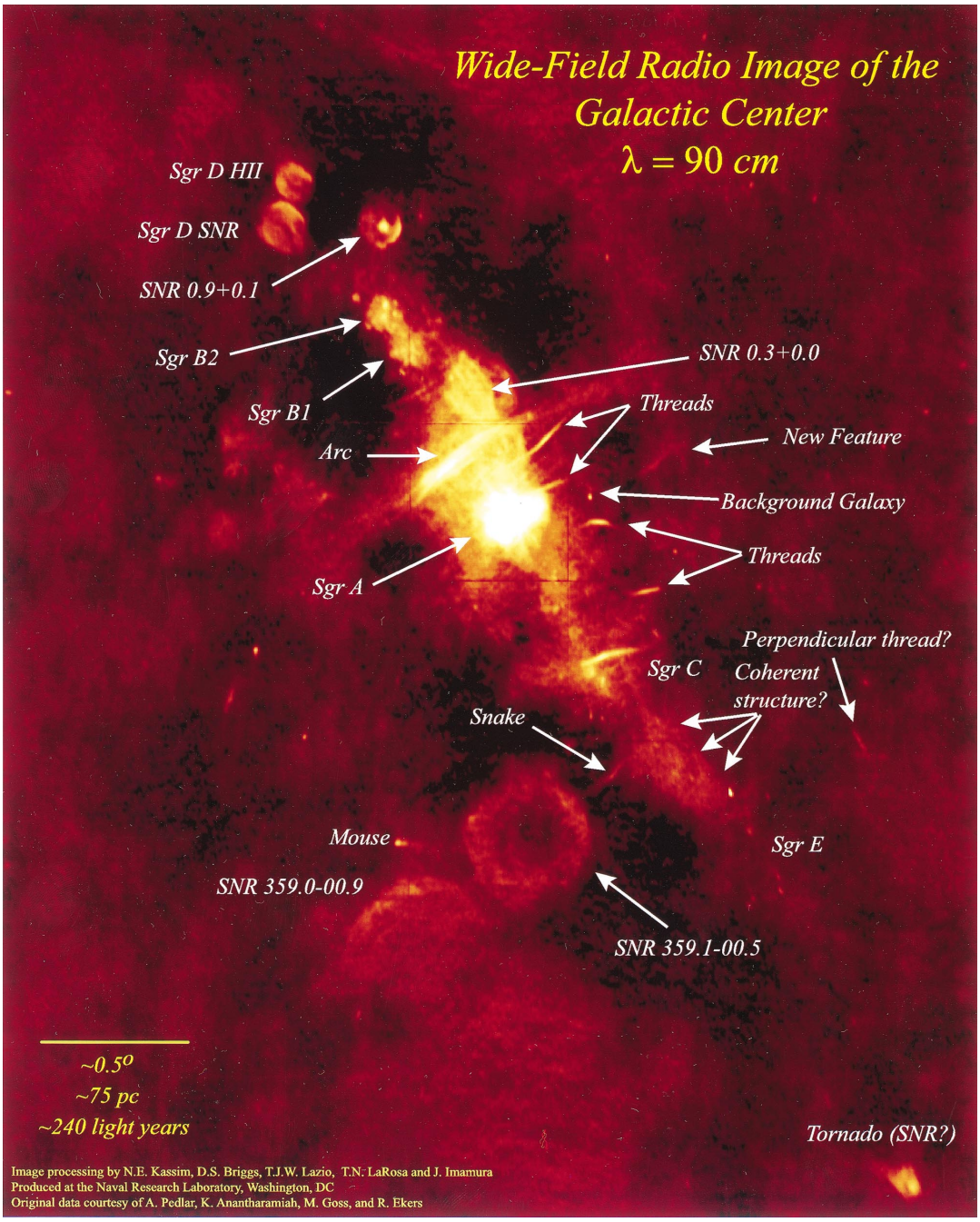


Figura 1.1: *Mosaico de imágenes del VLA del continuo a 90 cm donde se aprecian remanentes de supernova (SNR), filamentos (Threads), el Arco (Arc) y los complejos Sgr A, C,...*

Tabla 1.1: *Algunas de las abreviaturas que se repiten a lo largo de esta tesis*

BN	Bulbo Nuclear ($R < 300$ pc)
CG	Centro galáctico ($R < 450$ pc)
DG	Disco galáctico
FNT	Filamento no-térmico
FT	Filamento térmico
IR	Infrarrojo
ISAP	*ISO Spectral Analysis Package*
ISO	*Infrared Space Observatory*
LWS	*Long Wavelenght Spectrometer*
MSX	*Midcourse Space Experiment*
PDR	*Photo-dissociation Region*, Región de foto-disociación
RC	Rayos cósmicos
RIL	Resonancia interna de Lindblad
Sgr	Sagitario
SWS	*Short Wavelenght Spectrometer*
UV	Ultravioleta
VLA	*Very Large Array*
XDR	*X-ray Dominated Region*, Región dominada por rayos-X
ZMC	Zona molecular central

asociadas con fuentes IR de Odenwald & Fazio (1984). Entre las fuentes de tipo no-térmico destaca un filamento largo y estrecho (filamento no-térmico; FNT) similar a los que constituyen el Arco próximo a Sgr A. La similitud es tal que incluso también se encuentra una fuente térmica perpendicular al FNT (como La Hoz y los FNT del Arco). El FNT podría estar asociado con el borde de una nube molecular (Bally, Yusef-Zadeh & Hollis 1989) que se observa en varias moléculas y en el continuo a 800 μm (Lis & Carlstrom 1994). La masa del material neutro sería de $\sim 5\,10^5\,M_\odot$ (Liszt & Spiker 1995; Lis & Carlstrom 1994), su densidad de H_2 de $\sim 6\,10^3$ cm^{-3} y la densidad de columna de H_2 puede llegar a $2\,10^{23}$ cm^{-3}.

Sgr A

En este complejo se conocen varias estructuras tanto de emisión de continuo en radio como de material molecular (consúltese para más detalles el excelente artículo de revisión de Mezger et al. 1996). A continuación se describen las estructuras más sobresalientes.

- Sgr A*: es una fuente compacta de radiación sincrotón situada muy cerca, o en el mismo centro dinámico de la Galaxia. Estudiando la dinámica de las estrellas que orbitan a su alrededor se deduce que la masa central es de $\sim 2.5\,10^6\,M_\odot$, siendo el mejor candidato a agujero negro masivo que se conoce en la actualidad (Genzel et al. 2000).

- Sgr A Oeste es la región H II central que contiene a Sgr A* en su centro. Parte

del gas ionizado presenta una estructura espiral.

- El Disco Circunnuclear: se trata de un toro de gas neutro que rodea a Sgr A Oeste. El material rota en torno al centro de la Galaxia con velocidad de ~ 110 km s^{-1} y un periodo de $\sim 10^5$ años. Recientes observaciones de NH_3 (Coil & Ho 1999) parecen probar que hay gas molecular cayendo desde el disco circunnuclear hacia Sgr A*.

- Sgr A Este: Es una fuente de radiación sincrotón con forma de cáscara de remanente de supernova que probablemente explotó hace $\sim 5\,10^4$ años.

- M-0.13-0.08 y M–0.02–0.07: Estas nubes constituyen el complejo molecular de Sgr A y a veces son denominadas como las nubes de +20 km s^{-1} y +50 km s^{-1}, respectivamente. La segunda de estas nubes es donde tuvo lugar la explosión que creó Sgr A Este y se presenta comprimida por efecto de la misma.

El Arco

El Arco es una estructura ligeramente arqueada perpendicular al plano galáctico a $l \sim 0\overset{\circ}{.}17$. Emite radiación sincrotón excepto en una estrecha franja en el plano galáctico, donde aparece superpuesta una fuente de continuo térmico (G+0.18–0.04) que por su forma se conoce como La Hoz (*The Sickle*). Las observaciones de alta resolución con el VLA revelaron que el Arco está en realidad formado por varios filamentos largos, muy estrechos y bastante rectos. Por ello se conocen como Filamentos Rectos o Filamentos No-Térmicos (FNT; véase también la Sección 1.3). El Arco está aparentemente conectado con Sgr A por una especie de "puente" a latitud galáctica positiva que al contrario que los FNT emite radiación de origen térmico. Las observaciones de esta zona con el VLA mostraron que el "puente" está constituido por varios filamentos arqueados que se conocen como Filamentos Térmicos (FT) o Filamentos Arqueados.

La cresta de polvo y G0.33+0.00

En el mapa de emisión de continuo a 800 μm de Lis & Carlstrom (1994) se observa una estrecha cresta de emisión de polvo que aparentemente conecta el Arco con las regiones H II de Sgr B1. La emisión presenta subestructuras coincidiendo la condensación más significativa con el máximo de amoniaco M+0.25+0.01. Lis et al. (2001) no han encontrado ninguna evidencia de que el polvo este siendo calentado desde el interior de las nubes ni de que haya formación estelar masiva, a pesar de la gran masa de material molecular.

G0.33+0.00 ha sido recientemente propuesto por LaRosa et al. (2000) como un nuevo remanente de supernova. En proyección, la cresta de polvo se observa sobre G0.33+0.00 pero no está claro si están de algún modo asociados.

Sgr B

Este complejo está compuesto por las fuentes conocidas como Sgr B1, G0.6–0.0 y Sgr B2.

- Sgr B1: La emisión de continuo en radio en Sgr B1 es de origen térmico, pero al contrario que la de su vecino Sgr B2, está dominada por fuentes extensas en vez de compactas (Mehringer et al. 1992). Este hecho sugiere que ambas regiones están en distinto estado evolutivo, siendo Sgr B1 aproximadamente 10^6 años más viejo que Sgr B2. Por otro lado, Sgr B1 está interaccionando con una nube molecular que lo rodea parcialmente y que parece estar expandiéndose. Sofue (1990) ha estimado que esta nube empezó a expandirse hace $\sim 10^6$ años y ha sugerido que la causa pudo ser un brote de formación estelar en Sgr B1.

- G0.6-0.0 está situada entre Sgr B1 y B2 y se compone de al menos cuatro regiones H II ultracompactas (Mehringer et al. 1992) y una estructura extensa con forma de arco que parece conectar Sgr B1 con Sgr B2. La velocidad del material ionizado de G0.6-0.0, medida con observaciones de líneas de recombinación de hidrógeno, es intermedia entre la de Sgr B1 y B2. Este hecho apunta en la dirección de que ambos complejos están en realidad asociados y su proximidad no se debe simplemente a una coincidencia geométrica.

- Sgr B2: Este complejo de radio continuo y emisión molecular es una de las regiones de formación estelar más activa de la Galaxia. Las fuentes más intensas (Sgr B2M y Sgr B2N) también son luminosas fuentes en el IR y presentan todas las características de que se ha producido formación estelar reciente como son la presencia de máseres de OH y H_2O y de regiones H II ultracompactas y una luminosidad IR de 10^7 $L_\odot$. Las observaciones con el VLA resolvieron Sgr B2 M y N en 19 regiones H II ultracompactas (Gaume & Claussen 1990). Cerca de las regiones H II hay también varios núcleos calientes y rodeando estas regiones de formación estelar hay una "envoltura" molecular (ver la representación esquemática de Hüttemeister et al. 1995). El conjunto constituye una nube molecular gigante con un tamaño de ~ 45 pc y una masa total de $\sim 7\,10^6$ $M_\odot$ que se considera el mayor complejo molecular de la Galaxia. También es una de las fuentes de la Galaxia más prolífica a la hora de detectar moléculas. En cierto modo, Sgr B2 parece un pequeño núcleo galáctico, con un brote de formación estelar masiva en su centro y una envoltura molecular caliente de características similares a la ZMC.

Sgr D

El complejo de emisión de continuo en radio está constituido por dos fuentes extensas a $l \sim 1\overset{\circ}{.}1$. La fuente situada más al sur es un remanente de supernova mientras que la otra es una región H II compacta rodeada por un halo de emisión difusa (Liszt 1992; Mehringer et al. 1998). Sgr D también es un complejo molecular que se extiende desde $l \sim 1\overset{\circ}{.}1$ hasta $l \sim 1\overset{\circ}{.}6$ en el mapa de $C^{18}O$ de Dahmen et al. (1997) o hasta $l \sim 1\overset{\circ}{.}9$ en el mapa de ^{13}CO de Bally et al. (1988). Por esta razón Bally et al. lo denominaron como "Complejo a $l = 1\overset{\circ}{.}5$". En el mapa de HNCO de Dahmen et al. (1997) también aparece en esta región un destacado máximo a $l \sim 1\overset{\circ}{.}65$ que no tiene contrapartida en $C^{18}O$. Sin embargo, a la vista de su velocidad, no está claro si esta nube tan particular esta realmente asociada a Sgr D.

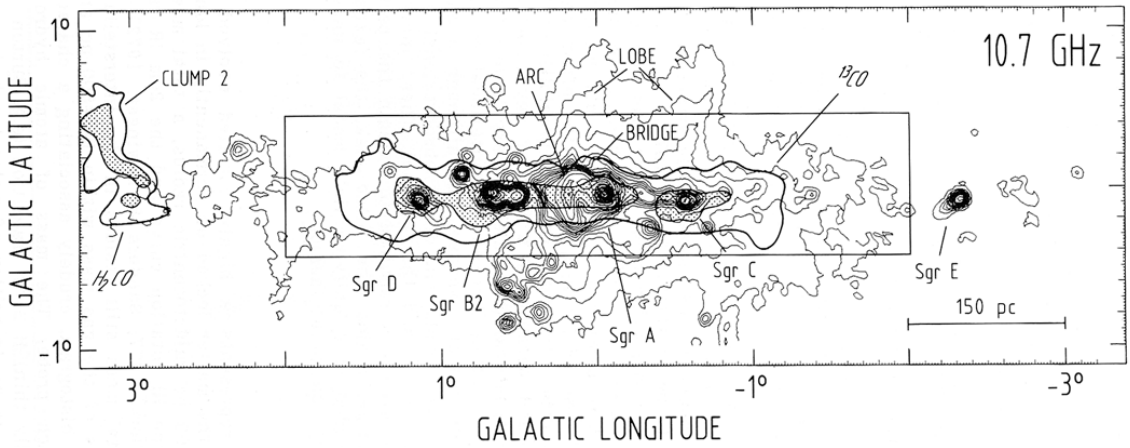


Figura 1.2: *Los contornos gruesos corresponden al 25 y 50% de la emisión de* ^{13}CO *en la ZMC (Heiligman 1987) y los contornos equivalentes de la profundidad óptica del* H_2CO *en el Clump 2 (Zylka et al. 1988). Los contornos delgados representan la emisión de radio continuo a 10.7 GHz (2.8 cm; Handa et al. 1987). También se señalan las estructuras más prominentes, tanto en emisión de continuo radio como de líneas: (Sgr A-E), el lóbulo (LOBE), el Arco (ARC) y el "puente"(BRIDGE), que lo conecta con Sgr A (Figura de Güsten 1989).*

Clump 2

Situado a $l \sim 3\overset{\circ}{.}2$, se trata de un interesante complejo molecular conocido, y denominado de ese modo, desde el estudio de la emisión de CO de Bania et al. (1977). La anchura de las líneas de CO en este complejo son espectaculares, alcanzando valores de ~ 100 km s^{-1} (en un haz de 65″). Probablemente son las líneas mas anchas medidas en la Galaxia. Stark & Bania (1986) observaron ^{13}CO y CS con un haz de 20″ y llegaron a la conclusión de que la gran anchura de la las líneas de CO se debe a la superposición de 16 condensaciones densas ($2\,10^4$ cm^{-3}) que emiten en CS. La masa de cada una de ellas sería de $\gtrsim 10^5$ M$_\odot$ y estarían ligadas gravitacionalmente, si embargo el complejo *Clump 2* como entidad no está ligado por la gravitación. Aunque este complejo no forma parte de la ZMC continua, en realidad presentan características similares.

1.2 Cinemática

La Figura 1.3 muestra el diagrama posición-velocidad (diagrama l-v) derivado a partir del mapa de CO de Bally et al. (1987) donde se pueden distinguir dos componentes. Una componente con velocidades aproximadamente circulares que en el diagrama l-v forma una línea diagonal con $v = 0$ para $l \sim 0°$ y está formada por nubes densas que se suelen denominar como nubes del disco del CG y que constituyen un ∼85 % de la masa de la ZMC. Los grandes complejos de nubes como Sgr A, Sgr B o Sgr C son parte de esta componente. La otra componente es una envoltura trapezoidal con vértices en $(l, v) = (1\overset{\circ}{.}8, 200$ km s^{-1}$),(1\overset{\circ}{.}8, -40$ km s^{-1}$), (-1\overset{\circ}{.}1, -200$ km s^{-1}$), (-0\overset{\circ}{.}8, 140$ km s^{-1}$)$. Está constituida de nubes menos densas que las del disco del CG y que presentan velocidades no circulares. Esta componente se interpretó inicialmente

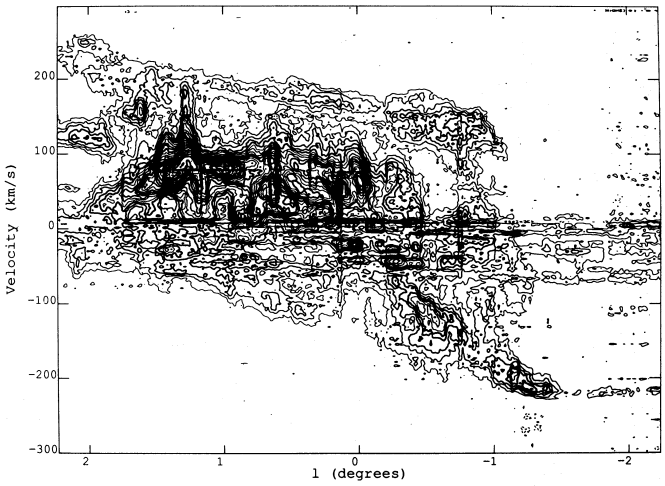


Figura 1.3: *Diagrama posición-velocidad obtenido de la emisión de CO de Bally et al. (1987) para el intervalo de latitud* $|b| < 0.^{\circ}1$ *(Figura de Binney et al. 1991).*

como un anillo de 180 pc de radio expandiéndose a unos 150 km s^{-1} (Bania et al. 1977). Posteriormente se ha identificado con la respuesta del gas a un potencial barrado (Binney et al. 1991). La presencia de una barra puede explicar de manera sencilla la gran cantidad de gas con velocidades "prohibidas", es decir, no consistentes con órbitas circulares. La fotometría en el infrarrojo cercano y las cuentas de fuentes IRAS proporcionan otras evidencias de la presencia de una barra.

En los últimos años se han realizado varios modelos de la cinemática y la dinámica del gas en la región central de la Galaxia en el contexto de un potencial barrado. En el modelo de Binney et al. (1991) la barra rota en el mismo sentido que la Galaxia con un patrón de velocidad de ~ 60 km s^{-1} kpc^{-1} y está inclinada respecto a la línea de mira en unos 16°. La corrotación estaría situada a un radio de 2.4 kpc. Sin embargo, hay que señalar que los parámetros de la barra derivados por los modelos que tratan de explicar principalmente la dinámica del disco de HI difieren respecto a los derivados por Binney et al. (1991) para la ZMC. Los modelos de Fux (1999), Englmaier & Gerhard (1999) y Weiner & Sellwood (1999), coinciden al derivar patrones de velocidad de $\sim$45 km s^{-1} kpc^{-1}, una orientación de $\sim$30° respecto a la línea de mira y un radio de co-rotación de $\sim$4 kpc.

En cualquier caso, parece que existe la menos una resonancia interna de Lindblad (RIL) a un radio aproximado de 200–300 pc. Entre la co-rotación y la RIL el gas se mueve en órbitas alargadas alineadas con la barra (órbitas x_1 de Contopoulos & Papayannopoulos 1980, ver la Figura 1.4). La dinámica del disco de HI que se extiende más allá de la ZMC se puede modelizar en términos de estas órbitas. En las proximidades de la RIL las órbitas x_1 se auto-intersectan y se producen choques que comprimen el gas y provocan la formación de las nubes moleculares que constituyen la ZMC. Los choques también provocan que el gas pierda momento angular y caiga hacia órbitas más internas (órbitas x_2, ver más adelante). El gas que constituye los límites del diagrama *l-v* obtenido para el gas de la ZMC debe corresponder a las órbitas x_1

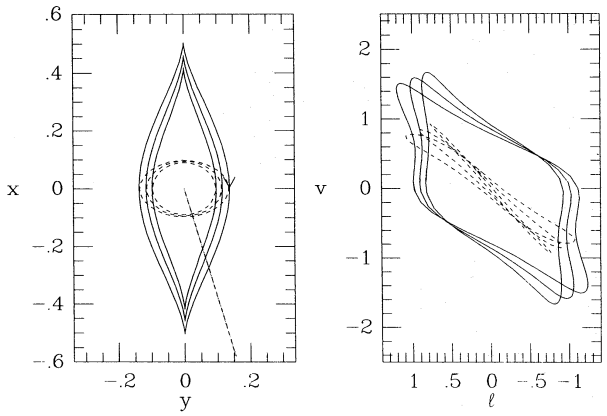


Figura 1.4: *En el panel izquierdo se muestran con líneas continuas algunas órbitas x_1 y con líneas a trazos algunas órbitas x_2. La línea recta indica la línea de mira desde el Sol hacia el centro de la Galaxia. El panel derecho muestra la predicción teórica del diagrama* l-v *para esa línea de mira*

más internas. Estas órbitas son las que le dan al diagrama *l-v* su caracterísitica forma trapezoidal (Binney et al. 1991; véase también la Figura 1.4).

A radios menores que el de la RIL el gas se mueve en órbitas x_2 (Contopoulos & Papayannopoulos 1980). Estas son órbitas de pequeña elipticidad perpendiculares a la barra y en el diagrama *l-v* producen una línea casí recta que pasa por el (0,0) (Figura 1.4). En el contexto de las órbitas en un potencial barrado también se pueden producir choques en la zona donde se cortan las órbitas x_1 y x_2. Por efecto de los choques las nubes de gas disipan parte de su energía cinética y pierden momento angular y el material puede ir cayendo hacia el centro de la Galaxia. Morris & Serabyn (1996) estiman que la cantidad de gas que atraviesa la RIL en $\sim 0.4\,M_\odot$ año^{-1}. Esta cantidad de gas es del mismo orden que la tasa de formación estelar en la ZMC (0.3-0.6 $M_\odot$ año^{-1}, Sección 1.8).

La dinámica del CG dista de ser entendida en su totalidad. Por un lado, todavía no se explicado el origen de la asimetría de la ZMC y su diagrama *l-v*. El hecho de que la barra esté inclinada respecto a la línea de mira en $\sim 15 - 30°$ puede explicar en parte la asimetría espacial observada pero cuantitativamente este efecto no es suficiente. La asimetría del disco nuclear es frecuentemente observada en galaxias externas. Por ello no es probable que se deba a un fenómeno transitorio. Algún mecanismo debe explicar su existencia. Por ello se cree que además de la onda $m = 2$ que da origen a la barra también debe existir una perturbación $m = 1$ en el CG (Combes 1994, 1996). Por otro lado, las diferencias entre los parámetros de la barra derivados con los modelos que tratan de explicar la dinámica de la ZMC respecto a los que se centran en el disco de H I podría deberse a la presencia de una pequeña barra no acoplada con la grande y con un mayor patrón de velocidad (Combes 1994, 1996).

1.3 El campo magnético

El campo magnético en el CG ($\sim$ 2 mG) es más de un orden de magnitud más intenso que en el DG. Analizando la radiación sincrotón se encuentra que las líneas de campo magnético en el medio inter-nube es perpendicular al plano Galáctico. Una prueba es la existencia de FNT, como por ejemplo, los del Arco (Yusef-Zadeh & Morris 1987a). Estos filamentos son estructuras polarizadas de unas decenas de parsecs de longitud pero menos de 1 pc de anchura que emiten radiación sincrotón. Excepto uno descubierto recientemente (el "pelícano", Lang et al. 1999), todos son prácticamente perpendiculares al plano de la Galaxia. Se cree que están orientados según la dirección de un campo magnético bipolar que se extendería en la misma escala que la ZMC. Serían tubos de flujo magnético iluminados por la inyección de partículas relativistas procedentes de alguna fuente local. Por ejemplo, la ionización de La Hoz por efecto del Quintuplete proporcionaría los electrones que tras ser acelerados emitirían la radiación sincrotón que ilumina los FNT del Arco (Serabyn & Morris 1994). De hecho, se ha encontrado que todos los FNT estudiados en profundidad están interaccionando con alguna nube molecular. El hecho de que, a pesar de todo, los filamentos no muestren ninguna deformación, da idea de la intensidad del campo magnético. Del equilibrio entre las presiones de las nubes y la presión magnética se deriva que la intensidad del campo debe ser de $\sim$ 2 mG como se ha dicho anteriormente (Yusef-Zadeh & Morris 1987a; Morris & Serabyn 1996). De las medidas del efecto Zeeman en observaciones de máseres de OH se deriva que la magnitud de la componente del campo magnético paralela a la línea de mira también es de $\sim$ 2 mG (Killeen et al. 1992; Yusef-Zadeh et al. 1996). En el contexto de un campo poloidal en el CG, el "pelícano"debe marcar la región de transición en la orientación del campo magnético.

Al contrario que en el medio inter-nube, analizando la polarización de la emisión IR del polvo, se encuentra que dentro de las nubes el campo es paralelo al plano galáctico. No está claro a que se debe, pero Morris & Serabyn (1996) apuntan que el hecho de que sean ortogonales indica que ambos son relativamente independientes y que es posible que la forma del campo en el interior de las nubes se deba a las mismas tensiones que le dan forma a las propias nubes.

1.4 El plasma muy caliente

El satélite japones ASCA ha confirmado las observaciones de ROSAT en el rango de energías $\leq$ 2.5 keV y ha extendido nuestra visión del CG a energías entre 2 y 10 keV. En particular, se ha confirmado la presencia de una fuente que coincide con Sgr A* con un margen de error de 10″. En el rango de 2–10 keV (rayos-X duros) se ha encontrado la presencia de emisión difusa en los $\sim$ 200 pc centrales de la Galaxia. La emisión está bien correlacionada con la emisión de continuo radio (Koyama et al. 1996). Las estimaciones de la temperatura del plasma que emite los rayos-X duros varían desde los $\sim 1-3$ keV ($\sim 10^7$ K; Markevitch et al. 1993) a los $\sim$ 10 keV ($\sim 10^8$ K; Koyama et al. 1996). La primera estimación es menor debido a que se tiene en cuenta que la emisión a energías del orden de 10 keV puede deberse, en parte, a la dispersión de

Tabla 1.2: *Algunos parámetros de la Galaxia (tabla adaptada de Mezger et al. 1996).*

	Bulbo Nuclear	Bulbo Galáctico	Disco Galáctico
R^{a} (kpc)	≤ 0.3	0.3–3	3–14
M_{*}^{b} ($M_{\odot}$)	$4\,10^{9}$	$\sim 10^{10}$	$9\,10^{10}$
L_{*}^{c} ($L_{\odot}$)	$1.4\,10^{9}$	$3.5\,10^{9}$	$3.6\,10^{10}$
$M_{\rm HI}^{d}$ ($M_{\odot}$)	10^{7}	$3\,10^{7}$	10^{9}
$M_{\rm H_2}^{e}$ ($M_{\odot}$)	10^{8}	$\ll 10^{8}$	$9\,10^{8}$
Z^{f} ($Z_{\odot}$)	2	4–0.1	3–1
$L_{\rm IR}^{g}$ ($L_{\odot}$)	$1.3\,10^{9}$	...	$1.1\,10^{10}$
$\langle T_{\rm p}\rangle^{h}$ (K)	28	...	15–22
$Q({\rm H})^{i}$ (s^{-1})	$2\,10^{52}$	...	$2\,10^{53}$
$M_{\rm HII}^{j}$ ($M_{\odot}$)	$1.3\,10^{6}$	...	$1.1\,10^{8}$
$\langle B\rangle^{k}$ (mG)	2	...	≤ 0.1

[a] *Radios en que se define cada región.*
[b] *Masa de la componente estelar.*
[c] *Luminosidad de la componente estelar.*
[d] *Masa de hidrógeno neutro.*
[e] *Masa de material molecular.*
[f] *Metalicidad.*
[g] *Luminosidad infrarroja.*
[h] *Temperatura promedio del polvo.*
[i] *Flujo de fotones del continuo Lyman.*
[j] *Masa de la componente extensa de gas ionizado de baja densidad.*
[k] *Intensidad del campo magnético.*

rayos-X en la ZMC (ver Morris & Serabyn 1996). A las temperaturas de $\sim 10^{8}$ K, típicas del gas intergaláctico, el plasma no estaría ligado a la Galaxia (Sunyaev et al. 1993) y debería expandirse a velocidades de ~ 1000 km s^{-1}, lo que implica un tiempo dinámico de $\sim 10^{5}$ años. Para explicar la energía necesaria para crear este plasma debería haber ocurrido una explosión muy energética en el CG (Sunyaev et al. 1993). Las estimaciones más bajas de la temperatura (10^{7} K) son del orden de las medidas en remanentes de supernova pero la medida de emisión implica un número de 1000 supernovas. Por lo tanto, no esta claro el escenario en el que se originó este plasma. Quizás la explicación más simple es un violento brote de formación estelar en el pasado.

Además de la emisión de continuo también se detectan líneas de elementos muy ionizados, como la línea a 6.7 keV del hierro con sólo dos electrones. Gracias a la alta resolución espectral de ASCA, se ha podido descubrir emisión extensa en líneas de elementos neutros o poco ionizados como la línea del hierro a 6.4 keV. La emisión en esta línea presenta tres claros máximos: Sgr A, Sgr B2 y un máximo en la región del Arco. Los dos primeros están asociados a las nubes de Sgr A y Sgr B2. Sin embargo Koyama et al. tienen problemas para explicar el máximo de la zona del Arco, puesto que no se conoce ninguna gran nube molecular en la región donde se observa la emisión

de rayos-X. Recientemente, la comparación de la emisión de rayos-X con la emisión en el IR medio ha aportado importantes datos sobre el origen de este máximo de la línea de hierro a 6.4 keV (Capítulo 5). El hecho de que la emisión en la línea del hierro a 6.4 keV está muy bien correlacionada con el gas molecular (Koyama et al. 1996; ver también el Capítulo 6) sugiere que parte de la emisión puede deberse a la dispersión de rayos-X en las nubes de la ZMC. De hecho Murakami et al. (2000) sugieren que Sgr B2 es una nebulosa de reflexión de rayos-X. Sin embargo, hay algunas evidencias de que la emisión puede tener un origen local (Capítulo 6; Sidoli et al. 2001).

A energías todavía mayores, en el rango de los rayos-γ, se ha encontrado emisión extensa en la línea ^{26}Al–^{26}Mg a 1.8 MeV (Diehl et al. 1993). El tiempo de vida medio del ^{26}Al es de $\sim 10^6$ años, lo que indica que ha habido un episodio reciente de núcleosíntesis, y por tanto de formación estelar masiva, en el CG. En cuanto a la emisión de continuo, Mayer-Hasselwander et al. (1998) han analizado las observaciones del *Compton Gamma-Ray Observatory* (y reanalizado los datos de COS-B), comprobando que no hay ningún déficit en la emisión de rayos-γ en el CG como sugirieron Blitz et al. (1985) a partir de las observaciones de COS-B. Mayer-Hasselwander et al. analizan varios escenarios para explicar la emisión del CG a estas energías. Sin embargo, no encuentran evidencias ni de fuentes locales de rayos-γ ni de un mayor flujo de rayos cósmicos en los complejos de la ZMC.

1.5 El gas ionizado moderadamente caliente

Mezger & Pauls (1979) estiman que en el mapa del continuo a 6 cm, la mitad de la emisión observada es de origen térmico. De esta un 40 % proviene de regiones H II y el 60 % restante de regiones ionizadas de baja densidad y extensas. El número total de fotones del continuo de Lyman en el BN es del orden de $2\,10^{52}$ s^{-1}. La distribución del continuo radio de origen térmico, al igual que la del continuo IR lejano (Odenwald & Fazio 1984), es menos asimétrica que la del gas molecular, lo que indica que las fuentes que ionizan el gas y calientan el polvo están distribuidas de manera más uniforme que las nubes discretas. Mezger & Pauls (1979) y Pauls (1980) han resumido las propiedades de las líneas de recombinación observadas en las regiones H II compactas y en la componente extensa. El gas ionizado rota en el sentido general de la Galaxia. Las anchuras de las líneas de recombinación en la componente extensa son de 50–100 km s^{-1}, lo que indica un alto grado de turbulencia en el material ionizado. Petuchowsky et al. (1996) han estimado que el grosor del material ionizado es de $\sim$30 pc lo que sugiere que la formación estelar masiva se restringe básicamente al plano galáctico.

Con el VLA se han observado líneas de recombinación con alta resolución en Sgr D y E (Liszt 1992; Mehringer et al. 1998), Sgr C (Liszt & Spiker 1995), Sgr A (Zhao et al. 1993; Roberts & Goss 1993), Sgr B1 (Mehringer et al. 1992), Sgr B2 (Gaume & Claussen 1990), la Hoz y los FT de la región del Arco (Lang et al. 1997, 2001; Yusef-Zadeh et al. 1997b). Las condiciones físicas derivadas para estas regiones H II son temperaturas electrónicas de 4000–8000 K; densidades electrónicas de 300-1000 cm^{-3}; medidas de emisión de 3–10 10^5 pc cm^{-6}; y un número de fotones del continuo Lyman

de 10^{47-49} s^{-1}, típicos de estrellas de tipo-B0 a tipo-O6. La única excepción son las regiones H II de Sgr B2, cuyas densidades electrónicas llegan a 6-14 10^4 cm^{-3} y sus medidas de emisión sobrepasan los 10^8 pc cm^{-6}. La anchura de las líneas observadas con alta resolución es de $\sim$30 km s^{-1}, pero la dispersión de velocidades que se observa en algunas regiones como los FT, hace que los perfiles integradas en regiones de más de unos pocos segundos de arco puedan ser considerablemente mayores.

Comparando las líneas de recombinación del hidrógeno con las del helio se encuentra que la intensidad de estas últimas es aproximadamente del 5 % de las del hidrógeno (ver Lang et al. 2001 y referencias). Este valor podría deberse a una baja abundancia del helio o bien a que la ionización está dominada por estrellas que crean pequeñas regiones He II en comparación al tamaño de las regiones H II. En otras palabras, se puede deber a que la temperatura efectiva ($T_{\rm ef}$) del continuo ionizante es menor que $\sim$ 35000 K. Los primeros análisis de líneas de estructura fina en el CG también indicaban $T_{\rm ef} \leq$ 35000 H (Aitken et al. 1976; Lacy et al. 1980). No obstante, hay disparidad de opiniones acerca de la dureza de la radiación el el CG. Shields & Ferland (1994) han señalado que en las bases de las observaciones de líneas de estructura fina no se puede descartar que la radiación ionizante sea más dura ($30000 < T_{\rm ef}({\rm K}) < 40000$) siempre y cuando esté diluida. En el Capítulo 5 se presentan nuevos resultados observacionales y su comparación con modelos de foto-ionización para estudiar la ionización y caracterizar la radiación en la región del Arco.

1.6 El polvo

Uno de los primeros estudios a gran escala de la emisión del polvo en el CG con alta resolución ($\sim 1'$) fue el de Odenwald & Fazio (1984). En su mapa de la emisión en el IR lejano encontraron 37 fuentes discretas sobre una emisión extensa. La temperatura del polvo que da lugar a la emisión extensa es $\lesssim$30 K. El exceso IR (EIR) que se deriva al comparar la emisión IR con las estimaciones del flujo de fotones del continuo Lyman es de $\sim$ 16, lo que sugiere que el polvo se calienta por radiación de estrellas poco ionizantes (tipo-B o más tardio). El análisis de datos de IRAS de Gautier et al. (1984) sugiere una temperatura de $\sim$ 25 K. También con datos de IRAS, Cox & Laureijs (1989) encuentran que la temperatura promedio del polvo en los $3^\circ \times 2^\circ$ centrales es de $\sim$ 27 K. Comparando con los mapas del continuo radio a 3 y 6 cm hayan un EIR de $\sim$ 30. Convirtiendo el flujo a 2 μm en luminosidad de un cuerpo negro a 4000 K y comparando con el polvo, Cox & Laureijs derivaron que el polvo absorve aproximadamente la mitad de la radiación emitida por las estrellas de tipo espectral K y M.

En cuanto a otras estimaciones en regiones particulares, Gordon et al. (1993) estimaron que la temperatura del polvo en la envoltura de Sgr B2 es de 19 K. Una de las regiones mejor estudiadas en cuanto a la emisión del polvo es la cresta de emisión detectada por Lis & Carlstrom (1994) a 800 μm. La falta de emisión de continuo a longitudes de onda de radio sugiere que el polvo que traza estos núcleos debe de estar calentado desde el exterior, y de hecho el análisis de la transferencia radiativa lo confirma (Lis et al. 2001). El análisis de datos de ISO muestra que se necesitan al

menos dos cuerpos grises para explicar los espectros. El más frio, responsable del $\gtrsim$90 % de la emisión tiene una temperatura de $15 - 22$ K mientras que la temperatura de la otra componente no sería mayor de 30–40 K (Lis & Menten 1994; Lis et al. 2001). El indice espectral de la opacidad del polvo medido en esa región (~ 2.4) supera el límite teórico de 2 para material cristalino (Spitzer 1978), lo que se interpreta como una evidencia de que los granos de polvo están recubiertos de un manto formado por una gruesa capa de hielos (Lis & Menten 1994; Lis et al. 2001; Pierce-Price et al. 2000). Por el contrario el indice espectral de la componente difusa del CG es $\alpha \sim 1$.

La temperatura del polvo es una de las claves para entender los mecanismos de calentamiento de las nubes del CG (Sección 1.9). En el Capítulo 4 se presenta el análisis del polvo en dos de las nubes donde se ha observado las líneas rotacionales-puras del H_2. Un análisis preliminar del polvo en las otras nubes observadas en H_2 se encuentra en Rodríguez-Fernández & Martín-Pintado (2001). Solo en un par de fuentes como M+0.21–0.12 la componente caliente llegaría a tener una temperatura de $\sim$ 50 K. El polvo de esta componente debe de ser calentado en una región de foto-disociación (*photo-dissociation region*, PDR) por efecto del cúmulo del Quintuplete (véanse también los Capítulos 5 y 7).

La extinción visual promedio hacia el CG es de 25-30 mag (Catchpole et al. 1990; Schultheis et al. 1999) en la región de los $l \times b \sim \pm 1^\circ \times \pm 0.^\circ 4$ centrales decreciendo a $\sim$15 mag para $l > 1^\circ$ o $|b| > 0.^\circ 4$. Si hay alguna nube molecular en la línea de mira, la extinción puede superar ampliamente esas 25 mag. Cotera et al. (2000b) han investigado recientemente la extinción de manera detallada en varios campos en la zona de Sgr A y el Arco encontrando $\sim$ 30 mag de extinción visual. En cuanto a la variación de la extinción con la longitud de onda, Lutz (1999) ha estimado la ley de extinción hacia Sgr A* usando razones entre líneas de recombinación de hidrógeno observadas con ISO. El resultado se muestra con estrellas en la Figura 1.5 y se compara con la ley de Draine (1989) derivada para mezclas de grafitos y silicatos. Ambas leyes difieren en que las medidas de Lutz no muestran el mínimo a 7 μm. Para longitudes de onda > 8 μm son prácticamente equivalentes, en concreto muestran los máximos causados por las bandas de estado sólido de los silicatos a 9.7 y 19 μm. La ley de Lutz también muestra un débil máximo a $\sim$3 μm, debido quizás a hielos de OH.

1.7 Condiciones físicas del gas neutro

Más de la mitad del gas molecular del BN está contenido en nubes de masas 10^4-10^6 $M_\odot$, densidades $\geq 10^4$ cm^{-3} y temperaturas cinéticas entre 30 y 200 K. El resto del gas está en el espacio inter-nube y su densidad es de $\sim 10^2$ cm^{-3}. A continuación vamos a repasar en más detalle las condiciones físicas del gas molecular.

1.7.1 Turbulencia y balance de presiones

La anchura típica de las líneas que se observan en el CG son del orden de $\sim$ 20 km s^{-1} para las nubes individuales (si observamos un complejo en su totalidad se pueden detectar líneas con anchuras de hasta $\sim$100 km s^{-1}, como es el caso del *Clump 2*, Stark

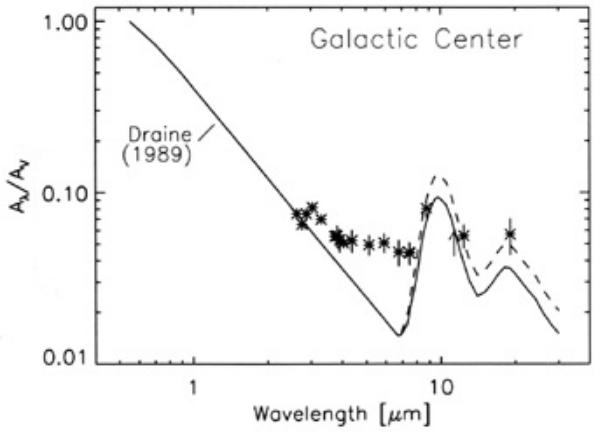


Figura 1.5: *Ley de extinción en el IR medio para el CG. Las estrellas muestran los resultados obtenidos por Lutz (1999) hacia Sgr A* usando cocientes entre líneas de recombinación del hidrógeno. La curva continua son las predicciones de Draine (1989) para una mezcla de grafitos y silicatos (Figura de Lutz 1999).*

& Bania 1986). Esta dispersión de velocidades es fuertemente supersónica (la velocidad del sonido para un gas de H_2 a 50 K es del orden de 1.5 km s^{-1}) y se debería disipar en 10^6 años aproximadamente (ver Güsten 1989). Analizando el equilibrio de presiones, Morris & Serabyn (1996) encuentran que para campos de 1 mG la presión magnética es comparable a la presión turbulenta ($\sim 10^{-8}$ erg cm^{-3}). Por lo tanto, la dispersión de velocidades en las nubes del CG podría deberse a ondas magneto-hidrodinámicas. Estas ondas se generarían por los procesos de pérdida de momento angular de las nubes (Sección 1.2), lo que incluye choques y colisiones entre nubes e interacciones de tipo viscoso al moverse las nubes a través de un medio menos denso pero magnetizado.

1.7.2 Densidad

Los mapas a gran escala de trazadores de alta densidad ($\gtrsim 10^4$ cm^{-3}) como CS(2–1), H_2CO ($1_{10} - 1_{11}$) (Zylka et al. 1992), SiO(1–0) (Martín-Pintado et al. 1997), CO (4–3) (Martin et al. en prep.) o CO (7-6) (Kim et al. 2000), muestran que el gas con densidades moderadamente altas se extiende a lo largo de toda la ZMC. Incluso el gas con densidades de $\gtrsim 10^5$ cm^{-3} presenta una distribución extensa: CH_3CN (6–5) (Bally et al. 1987), HNCO (5–4) (Bally et al. 1987; Lindqvist et al. 1995; Dahmen et al. 1997), HCN (1-0) (Jackson et al. 1996). Aunque el gas más denso se encuentra en Sgr A, Sgr B2, Sgr C y el complejo a $l = 1.^\circ5$. Este complejo molecular es muy interesante ya que es un prominente máximo en HNCO que no aparece en $C^{18}O$ (Dahmen et al. 1997). También en esta región se encuentra un máximo de HCN frente a CO (Jackson et al. 1996) y un máximo en la abundancia SiO (Hüttemeister et al. 1998). Su posición en la Galaxia, el hecho de no conocerse fuentes IR o de continuo radio en esta región y su particular química sugieren que las características del complejo a $l = 1.^\circ5$ están muy influenciadas por la presencia de choques posiblemente debidos a colisiones de nubes a

gran escala.

Güsten & Downes (1980) han estimado que para que una nube situada a una distancia R respecto al centro de la Galaxia sea estable frente a las fuerzas de marea su densidad, $n_{\mathrm{H_2}}$, debe cumplir

$$n_{\mathrm{H_2}}(\mathrm{cm^{-3}}) \geq 10^4 \left[\frac{R}{75\,\mathrm{pc}}\right]^{-1.8} \tag{1.1}$$

Por lo tanto, las nubes del CG deben de ser más densas que las nubes del disco. Sin embargo, las envolturas de las nubes, menos densas, pueden ser barridas por las fuertes mareas galácticas. En los grandes complejos, por ejemplo en el *Clump 2*, las condensaciones más densas están ligadas gravitacionalmente pero no ocurre los mismo con el gas que se encuentra entre estas y con el complejo como un todo. Esto podría dar lugar choques y a la destrucción de los complejos de nubes en escalas de tiempo comparables al periodo de rotación galáctica ($\sim 10^6$ años; ver por ejemplo Güsten 1989).

1.7.3 Las altas temperaturas del gas molecular

Las altas temperaturas del gas (del orden de 200 K) son comunes en el CG. Estas temperaturas del gas en el CG se conocen fundamentalmente gracias a observaciones de líneas metaestables de amoniaco (NH_3). La temperatura rotacional (T_{rot}) que se puede derivar entre varias de estas líneas es una cota mínima a la temperatura cinética (Danby et al. 1988). Utilizando las transiciones (1,1), (2,2) y (4,4) del NH_3, Güsten et al. (1981) derivaron unas temperaturas rotacionales de 50–100 K en el complejo Sgr A. El primer estudio a gran escala del gas caliente en el CG fue el de Morris et al. (1983). Estos autores realizaron un mapa de la zona $|l| < 2°$ en las líneas (1,1), (2,2) y (3,3) y mostraron que temperaturas T_{rot} de 30–60 K son comunes en esta región de la Galaxia. A su vez, el primer estudio multi-nivel lo llevaron a cabo Güsten et al. (1985) al observar varias transiciones del *para*-NH_3 (hasta la (5,5)) en un conjunto de nubes situadas principalmente en Sgr A. Estos autores derivaron $T_{\mathrm{rot}} \sim 60 - 120$ K. Además chequearon y confirmaron las temperaturas derivadas a partir del NH_3 observando otros trompos simétricos como las moléculas de CH_3CN y CH_3CCH. Hasta el lanzamiento de ISO, el estudio más completo sobre la estructura de temperaturas de las nubes moleculares del CG ha sido el de Hüttemeister et al. (1993a). Se trata de un estudio de varios niveles metaestables del NH_3 (del (1,1) al (6,6)) en 36 nubes de la ZMC y el complejo *Clump 2*. Hüttemeister et al. detectaron gas caliente a todas las longitudes galácticas y no sólo en los complejos Sgr B2 y Sgr A. También mostraron que la emisión de NH_3 se puede caracterizar por dos componentes de temperatura, ya que con las líneas (1,1) y (2,2) se obtienen temperaturas T_{rot} de $\sim 20 - 30$ K mientras que con las (4,4) y (5,5) se deriva $T_{\mathrm{rot}} \sim 70 - 200$ K.

Desafortunadamente, con las observaciones anteriores no es sencillo estimar la densidad de columna total de gas caliente en las nubes del CG debido a la desconocida abundancia del NH_3, que ni siquiera tiene porque ser la misma en el gas a 20 K y en el gas a 200 K. Sólo gracias a ISO se ha podido medir de manera directa la columna del gas caliente en las nubes del CG. Los resultados se presentan en los Capítulos 3 y 4.

En cuanto a la envoltura de Sgr B2, Hüttemeister et al. (1995) extendieron el trabajo de Wilson et al. (1982a) y llegaron a detectar en absorción frente a las fuentes de continuo la línea (14, 14), lo que demuestra la existencia de gas con temperaturas de hasta 600 K además del de $T_{\rm rot}$ de $\sim$ 150 K observado por Wilson et al. Respecto a la morfología del gas caliente, las observaciones de CH_3CN de de Vicente et al. (1997) han mostrado la presencia de un gran anillo caliente en la envoltura de la nube y han mostrado el interés de estudiar la morfología del gas caliente con buena resolución espacial ($\sim$20″). Sin embargo a la distancia del CG esta resolución no es suficiente para investigar la morfología del gas caliente a pequeña escala y obtener nuevas pistas acerca del posible mecanismo de calentamiento del gas. Esto se ha conseguido con observaciones interferométricas de líneas de NH_3 (Capítulo 2).

1.8 Formación estelar

La tasa de formación estelar en los brazos espirales del DG ($R > 3$ kpc) es de 4 $M_\odot$año^{-1}. La masa de gas en el Bulbo Galáctico (3 >R(kpc)> 0.3) es relativamente pequeña y no hay evidencias de una gran tasa de formación estelar. En el BN ($R <$ 0.3 kpc) la tasa de fotones del continuo Lyman (Q(H)), la luminosidad IR ($L_{\rm IR}$), y las masas de gas ($M_{\rm H_2}$) y estrellas (M_*) son del orden del 10% de las del disco (Tabla 1.2). Por tanto la tasa de formación estelar en el CG es 10 veces menor que en el DG y sólo llega a 0.3–0.6 $M_\odot$año^{-1} según ha derivado Güsten 1989 asumiendo una función inicial de masas "normal". Si en el CG estuviese favorecida la formación de estrellas masivas la tasa de formación estelar sería menor. Sin embargo, la eficiencia en la formación de estrellas de alta y media masa, estimada a partir de los cocientes $Q({\rm H})/M_{\rm H_2} \sim 2\,10^{44}\,{\rm s}^{-1}{\rm M_\odot}^{-1}$ y $L_{\rm IR}/M_{\rm H_2} \sim 12.5$ $L_\odot/M_\odot$, respectivamente, es similar en el CG y en el DG. Teniendo en cuenta la gran cantidad de gas molecular denso que se acumula en el CG la tasa de formación estelar actual es sorprendentemente baja. Sin embargo, las observaciones del polvo en el IR-lejano y la emisión de continuo en radio sugieren que hubo una alta tasa de formación estelar en el pasado (hace 10^{7-8} años). Con la excepción de Sgr B2, no se conocen grandes complejos de regiones H II que puedan dar lugar a un cúmulo de estrellas masivas. Como hemos visto en la Secciones 1.1 y 1.5, sí se han detectado regiones H II más pequeñas que indican la formación de algunas estrellas masivas en Sgr D, E, Sgr A Oeste,... pero la mayoría son fuentes débiles que, como acabamos de ver (Sección 1.5) podrían estar ionizadas por estrellas de tipo-B o de tipo-O tardías, o ser regiones ionizadas extensas y con baja densidad. Los pocos máseres de H_2O conocidos en el CG sugieren que no se han formado estrellas de tipo-O recientemente (Güsten & Downes 1983; Caswell et al. 1983; Morris 1989; Taylor et al. 1993). Sin embargo estos estudios podrían estar limitados por sensibilidad (Lis et al. 2001). Lis et al. (1994) han realizado una sistemática búsqueda de máseres de H_2O en la cresta de polvo que se extiende entre Sgr A y Sgr B1 pero sólo han detectado dos máseres y una región H II ultracompacta. De las 37 fuentes en el IR-lejano detectadas por Odenwald & Fazio (1984) solo cinco fueron detectadas en continuo radio por Odenwald (1989). Sin embargo, las imágenes IR de Moneti et al. (1992, 1994) han mostrado varias nuevas zonas de formación de estrellas.

Por otro lado, Oka et al. (1996) han encontrado que las regiones H II y las estrellas OH/IR se concentran en los 200 pc centrales (en un anillo) de modo bastante simétrico, al contrario que el gas. Estos autores sostienen que en ese anillo ha debido existir formación estelar de forma continua o intermitente durante más de 10^8 años. Repasando estas y otras evidencias observacionales, Mezger et al. (1996; ver también Morris & Serabyn 1996) llegan a la conclusión de que la tasa de formación estelar en el BN es variable tanto en el espacio como en el tiempo: aumenta hacia el centro de la Galaxia y el último brote de formación estelar debió de producirse hace unos $\sim 10^7$ años.

En los últimos 10 años se han descubierto dos cúmulos de estrellas masivas que sumados al cúmulo central constituyen los tres cúmulos de estrellas masivas conocidos hasta la fecha en el CG. Se trata del cúmulo del Quintuplete (AFGL 2004; Nagata et al. 1990) y el cúmulo del Arco (G0.121+0.017, Nagata et al. 1995). El cúmulo central se encuentra en el parsec central de la Galaxia, en torno a Sgr A* mientras que los otros dos se sitúan en la zona del Arco, cerca de La Hoz y en la base de uno de los Filamentos Térmicos, respectivamente. Todos ellos contienen estrellas masivas y luminosas con líneas de emisión, incluyendo Wolf-Rayets (WN y WC) y supergigantes azules (ver Figer et al. 1999a). Sus vientos estelares de 500-1000 km s^{-1} y las líneas de helio son consistentes con su estado de post-secuencia principal. Los tres cúmulos deben haberse formado en ese brote de formación estelar de hace $\sim 10^7$ años. Los cúmulos del Quintuplete y del Arco son los responsables de la ionización de nebulosas cercanas a ellos como La Hoz, La Pistola (Simpson et al. 1997; Timmermann et al. 1996b) o los FT (Colgan et al. 1996, Lang et al. 2001). Sin embargo sus efectos a larga distancia habían recibido poca atención. En el Capítulo 5 se presenta el primer análisis de la ionización a gran escala en la zona del Arco.

Las extremas condiciones físicas en esta región de la Galaxia (temperatura, fuerzas de marea, turbulencia, campos magnéticos) cuando se comparan con el DG pueden ser la clave para entender la formación estelar en el CG. Debido a las fuerzas de marea sólo las nubes más densas pueden colapsar. La masa de Jeans es del orden de $\sim 10^5$ $M_\odot$. De hecho, incluso en la nube de mayor masa, Sgr B2, que está formando violentamente estrellas masivas, la formación estelar podría deberse a un choque entre nubes (Sofue 1990; Hasegawa et al. 1994; Sato et al. 2000). También en otras regiones del CG con formación estelar menos espectacular, ésta puede estar influenciada por eventos externos como choques entre nubes o remanentes de supernova (Morris & Serabyn 1996). Este modo de formación estelar puede favorecer la formación de estrellas masivas. La metalicidad en el CG, del orden de 2 veces mayor que la solar (Lester et al. 1987; Lacy et al. 1980, 1989; Simpson et al. 1995; Shields & Ferland 1994) también podría influir en la función inicial de masas aumentando la proporción de estrellas masivas (ver Morris & Serabyn 1996). Sin embargo, tanto el análisis de la emisión del polvo de Odenwald & Fazio (1984) como los estudios del continuo radio (ver Sección 1.5) sugieren que no hay estrellas de tipo-O temprano. Por tanto, la función inicial de masas podría tener un corte tanto para masas bajas como para las muy altas. Hasta la fecha la primera y única determinación de la función inicial de masas en el CG es la realizada por Figer et al. (1999b). Observando los cúmulos del Arco y del Quintuplete con el *Hubble Space Telescope*, estos autores han determinado que la pendiente de la función inicial de masas es considerablemente menos negativa en el CG que en otros

cúmulos jóvenes de la Galaxia, lo que confirma que de algún modo la formación de estrellas masivas está favorecida en el CG.

En resumen, pese a la gran cantidad de gas que se acumula el CG en forma de nubes densas y masivas la tasa de formación estelar es sorprendentemente pequeña. Para comprender mejor los procesos de formación de estrellas en esta región es imprescindible profundizar en el estudio de las condiciones físicas de las nubes moleculares.

1.9 Mecanismos de calentamiento del gas molecular

Las temperaturas que se discuten en la Sección 1.7.3 son mucho mayores que las que se encuentran en las nubes del DG ($\sim$10 K; ver por ejemplo Solomon, Scoville & Sanders 1979), que están cerca del mínimo que espera teniendo en cuenta el calentamiento que producen los rayos cósmicos (Goldsmith & Langer 1978). En las nubes del DG las temperaturas mayores de 100 K están asociadas con fuentes IR, estrellas embebidas que calientan el polvo en regiones con un tamaño típico de $\sim$ 1 pc, donde el gas se calienta por colisiones con el polvo. El hecho de que en el CG las altas temperaturas se extienden sobre regiones de $\sim$10 pc donde el polvo está frío (Sección 1.6) descarta las colisiones gas-polvo como un posible mecanismo de calentamiento del gas.

Desde el descubrimiento de las altas temperaturas en las nubes del CG se han propuesto diferentes mecanismos de calentamiento. (véase el Apéndice C para una discusión de los distintos tipos de calentamiento del medio interestelar). No obstante, sigue sin saberse a ciencia cierta qué y como se calienta el gas molecular en el CG.

Uno de los primeros mecanismos de calentamiento propuestos para explicar las altas temperaturas del gas en el CG fue el calentamiento por rayos cósmicos (Güsten et al. 1981; Morris et al. 1983; Güsten et al. 1985; Hüttemeister et al. 1993a). Un flujo de rayos cósmicos $\sim$100 veces mayor que el medido en las cercanías del sol ($\sim 10^{-17}$ s^{-1}) podría explicar temperaturas de $\sim$100 K (Apéndice C).

Otro posible mecanismo de calentamiento son las colisiones entre partículas neutras y partículas cargadas aceleradas por el campo magnético (Morris et al. 1983; Hüttemeister et al. 1993a; Güsten 1989). El principal problema para estimar la tasa de calentamiento por este efecto es evaluar la fracción de ionización y el propio campo magnético. En función de los valores de los parámetros podría ser un mecanismo competitivo.

Morris et al. (1983) discutieron el efecto de los rayos-X para calentar el NH_3. Aparentemente la luminosidad observada en rayos-X no es suficiente para explicar la luminosidad de las líneas que enfrían el gas. No obstante, la detección de la línea a 6.4 keV del hierro sugiere la interacción entre los rayos-X y el gas neutro. Además los rayos-X pueden penetrar en las nubes calentando cantidades de gas hasta 10 veces mayores que la radiación UV (Maloney et al. 1996). La importancia de este mecanismo debe de ser revisada. Sin duda, hacen falta más estudios para esclarecer la interacción entre los rayos-X y el gas neutro (véase también los Capítulos 5 y 6).

Teniendo en cuenta la gran anchura de las líneas en el CG, Wilson et al. (1982a) propusieron que un mecanismo a tener en cuenta en la envoltura de Sgr B2 era la disipación de turbulencia supersónica. De hecho demostraron que igualando la tasa

de enfriamiento por CO con la tasa de calentamiento por disipación de turbulencia de $\sim$10 km s^{-1} en una escala de $\sim$5 pc se pueden explicar las temperaturas de $\sim$150 K. Del mismo modo podrían explicarse las temperaturas del resto de las nubes del CG (Güsten et al. 1985). Por lo tanto, este es un mecanismo prometedor, aunque hay que investigarlo en mayor profundidad para tratar de aclarar por ejemplo cual es el verdadero origen de la turbulencia.

Hüttemeister et al. (1995) y Flower et al. (1995) han sugerido que las temperaturas de la envoltura de Sgr B2 se pueden explicar con modelos de choques de tipo-C, que a la vez que elevan la temperatura del gas a temperaturas de $\sim$500 K, erosionan los mantos de los granos de polvo provocando que aumente la abundancia en fase gaseosa de moléculas como el NH_3.

Para terminar, hay que remarcar que a pesar de las muchas especulaciones sobre el tema, todavía no se conoce el o los mecanismos de calentamiento que dominan en el CG. Ni siquiera esta claro si el mecanismo dominante es el mismo en toda la ZMC o si de algún modo diferentes mecanismos se compensan entre si.

1.10 La complejidad química del CG

Como ya hemos comentado anteriormente, la metalicidad en las regiones H II del CG es aproximadamente un factor 2 mayor que la metalicidad solar (Lester et al. 1987; Lacy et al. 1989; Simpson et al. 1995; Shields & Ferland 1994). También las abundancias isotópicas son diferentes a las de otras regiones de la Galaxia (Wilson & Matteucci 1992; Wilson & Rood 1994). Por ejemplo, el cociente $^{12}C/^{13}C$ es $\sim$20 en el CG frente a $\sim$53 a 4 Kpc y 77 en el medio interestelar local. El cociente $^{16}O/^{18}O$ es 250, 330 y 560 en el GC, a 4 kpc y en el medio interestelar local, respectivamente.

La química[2] en el CG también difiere apreciablemente de la del DG. A lo largo de toda la ZMC se observan especies moleculares que son relativamente raras de observar en las nubes DG como el SiO o el C_2H_5OH. Por ejemplo, en el CG el SiO presenta emisión extensa aunque más irregular que la de CS (Martín-Pintado et al. 1997). Las nubes que emiten SiO en el CG tienen un tamaño de entre 4 y 20 pc y una densidad de $\sim$3–5 10^4 cm^{-3}. La abundancia de SiO en las nubes donde se detecta es de $\sim 10^{-9}$. En las nubes donde no se detecta, como las asociadas a las fuentes de continuo térmico del Arco, es de $\lesssim 10^{-10}$. Hüttemeister et al. (1998) también ha analizado la emisión de SiO en el CG encontrando resultados similares.

Recientemente, Martín-Pintado et al. (2001) han detectado varias transiciones de etanol (C_2H_5OH) en un conjunto de nubes de Sgr A, Sgr B y el Arco. La emisión de C_2H_5OH presenta muchas similitudes con la de SiO. La abundancia de C_2H_5OH es alta

[2]Hay que señalar que a lo largo de esta Tesis se usa la palabra "química" o se habla de "la peculiar química del GC"principalmente para referirse a las altas abundancias y la extensa emisión de especies moleculares que en el DG sólo se detectan en regiones particulares. Aunque esta es una terminología habitual en el campo, en realidad se trata de un abuso del lenguaje ya que las reacciones químicas que tienen lugar en el CG no son necesariamente diferentes que las que ocurren en las nubes del DG. De hecho, puede que en el CG la eficiencia de reacciones químicas "normales"sea mayor que en el DG debido a procesos físicos como la presencia de ondas de choque que aumentan la abundancia en fase gaseosa de ciertas moléculas o de los elementos a partir de los cuales éstas se forman.

(0.4–4 10^{-8}) en la mayoría de las nubes. No obstante, es notorio que la abundancia decrece en más de un factor 10 en las fuentes asociadas con los FT, igual que ocurre con SiO.

En el DG, el SiO sólo se observa en pequeñas regiones densas donde el material que formaba parte de los mantos de los granos de polvo ha pasado a fase gaseosa por efecto de frentes de choque (ver por ejemplo, Martín-Pintado et al. 1992). Por otro lado, en el DG el C_2H_5OH solo se detecta en en pequeños núcleos densos y calientes donde se forma por reacciones químicas en los granos y pasa a fase gaseosa por evaporación térmica. Sin embargo, la baja temperatura del polvo en el CG sugiere que las altas abundancias en fase gaseosa de C_2H_5OH (incluso mayores que en los núcleos calientes del DG) y de SiO no se pueden explicar por evaporación térmica. El hecho de que no se detecte emisión de SiO o C_2H_5OH asociada con las fuentes de continuo térmico como los FT del Arco, también sugiere que la emisión no se puede explicar sólo por efecto de una química de altas temperaturas. Lo más probable es que el responsable de las altas abundancias de C_2H_5OH y SiO en fase gaseosa sea algún mecanismo de tipo mecánico que erosione los mantos de los granos (Martín-Pintado et al. 1997, 2001). La naturaleza transitoria de la química del etanol permite estimar que el choque que erosionó los granos debe haber ocurrido hace menos de $\sim 10^5$ años (Martín-Pintado et al. 2001).

Las condiciones físicas de las nubes del CG no son exactamente iguales a las de los pequeños (< 0.1 pc) densos ($\gtrsim 10^6$ cm^{-3}) y calientes ($\gtrsim 100$ K) núcleos asociados con la formación de estrellas masivas. Como hemos visto las densidades de las nubes de la ZMC son algo más bajas y por contra las altas temperaturas no están confinadas a pequeñas regiones. Sin embargo, en muchos aspectos la química de la ZMC se parece a la de los núcleos calientes. Por ejemplo, además del C_2H_5OH, en muchas nubes del CG también se detectan moléculas orgánicas complejas típicas de los núcleos calientes como CH_3CN (Bally et al. 1987; Martín-Pintado et al. en prep.). El CH_3CN también se detecta en la envoltura de Sgr B2, donde de Vicente et al. (1997) han medido una abundancia de $\sim 5\,10^{-11}$, típica de los núcleos calientes (véase por ejemplo, van Dishoeck & Blake 1998).

Otras de las moléculas que se han observado en la ZMC (fuera de los núcleos calientes de Sgr B2) son las de HNCO y $HOCO^+$. Como hemos dicho en la Sección 1.7.2, la emisión de HNCO es extensa en la ZMC. Aunque en Sgr B2 el HNCO podría estar excitado por radiación IR (Churchwell et al. 1986), es casi seguro que el máximo de HNCO a $l \sim 1\overset{\circ}{.}6$ traza una nube de gran densidad excitada por choques. La abundancia de esta molécula frente a CO crece espectacularmente en esta región (Dahmen et al. 1997) que es también la región de la ZMC donde Hüttemeister et al. (1998) han medido las abundancias de SiO más altas. Zinchenko et al. (2000), han estudiado recientemente la emisión de HNCO en núcleos densos tanto del CG como del DG y han observado que existe una correlación entre esta y la emisión SiO que interpretan como un origen común de ambas especies, probablemente ligado a la presencia de choques.

Minh et al. (1988) han estudiado la emisión de $HOCO^+$ en varias nubes moleculares de la Galaxia pero soló la han detectado en el CG. Las no-detecciones son consistentes con los modelos de química ión-molécula en fase gaseosa. Sin embargo, para explicar la abundancia de $HOCO^+$ en el CG se necesitan altas abundancias de CO_2 o H_3^+ en

fase gaseosa. Nótese que la abundancia de H_3^+ está directamente relacionada con el flujo de rayos cósmicos.

Resumiendo, en el CG son abundantes y presentan una distribucion extensa ciertas especies que en el resto de la Galaxia solo emiten en regiones muy particulares como los núcleos calientes. El estudio de la quimica nos puede dar información fundamental acerca de los mecanismos de calentamiento del gas, por ejemplo, el efecto de ondas de choque, que como hemos visto en las Secciónes 1.7.3 y 1.8 pueden jugar un importante papel a la hora de explicar las altas temperaturas del gas y comprender la formación estelar en el CG.

1.11 Sumario

El centro galáctico contiene un 10 % del material molecular de la Galaxia aunque su volumen es menor de un 1% del total. La tasa de formación estelar es también del 10 % de la medida en el disco. Por tanto, a pesar de la gran concentración de nubes densas y masivas en el CG, la eficiencia de formación estelar es similar en el CG y en el DG. Probablemente se deba a que las condiciones físicas de las nubes no favorecen su colapso aunque en realidad, no se sabe bien como ocurre la formación estelar en el CG.

Las condiciones físicas derivadas del gas del CG son homogéneas a lo largo de toda la ZMC. El gas molecular es denso, contiene una fase caliente, y está sometido a turbulencia supersónica. Además, la química de las nubes de la ZMC es realmente particular, al igual que las altas temperaturas, a lo largo de toda la ZMC se detectan moléculas relativamente raras con altas abundancias como el SiO y también moléculas complejas como el C_2H_5OH.

No se conoce qué mecanismos dominan el calentamiento del gas de las nubes del CG. Choques, radiación, turbulencia,...existen argumentos a favor y en contra de la mayoría de ellos. En particular, no se sabe prácticamente nada de los posibles escenarios en los que esos mecanimos actuan: choques a gran escala, radiación procedente de cúmulos de estrellas masivas,...

El estudio de la química y la física de las nubes de la ZMC es necesario para investigar los mecanismos de calientan el gas. A lo largo de esta tesis se van a presentar nuevos enfoques para atacar este problema como son: (*i*) La determinación de una manera fidedigna e independiente de factores de conversión, de la cantidad de gas molecular caliente en las nubes del CG. (*ii*) El estudio de la morfología del gas caliente con alta resolución espacial. (*iii*) El estudio de la emisión de líneas de estructura fina tanto de elementos neutros como ionizados. Varias de estas líneas son importantes agentes a la hora de enfriar el gas denso con temperaturas de varios cientos de Kelvin e importantes herramientas de diagnóstico acerca de los mecanismo de excitación. (*iv*) El análisis detallado de la emisión del polvo en un rango continuo de longitudes de onda. (*v*) La realización de estudios comparativos a diferentes longitudes de onda para ahondar en la comprensión de como interaccionan entre sí las distintas fases del medio interestelar en el CG. (*vi*) Sin olvidar, como deciamos, el estudio de la química, que puede "delatar" la acción de uno u otro mecanismo de calentamiento.

Todo ello es de vital importancia para entender la física, la química y la formación estelar en el centro de nuestra Galaxia, lo que nos brinda una oportunidad única para a su vez poder comprender mejor los procesos que dominan la evolución en los núcleos de otras Galaxias.

Capítulo 2

Burbujas de NH_3 caliente en expansión en la envoltura de Sgr B2

2.1 Introducción

Como se ha comentado en el Capítulo 1, Sgr B2 es la región de formación estelar más activa de la Galaxia. La formación estelar masiva en Sgr B2 tiene lugar fundamentalmente en dos núcleos, Sgr B2M y Sgr B2N. Éstos presentan todos los indicios de una formación estelar activa como la presencia de regiones H II ultracompactas (Martin & Downes 1972, Gaume et al. 1995) y núcleos calientes (Vogel et al. 1987; de Vicente, Martín-Pintado & Wilson 1997, dVMPW en adelante), así como emisión de máseres de H_2O, OH, H_2CO, CH_3OH y SiO (Genzel & Downes 1977; Kobayashi et al. 1989, Gaume & Mutel 1987; Gaume & Claussen 1990; Gardner et al. 1986; Mehringer et al. 1993; Hougton & Whiteoak 1995; Mehringer & Menten 1997; Hasegawa et al. 1985). Estas regiones de formación estelar tienen una masa de $\sim 10^4\,M_\odot$ (dVMPW) y se encuentran embebidas en una nube molecular gigante de $\sim 7\times10^6\,M_\odot$ de masa total (véase, por ejemplo, Lis & Goldsmith 1989).

A pesar de su gran masa, no se conoce mucho del origen y las propiedades de la envoltura de Sgr B2N y Sgr B2M. Según los trazadores de formación estelar masiva reciente que se utilizan habitualmente, se sabe que ésta ocurre con menor eficiencia que el los núcleos Sgr B2N y Sgr B2M (véase por ejemplo, los estudios de la emisión máser y de radiocontinuo en la porción sur de Sgr B2M llevados a cabo por: Mehringer et al. 1993, 1994; Hougton & Whiteoak 1995 y Mehringer & Menten 1997). Las observaciones de líneas de absorción de NH_3 hacia las fuentes de radiación de continuo indican la presencia de una envoltura bastante caliente ($T_K \gtrsim 100$ K; Wilson et al. 1982a; Hüttemeister et al. 1993b) de densidad moderada (10^3-10^4 cm^{-3}; Martín-Pintado et al. 1990) donde las grandes densidades de columna de gas caliente ($\gtrsim 10^{23}$) han hecho posible la detección de muchas moléculas. Recientemente, dVMPW han derivado la distribución de la temperatura cinética en la envoltura de Sgr B2 a escala de varios parsecs. En función de su temperatura se pueden distinguir las siguientes estructuras: los núcleos calientes densos y compactos asociados a Sgr B2N y Sgr B2M ($T_K \sim 300$ K), un gran anillo caliente ($T_K \sim 120$ K) que rodea a los núcleos calientes con un radio de ~ 4 pc y un grosor de ~ 1.4 pc y, por último, una envoltura extensa (de al menos

7×14 pc^{-2}) moderadamente caliente ($T_{\rm K} \sim 50 - 70$ K).

Es un hecho conocido que los núcleos calientes se calientan debido al efecto de la radiación de estrellas masivas jóvenes. Por el contrario, se sabe poco sobre el mecanismo de calentamiento del gran anillo y de la envoltura moderadamente caliente. DVMPW han propuesto que el anillo caliente podría estar asociado con la interfase entre una gran burbuja de gas ionizado en el núcleo de Sgr B2 y la envoltura. La burbuja de gas habría sido creada por estrellas tipo-OB formadas recientemente en el núcleo de Sgr B2. En este contexto, tanto los fotones ultra-violeta (UV) emitidos por las estrellas como las ondas de choque producidas por la expansión del gas ionizado podrían explicar el calentamiento del anillo.

Para entender el mecanismo de calentamiento de la envoltura moderadamente caliente y el gran anillo caliente de Sgr B2 se necesita conocer la morfología, la cinemática y las propiedades físicas del gas molecular caliente a escalas menores que las accesibles con observaciones de antena única. La distribución espacial de la temperatura cinética es particularmente importante. Las líneas meta-estables de inversión del NH_3 se pueden utilizar como un excelente termómetro (ver Apéndice A) y se pueden observar con muy alta resolución espacial con el *Very Large Array* (VLA). Las líneas de inversión (3, 3) y (4, 4) provienen de niveles que se encuentran a 120 y 200 K por encima del fundamental y son buenos trazadores del gas molecular caliente. Para obtener la morfología del gas caliente con alta resolución espacial y determinar la distribución espacial de la temperatura cinética en la parte sur del anillo caliente, hemos observado esas dos líneas. Estos datos muestran por primera vez que la morfología del gas caliente a pequeñas escalas es bastante inhomogénea, estando dominada por estructuras con forma de anillo, lo que aporta nuevas pistas sobre los posibles mecanismos de calentamiento de la envoltura de Sgr B2.

2.2 Observaciones

Las observaciones de las líneas NH_3 (3, 3) y (4, 4) se llevaron a cabo con el VLA en la configuración DnC el 14 de Enero de 1995. El centro de las observaciones es $\alpha(1950) = 17^{\rm h}44^{\rm m}08^{\rm s}$, $\delta(1950) = -28°23'25''$. Para calibrar la fase se usaron observaciones de 1741–312. Para calibrar el flujo se observo 3C 286 (asumiendo una densidad de flujo de 2.4 Jy) mientras que para calibrar la banda de paso se usaron 3C 84 y 3C 273. El sistema de observación de líneas espectrales del VLA se usó en el modo de 2 frecuencias intermedias (FI), grabando simultáneamente 64 canales para cada transición. El primer canal de cada FI (canal 0) fue un canal de banda ancha, con una anchura del 75% de la anchura de banda total (6.25 MHz). Los otros 63 canales de cada FI (con espacio entre canales de 1.23 km s^{-1}) se "suavizaron" con un algoritmo de *Hanning* obteniéndose una resolución en velocidades de 2.45 km s^{-1}. La calibración, reducción y análisis de los cubos de lineas espectrales se llevo a cabo con el paquete AIPS en los ordenadores del *US Naval Observatory*. Los datos de todos los canales se transformaron en imágenes de 512×512 pixels (el tamaño de cada pixel es de $0.5''$) y se limpiaron con CLEAN. La calibración de las líneas se mejoró aplicando correcciones de ganancia obtenidas gracias a la auto-calibración del canal de banda ancha. Para cada línea de

NH_3 se obtuvieron dos conjuntos de imágenes: uno con pesos naturales y otro con pesos uniformes de los datos *uv*. La anchura total a mitad de altura de los haces en las imágenes resultantes es de $1.9'' \times 1.7''$ usando pesos uniformes y $2.9'' \times 2.7''$ usando pesos naturales. Utilizando pesos naturales se obtiene una mayor sensibilidad con el coste de degradar la resolución. El ruido rms típico en los mapas de canales con pesos naturales es de $\sim 3\,\mathrm{mJy\ haz^{-1}}$. En ninguna de las imágenes que aquí se presentan se ha corregido la respuesta del haz principal. Después del procesado inicial, los cubos de datos de AIPS se transformaron al formato del paquete del *Groupe d'Astrophysique de Grenoble* y los espectros se analizaron usando el programa CLASS.

2.3 Resultados

Las Figuras 2.1 y 2.2 muestran la morfología del continuo (en el panel superior izquierdo) y de la emisión de las líneas NH_3 (3, 3) y (4, 4), respectivamente, en función de la velocidad radial. Ambas imágenes se han obtenido utilizando pesos naturales. Los mapas de las líneas corresponden a canales individuales con una resolución de velocidad de 2.45 $\mathrm{km\ s^{-1}}$ y cubren todo el intervalo de velocidades observado. La velocidad radial de las imágenes de las líneas se muestra en la esquina superior izquierda de los paneles.

Las líneas de NH_3 presentan varias componentes de velocidad que prácticamente cubren todo el rango de velocidades observadas. Por tanto, para producir la imagen del continuo de la Figura 2.2 sólo se ha promediado un canal en el extremo rojo. Para producir la imagen del continuo de la Figura 2.1 también se han promediado otros tres canales en el extremo azul. La emisión del continuo se encuentra dominada por las fuentes denotadas en las Figuras 2.1 y 2.2 como Main, H, AA y V (ver por ejemplo, Mehringer et al. 1993). Teniendo en cuenta la sensibilidad de nuestras observaciones, los mapas de continuo coinciden con observaciones anteriores y no se discutirán más, ya que han sido estudiados en detalle por Gaume et al. (1995) y Mehringer et al. (1993).

Para simplificar la presentación de los contornos de nivel en los mapas de las líneas no se ha sustraído la emisión del continuo. Sin embargo, hacia las fuentes de continuo se detecta claramente líneas de absorción tanto de NH_3 (3, 3) como de NH_3 (4, 4). No obstante, la simple morfología de la emisión de continuo, que está dominada por fuentes compactas, no supone problemas para identificar las distintas estructuras presentes en las imágenes de las líneas. Los mapas de las líneas, en particular los de la transición (3, 3), que tienen una mayor relación señal a ruido, muestran que el gas caliente en la envoltura de Sgr B2 presenta una morfología muy inhomogénea y compleja que cambia sustancialmente con la velocidad radial. Las principales estructuras que aparecen en los mapas de las líneas NH_3 (3, 3) y (4, 4) son anillos, arcos y filamentos calientes. Otros resultados son la detección de emisión máser en la línea NH_3 (3, 3) y la presencia de varios núcleos calientes no resueltos. En las siguientes secciones se discutirán todos ellos en detalle.

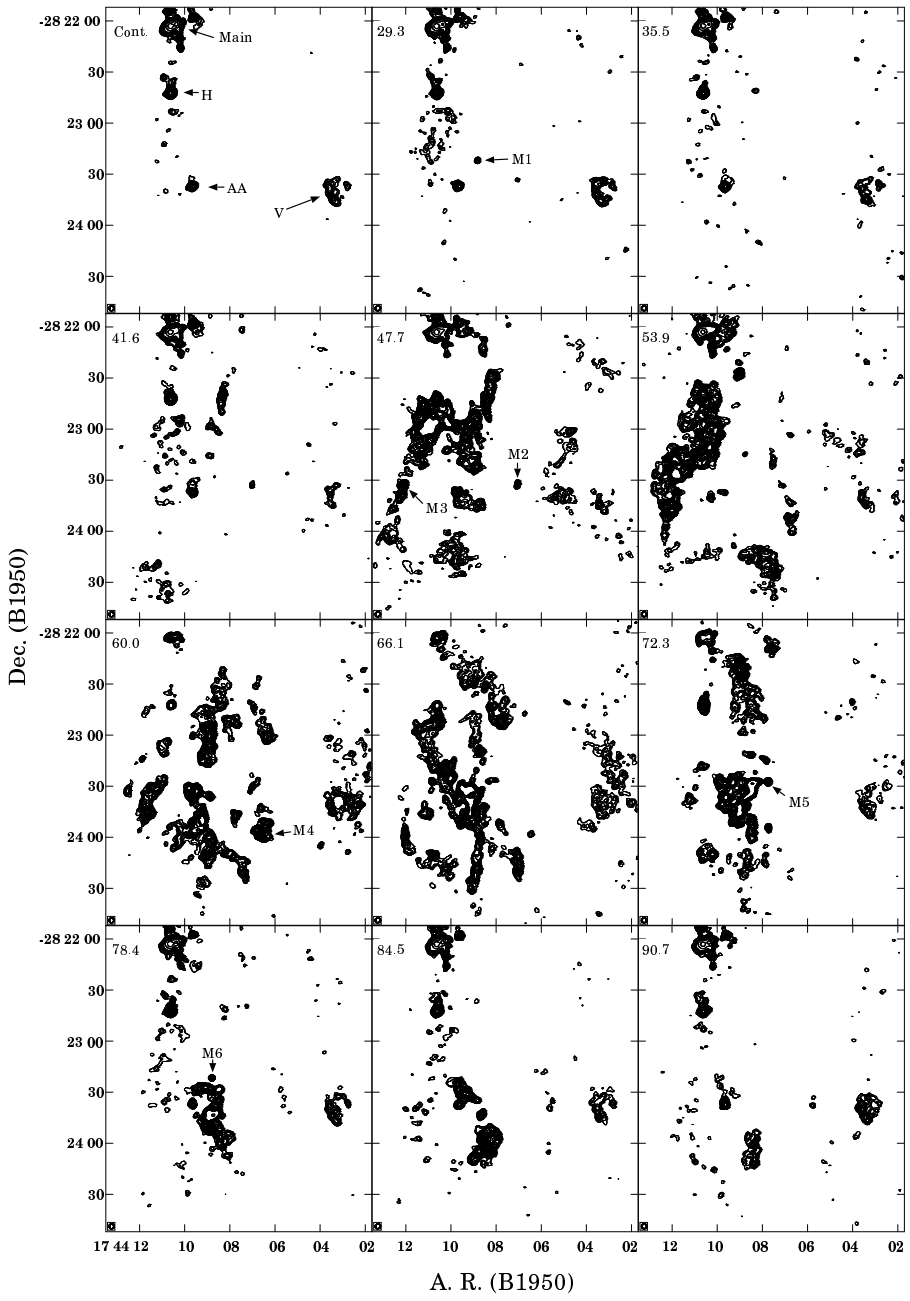


Figura 2.1: *Morfología de la emisión de continuo a 23.870 GHz (panel superior izquierdo) y de la emisión en la línea (3, 3) de NH_3 en función de la velocidad radial en la parte sur de la envoltura de Sgr B2. Las imágenes de las líneas corresponden a canales individuales de 2.45 km s^{-1} a la velocidad que figuran en la esquina superior izquierda de los paneles. En los mapas de la línea no se ha sustraído la emisión de continuo. La resolución angular de los mapas con pesos naturales es 2.″9 × 2.″7. El haz se muestra en las esquinas inferiores izquierdas de los paneles. Los niveles de los contornos en todos los mapas son: 8, 15, 22, 29, 36, 90, 180, 270 y 360 mJy haz^{-1}. Las fuentes de continuo se muestran en el panel superior izquierdo designadas según sus nombres usuales (ver Mehringer et al. 1993). Los posibles nuevos máseres de NH_3 (3, 3) se señalan con una M seguida de un número.*

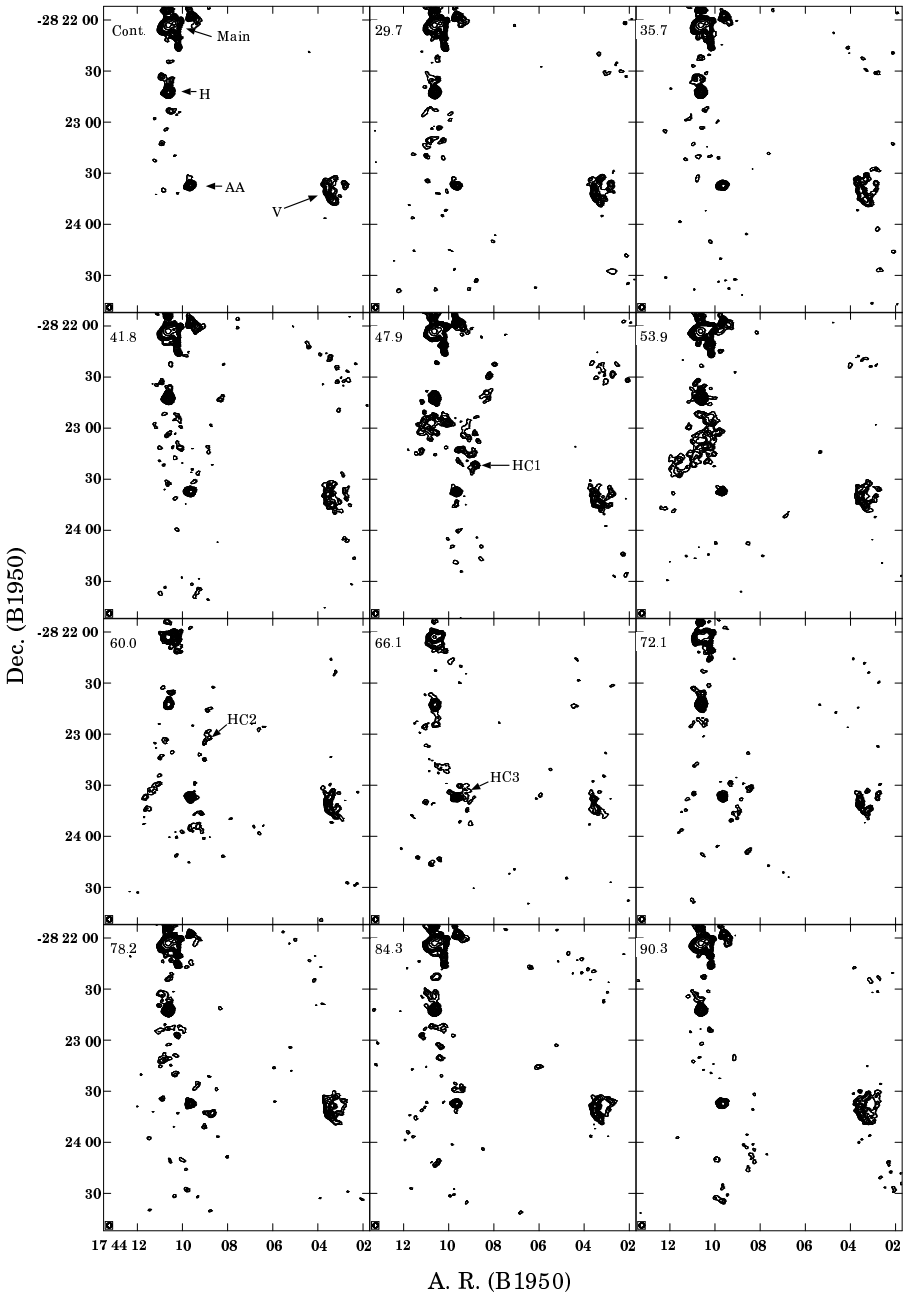


Figura 2.2: *Igual que la Fig. 2.1 para la línea NH_3 (4, 4). La posición de los nuevos núcleos calientes se indica con las letras HC (del inglés Hot Core) seguidas por un número. Niveles de los contornos como en Fig. 2.1*

2.3.1 Arcos y anillos calientes

En la Figura 2.3 se han señalado las estructuras más significativas que se pueden identificar a distintas velocidades radiales. Esta figura se ha obtenido promediando la emisión en la línea NH_3 (3, 3) (sin sustraer el continuo) en los intervalos de velocidad que figuran en la esquina superior izquierda de cada panel. Los diferentes anillos y arcos que se pueden identificar en la Figura 2.3 se han señalado con elipses y arcos de elipse. De aquí en adelante, designaremos estas estructuras por letras mayúsculas en orden de velocidad radial creciente. En el panel superior derecho también se puede apreciar un extenso filamento recto. Se han identificado seis anillos (A, B, D, F, G, H), dos arcos (C y E) y un filamento (Filamento). Los anillos son de forma elíptica, con su eje mayor orientado aproximadamente en la dirección del eje de declinación. Si la distancia hasta Sgr B2 es de 7.1 kpc (Reid et al. 1988), el tamaño de las burbujas varía entre 1 y 2.6 pc, mientras que tendrían entre 0.2 y 0.4 pc de espesor. Es interesante destacar que el anillo F aparece con diferentes tamaños a dos velocidades radiales distintas. Como se verá en la Sección 2.5, la cinemática y la morfología de este anillo es consistente con una burbuja tridimensional en expansión.

Los perfiles de las líneas en las estructuras más significativas se muestran en la Figura 2.4, y los parámetros observacionales de ambas líneas en posiciones selectas se encuentran en la Tabla 2.1. Los espectros de la Figura 2.4 se designan por la letra del correspondiente anillo más un número. Se han obtenido promediando espectros en las regiones que se indican en la columna 8 de la Tabla 2.1 (en torno a las posiciones indicadas en la Figura 2.3, que se encuentran en la misma tabla). En la Tabla 2.1 también se listan la intensidad, la velocidad radial y la anchura de las líneas (3, 3) así como la intensidad de las líneas (4, 4) para posiciones selectas en los arcos, anillos y el filamento. Estos parámetros con sus respectivos errores, se han obtenido ajustando gaussianas a la componente principal de velocidad. Las anchuras típicas de las líneas de NH_3 son de 4–6 km s^{-1}. Por el contrario, las medidas con telescopios con mayores haces son de $\sim$ 14 km s^{-1} (ver por ejemplo Hüttemeister et al. 1993b), mucho mayores que las medidas con el VLA. Las grandes anchuras medidas con antenas únicas probablemente se deben a la emisión de un conjunto de condensaciones (*clumps*) de bajo brillo superficial, cada una con anchuras de 4–6 km s^{-1} pero diferentes velocidades radiales.

2.3.2 Emisión máser en en la línea NH_3 (3, 3)

Las Figuras 2.1 y 2.2 muestran que los anillos y arcos de NH_3 en la envoltura de Sgr B2 son bastante inhomogéneos y están formados por muchas condensaciones distintas. Inspeccionando los mapas con la mayor resolución angular (los obtenidos con pesos uniformes) de la línea NH_3 (3, 3) se encuentran seis fuentes muy prominentes que no se resuelven. En adelante, estas fuentes serán designadas con la letra M y un número creciente con la velocidad radial. Sus posiciones se muestran en la Figura 2.1 . La Figura 2.5 muestra los espectros de las líneas (3, 3) y (4,4) en esas fuentes y la Tabla 2.1 lista los parámetros observacionales. Las intensidades y las anchuras de las líneas (3, 3) son similares a las medidas en otras condensaciones de los anillos y

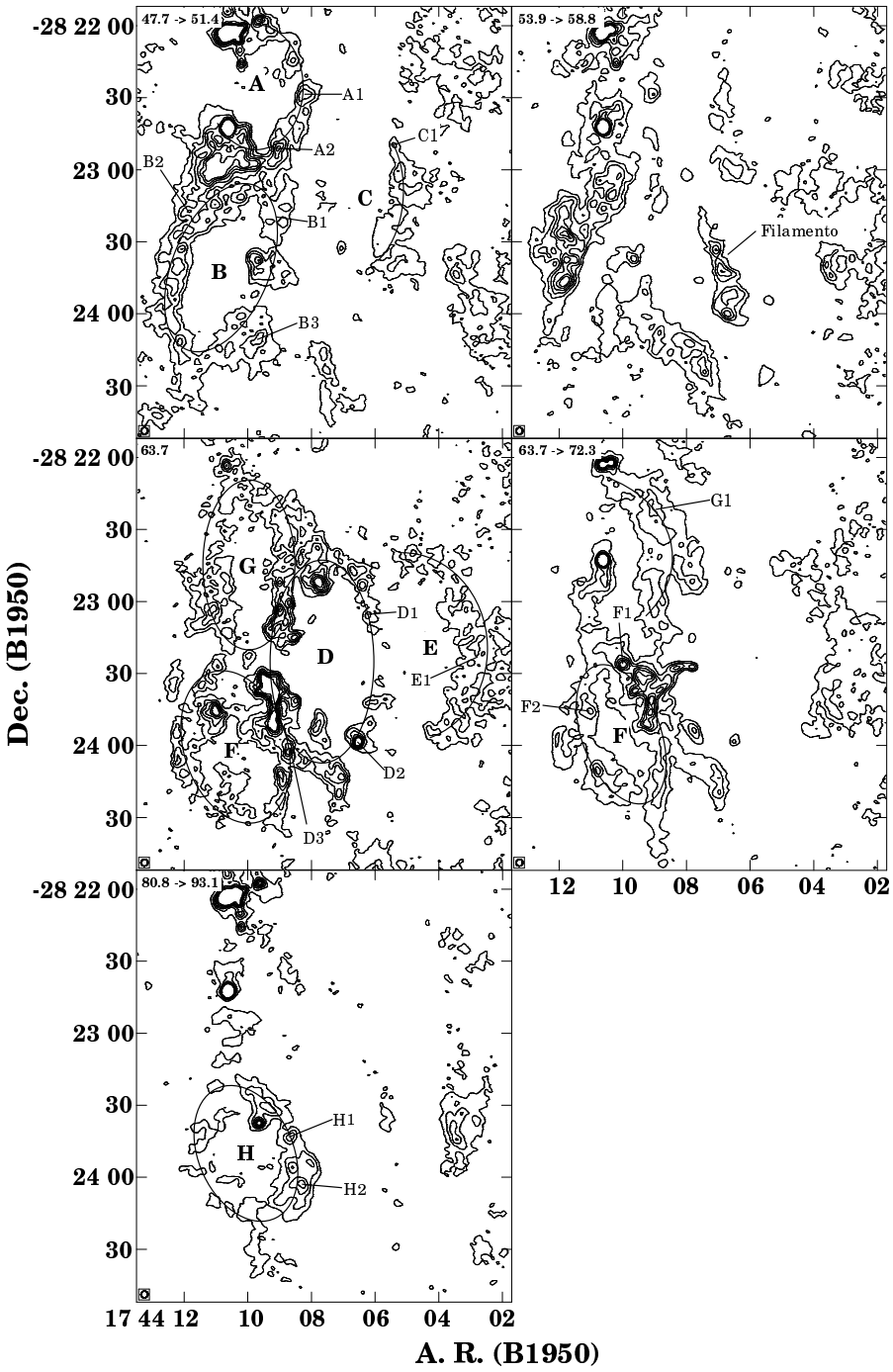


Figura 2.3: *Resumen de las principales estructuras que se observan en los mapas de NH_3 a distintas velocidades radiales. Los mapas que se muestran en cada panel han sido obtenidos promediando los mapas de NH_3 (3, 3) con pesos naturales en el intervalo de velocidades radiales que figura en la esquina superior izquierda de los paneles. Al igual que en las Figs. 2.1 y Fig. 2.2 no se ha restado el continuo. Los niveles de los contornos son 1, 3, 5, 7 y 9 en unidades de 4 mJy haz^{-1}. Los principales anillos y arcos se señalan con elipses y arcos de elipse y se nombran con letras mayúsculas según la velocidad radial creciente. Algunos espectros representativos de estas estructuras se muestran en la Fig. 2.4. Las posiciones donde se han tomado esos espectros se indican con la letra correspondiente a la estructura en cuestión y un número.*

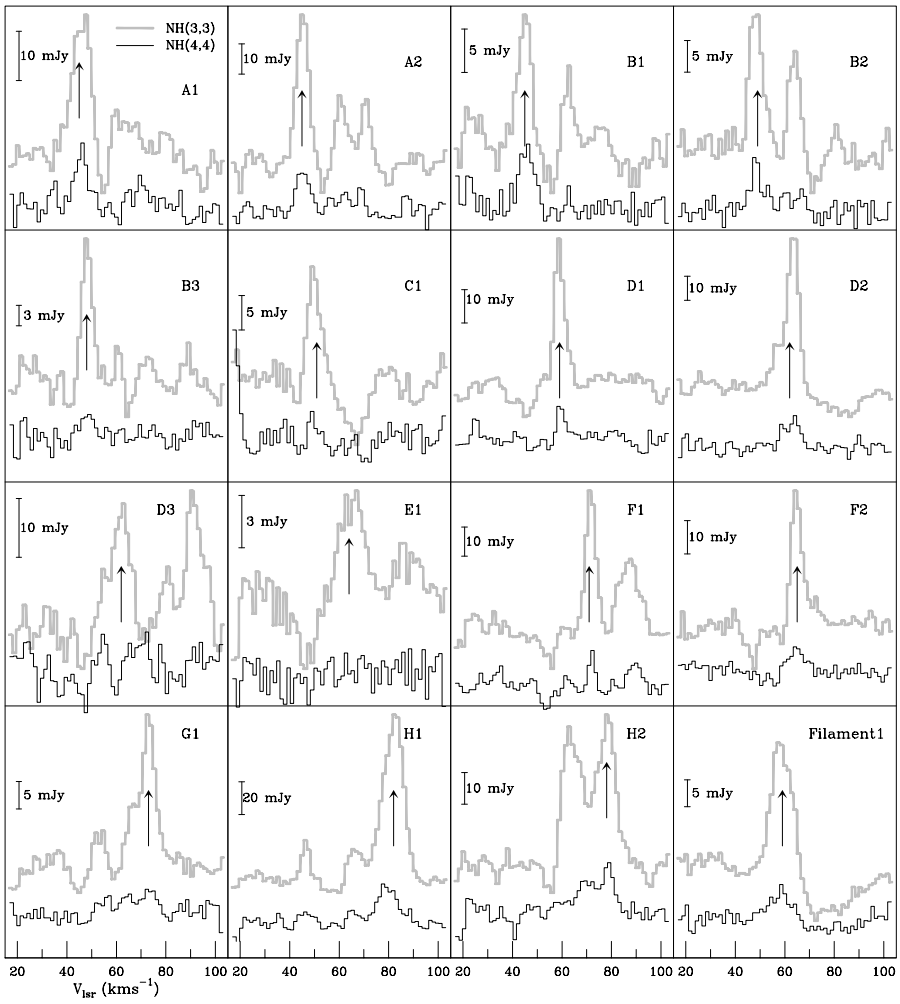


Figura 2.4: *Ejemplo de los perfiles de las líneas NH_3 (3, 3) y (4, 4) en algunas posiciones seleccionadas en las estructuras de la Figura 2.3. Las posiciones donde se han tomado esos espectros se indican con la letra correspondiente a dichas estructuras seguidas de un número. La componente de velocidad que se corresponde con los anillos se indica con una flecha.*

arcos. La principal diferencia es que las fuentes M son muy compactas. Estas fuentes se encuentran a lo largo de todo el intervalo de velocidades de la emisión de NH_3 y se distribuyen por una región relativamente amplia. Las posiciones de las fuentes M dadas en la Tabla 2.1 se han derivado ajustando perfiles gaussianos a la emisión en los mapas con pesos uniformes. Las incertidumbres típicas en las posiciones son del orden de 0.″1. Las dos fuentes M con velocidades radiales extremas, M1 y M6, están separadas por sólo 0.″7 en ascensión recta.

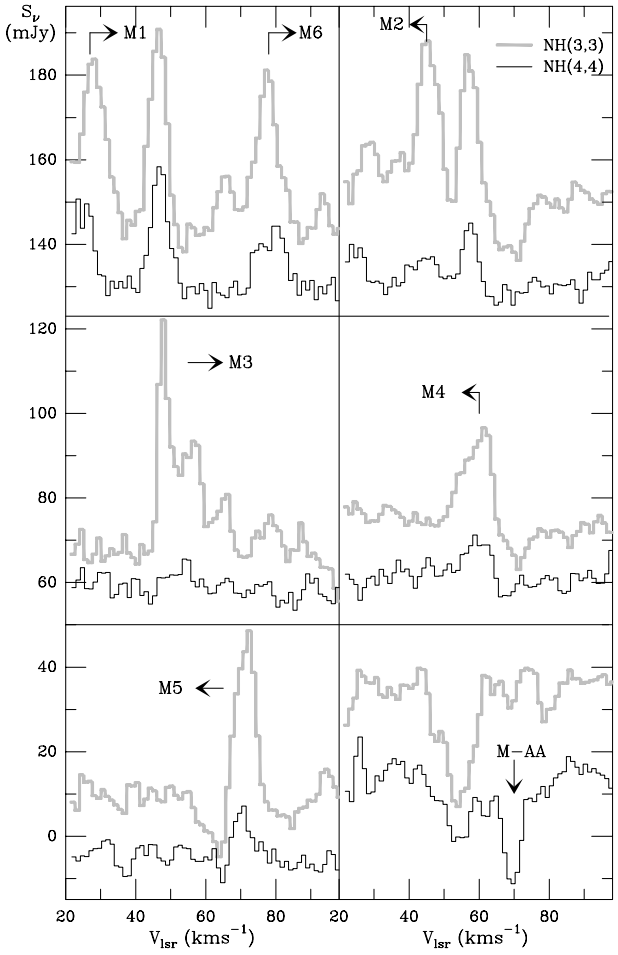


Figura 2.5: *Perfiles de las líneas NH_3 (3, 3) y (4, 4) hacia las fuentes con emisión máser que se señalan en la Fig. 2.1*

Las fuentes M no aparecen en los mapas de la línea NH_3 (4, 4) (ni con pesos naturales ni uniformes) como condensaciones no resueltas. Además de en estas seis fuentes, también se ha encontrado un gran contraste entre las intensidades de las líneas (3, 3) y (4, 4) en la línea de mira hacia la región H II AA (espectros M–AA en la Figura 2.5). Mientras que la línea (4, 4) muestra una fuerte absorción a ~ 70 km s^{-1}, la línea (3, 3) no se detecta. Esto es una clara indicación de que las poblaciones en los niveles involucrados en la transición (3, 3) no están en equilibrio térmico local (ETL), y sugiere la presencia de emisión máser en esta línea. Este comportamiento es similar al encontrado en otras regiones de formación estelar masiva como W33 (Wilson, Batrla & Pauls 1982b). Como se discutirá en la Sección 2.4.2, para las seis fuentes no resueltas M1–M6 se llega a la misma conclusión.

2.3.3 Los núcleos calientes

Los mapas de NH_3 (4, 4) con la mayor resolución angular (los obtenidos con pesos uniformes), también presentan fuentes prominentes no resueltas que no aparecen en los mapas de la línea NH_3 (3, 3). Se han encontrado tres fuentes con estas características. La Figura 2.2 muestra las posiciones de estas fuentes, denominadas HC (del inglés *Hot Core*), con números crecientes con la velocidad radial (ver la Sección 2.4.3). Los espectros de las líneas (3, 3) y (4, 4) en estas fuentes se muestran en la Figura 2.6. Los parámetros observacionales se encuentran en la Tabla 2.1. Se puede apreciar que las anchuras de las líneas en estas condensaciones son de 3–5 km s^{-1}, algo menores que las de las fuentes M.

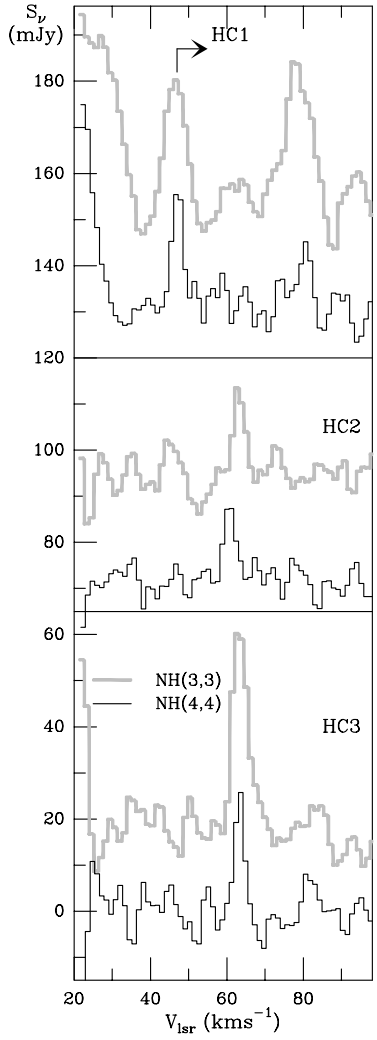


Figura 2.6: *Perfiles de las líneas NH_3 (3, 3) y (4, 4) en los núcleos calientes HC, cuya localización se muestra en la Fig. 2.2*

Las fuentes HC tienen velocidades radiales de entre 40 y 60 km s^{-1}, similares a las que se derivan en la región H II con líneas de recombinación (Mehringer et al. 1993). Las fuentes HCs se distribuyen por una región menor de la envoltura de Sgr B2 que las fuentes M. Todas las HCs se encuentran en una región de unos 30″ en las proximidades de la región H II AA. Es interesante señalar que HC1 se encuentra entre M1 y M6

(es casi coincidente con M6) y su velocidad radial, 46 km s^{-1}, también está entre las velocidades radiales de M1 y M6 (ver el espectro de HC1 en la Figura 2.6).

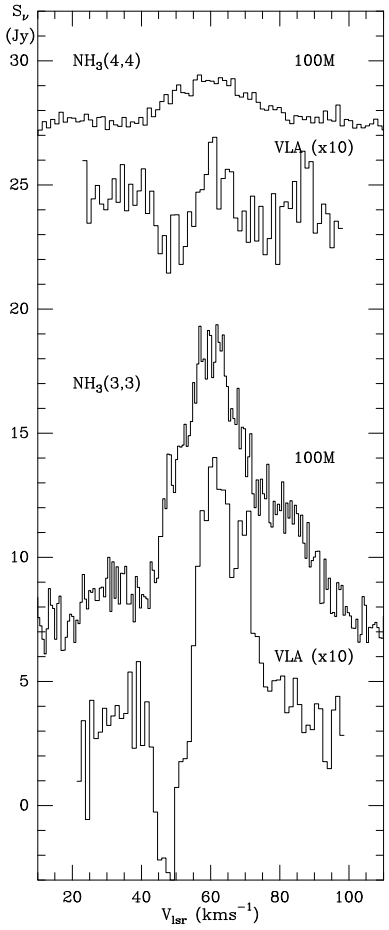


Figura 2.7: *Comparación de los espectros de las líneas NH_3 (3, 3) y (4, 4) medidos con telescopio de 100 metros de Effelsberg (100M) con los obtenidos de integrar los datos del VLA en una región similar al haz del 100m. Nótese que la intensidad de los espectros del VLA se ha multiplicado por 10*

2.3.4 Comparación de los datos del VLA con datos de antena única

Debido a la complejidad de la región (fuentes de continuo y emisión extensa de NH_3) es difícil comparar datos interferométricos y de antena única. Sólo se pueden hacer estimaciones aproximadas de la densidad de flujo perdida. La Figura 2.7 muestra espectros de las líneas (3, 3) y (4, 4) obtenidos con la antena de 100 m del *Max-Planck Institut für Radioastronomie* en Effelsberg (Alemania) así como los espectros del VLA. Los espectros del VLA se han obtenido integrando la emisión de los mapas en una región cuadrada de $40'' \times 40''$, similar a la medida por el haz del telescopio de 100 m. Los espectros del 100m se han obtenido usando el receptor y los procedimientos de observación descritos por Wilson et al. (1982a). Ambos espectros se han tomado hacia el centro del campo observado por el VLA. Si se integrase sobre una región mayor, las densidades de flujo medidas con el VLA sólo aumentarían en un factor ~ 2. Los dos perfiles de la línea NH_3 (3, 3) son muy similares para velocidades radiales mayores de

58 km s^{-1}, sin embargo a velocidades menores el espectro del VLA está dominado por la absorción hacia la fuente de continuo AA.

Las grandes diferencias entre los espectros del VLA y el 100 m se pueden entender en términos de flujo perdido en los mapas del VLA. Para velocidades radiales mayores de 58 km s^{-1}, para las que los espectros son similares, el VLA no ha medido un 80-90 % del flujo medido con antena única. Esto implica que la emisión de NH_3 (3, 3) medida por el 100m, a pesar de ser relativamente intensa, debe ser suave y extensa, y por tanto no detectable con un interferómetro como el VLA. Sin embargo, cuando la distribución suave está en la línea de mira hacia una fuente de continuo compacta, como AA, el VLA sí que la detecta en absorción. Por tanto, mientras el espectro integrado del VLA que se muestra en la Figura 2.7 está dominado por la absorción frente a fuentes compactas, el espectro de antena única está dominado por la emisión de una componente suave que no ha sido registrada por el VLA.

Para la línea NH_3 (4, 4) la relación señal-a-ruido de los espectros del VLA es menor que para la NH_3 (3, 3), pero también se obtiene que para velocidades radiales mayores de 58 km s^{-1}, el espectro del VLA contiene un 10–20 % del flujo medido con el 100 m. No se conoce la distribución espacial de la componente suave, sin embargo, una posible explicación es que los anillos y arcos observados con el VLA sean la sección de burbujas tridimensionales en un plano perpendicular a la línea de mira, pues estas son las zonas con una mayor densidad de columna de NH_3. En este contexto, al menos una parte de la emisión suave provendría de las partes frontal y posterior de esas burbujas (ver también las discusiones de las Secciones 2.4.1 y 2.5).

2.4 Distribución de la temperatura cinética y densidades

La observación de varias líneas meta-estables de NH_3 es una excelente herramienta para determinar la temperatura cinética de nubes moleculares (ver por ejemplo, Martín-Pintado et al. 1995). En nuestro caso se han combinado las intensidades de las líneas (3, 3) y (4, 4) para derivar la temperatura rotacional, $T_{\rm rot}$, entre esos niveles. Para las intensidades típicas de la línea (3, 3), del orden de 50 mJy, y una opacidad de la componente principal de $\sim$ 1, las intensidades de las componentes hiperfinas a $\pm$21 km s^{-1} serían de $\sim$ 2 mJy. Sin embargo, ninguno de los espectros que se muestran en las Figuras 2.4, 2.5 y 2.6 presenta indicios de las componentes hiperfinas a un nivel de $\lesssim$1.5 mJy (valor integrado para todas las componentes hiperfinas). Por lo tanto, la opacidad de las líneas (3, 3) debe ser $\lesssim$1. Esto es consistente con la profundidad óptica aparente de $\sim$ 0.8 que se obtiene de las absorciones frente a AA. Para líneas ópticamente delgadas, asumiendo una razón orto/para-NH_3 en ETL y que las anchuras de las dos líneas son iguales, se puede expresar $T_{\rm rot}$ como (ver Apéndice A):

$$T_{\rm rot} = 76.4 \left[\ln \left(0.719 \frac{S_\nu(3,3)}{S_\nu(4,4)} \right) \right]^{-1} \qquad (2.1)$$

donde $T_{\rm rot}$ está dada en grados kelvin y $S_\nu(3,3)$ y $S_\nu(4,4)$ son las densidades de flujo de las líneas (3, 3) y (4, 4), respectivamente. Las temperaturas rotacionales derivadas

para las distintas estructuras que se han discutido en las secciones anteriores, junto a sus respectivos errores derivados de los errores en las intensidades de las líneas, se encuentran en la Tabla 2.1. En general, las $T_{\rm rot}$ así obtenidas son un límite inferior a la temperatura cinética, $T_{\rm K}$. La diferencia entre ambas temperaturas decrece al disminuir $T_{\rm rot}$ (ver, por ejemplo, Danby et al. 1988). Aún teniendo en cuenta estas consideraciones, en adelante consideraremos $T_{\rm K} \sim T_{\rm rot}$. La Figura 2.8 muestra la distribución de la temperatura cinética en las distintas burbujas y fragmentos de burbujas. El filamento que se indica en la Figura 2.3 no se muestra en la Figura 2.8 porque su temperatura es relativamente uniforme de $\sim$ 60 K. Todas las posiciones donde se ha calculado la temperatura cinética se encuentran en la Tabla 2.1 y se pueden identificar fácilmente por la letra que designa el correspondiente arco o anillo y la propia temperatura cinética.

Una vez estimadas las $T_{\rm K}$ se pueden derivar las densidades de columna totales de NH_3. Las densidades de columna de NH_3 son muy poco sensibles a la densidad de H_2 ya que la termalización entre los diferentes niveles de $J = K$ se consigue con muy bajas densidades (ver, por ejemplo, Rohlfs & Wilson 1996). En la columna 10 de la Tabla 2.1 se encuentran estas densidades de columna asumiendo una razón orto/para en ETL y que sólo los niveles meta-estables ($J = K$) están poblados y termalizados. Si $T_{\rm K}$ y la densidad de H_2 son elevadas, los niveles no meta-estables ($K < J$) podrían estar apreciablemente poblados. En ese caso las densidades de columna de NH_3 serían un factor 3 mayores que las que aparecen en la Tabla 2.1 (ver también el Apéndice A).

2.4.1 Burbujas y fragmentos de burbujas

La temperatura cinética varía entre las diferentes estructuras observadas e incluso entre diferentes partes de una misma estructura (Figura 2.8). Las mayores temperaturas ($\gtrsim$100 K) se encuentran a velocidades radiales bajas, 45–52 km s^{-1}, en la región donde las burbujas A y B parecen solaparse. Fuera de esa región de intersección, es decir, en la parte norte de la burbuja A y la parte sur de la burbuja B, la temperatura desciende a $\sim$ 50 K. Para las estructuras encontradas a velocidades radiales mayores las temperaturas varían entre 40 y 100 K. En general, no se aprecia ningún gradiente sistemático en la temperatura de los anillos. Sólo hay indicios de un gradiente de temperatura entre la parte noroeste y sureste de la burbuja F, siendo las temperaturas derivadas algo menores en esta última zona. La mayor parte del material que forma burbujas y fracciones de burbujas tiene temperaturas cinéticas de entre 50 y 70 K, similares a las que se derivan en la envoltura moderadamente caliente de Sgr B2. Por otra parte, las temperaturas más altas derivadas en las burbujas coinciden con las del gran anillo caliente (dVMPW).

Para estimar la $T_{\rm K}$ del gas que está delante de la región H II AA podemos usar las líneas de absorción a $\sim$ 50 km s^{-1} (ver Apéndice A). De las opacidades aparentes de las dos líneas de NH_3 se obtiene una $T_{\rm K}$ de 150 K, como en la región norte de la burbuja B. Por tanto, parece probable que la línea de mira hacia la región AA atraviese el material de las paredes de la burbuja B.

La temperatura rotacional que se deriva para la componente suave y extensa a partir de los datos de antena única es de $\sim$ 50 K. Por lo tanto, es muy similar a la

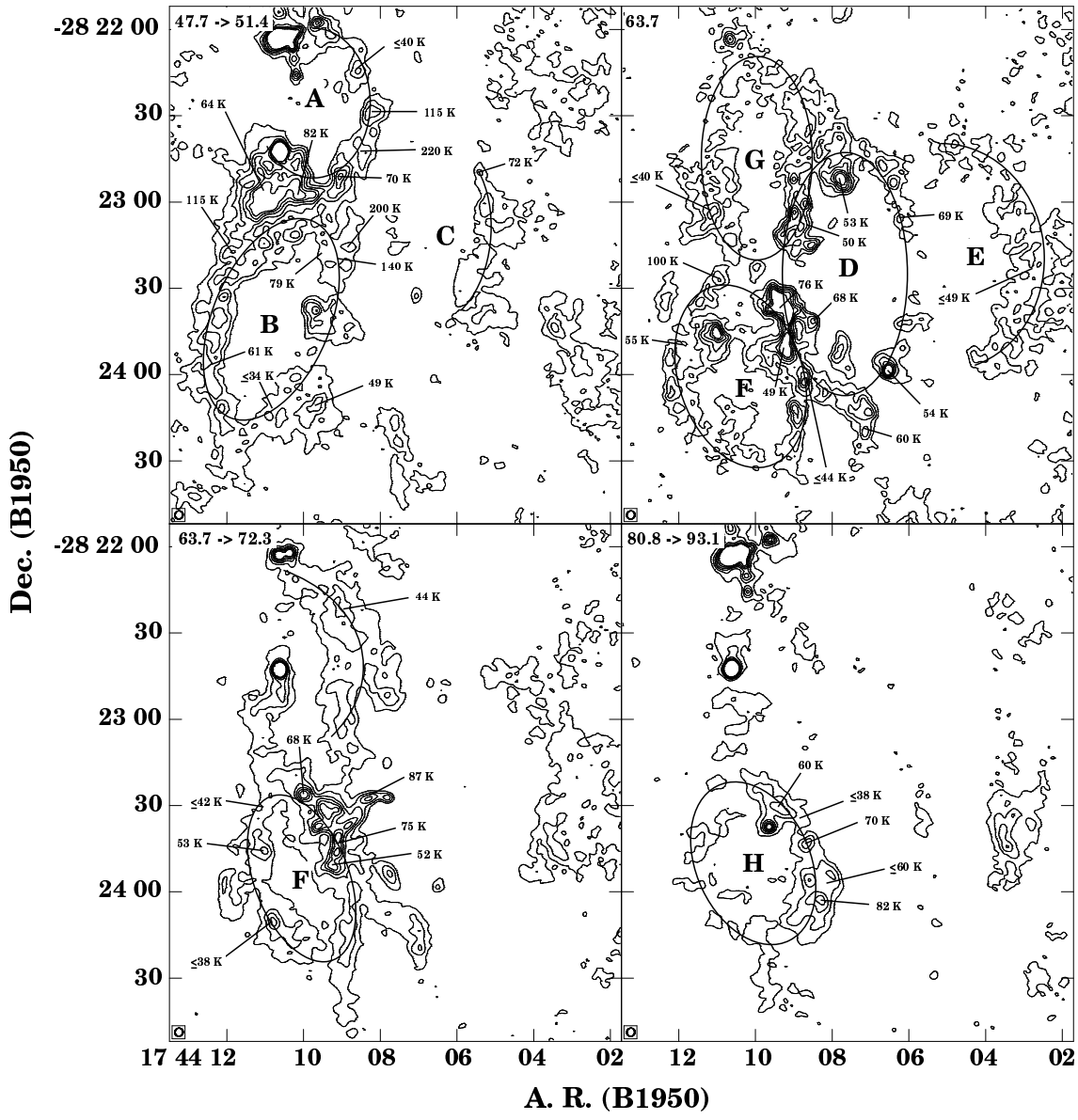


Figura 2.8: *Temperaturas rotacionales derivadas para algunas posiciones en los anillos y arcos de la Figura 2.3. Los niveles de los contornos son los mismos que en la Figura 2.3*

Tabla 2.1: *Parámetros observados y derivados de las líneas NH_3 (3, 3) y (4, 4)*

Fuente	AR (B1950) 17^h44^m	Decl. (B1950) $-28°$	$S_\nu(3,3)$ (mJy)	Velo. radial (km s^{-1})	Anchura línea (km s^{-1})	$S_\nu(4,4)$ (mJy)	Area de integración ($''\times''$)	T_{rot} (K)	Dens. de col. de NH_3 (10^{15} cm^{-3})
A1	08.2	22′29″	27±3	47.6±0.3	6.7±0.5	10±1	2×2	115±28	1
A2	09.2	22′58″	51±1	46.6±0.2	5.2±0.5	12±1	3×3	70±5	2
A	08.3	22′44″	31±4	44.7±0.4	8.6±0.8	16±2	4×12	∼220	2
A	08.5	22′14″	29±3	49.0±0.3	6.2±0.8	≲3	2×2	≲40	≳3
A B	10.2	22′57″	57±2	47.5±0.2	7.2±0.6	16±3	2×2	82±14	3
A B	12.0	23′11″	77±4	48.8±0.1	5.9±0.2	17±1	2×2	64±3	4
B1	09.0	22′18″	17±1	46.4±0.3	6.0±0.7	7±1	14×13	140±39	0.7
B2	11.4	23′08″	20±2	49.6±0.3	6.0±0.2	8±1	9×5	115±30	0.9
B3	09.6	24′12″	21±1	49.1±0.3	3.8±0.6	3.2±0.5	6×6	49±4	1
B	08.9	23′15″	27±3	45.3±0.2	7.1±0.5	13±3	2×2	∼200	2
B	09.60	23′19″	37±5	45.9±0.2	5.7±0.8	10±1	2×2	79±13	2
B	10.6	24′16″	10±1	50.4±0.7	7.4±1.4	≲0.7	21×6	≲34	≳2
B	12.3	24′00″	18±2	52.4±0.3	8.0±0.5	3.7±0.3	8×13	61±8	1
B	10.5	23′12″	28±2	53.7±0.2	4.8±0.3	14±1	4×3	188±53	1
C1	05.5	22′50″	16±1	50.8±0.3	5.0±0.7	4.0±0.2	6×9	72±6	0.7
D1	06.4	23′02″	41±3	58.9±0.1	4.4±0.3	10±1	2×2	69±7	2
D2	06.5	23′58″	63±7	62.5±0.1	6.0±0.3	11±2	2×2	54±8	4
D3 F	08.5	24′03″	22±1	62±1	7.3±2.4	≲3	2×2	≲44	≳2
D	07.4	24′23″	19±1	54.8±0.3	8.6±0.6	3.9±0.8	5×14	60±10	2
D	07.8	22′53″	53±1	63.4±0.2	5.7±0.3	9±1	2×2	53±5	3
D F	09.2	23′44″	51±3	65.3±0.2	9.1±0.6	8±1	3×5	49±4	5
D F	08.5	23′23″	30±2	64.7±0.2	4.0±0.5	7±1	3×4	68±14	1
D F	09.2	23′38″	53±5	65.7±0.2	7.9±0.3	14±1	2×2	76±10	4
D G	08.5	23′11″	26±2	62.1±0.2	4.1±0.5	6±1	5×5	50±8	1
E1	03.00	23′22″	5±1	64±3	9±1	≲0.8	18×40	≲49	≳0.5
F1	09.7	23′27″	50±1	69.9±0.3	4.8±0.8	11.6±0.3	2×2	68±2	2
F2	10.8	23′50″	40±3	64.1±0.2	4.6±0.3	7±1	5×4	53±5	2
F	11.8	23′45″	29±2	56.8±0.2	7.4±0.4	5.5±0.8	11×11	55±7	2
F	11.2	23′28″	15±1	58.1±0.3	6.4±0.6	5±1	8×14	100±23	0.7
F	10.8	24′10″	46±1	68.9±0.2	5.2±0.4	≲3	2×2	≲38	≳7
F	08.0	23′28″	39±5	70.0±0.3	6.0±0.6	12±2	4×3	87±21	2
F	11.3	23′30″	10±1	70.5±0.4	4.5±1.3	≲2	8×27	≲42	≳0.4
F	08.8	23′38″	41±5	70.9±0.3	18.1±0.6	11±2	2×2	75±17	6
F	09.1	23′46″	45±2	74.5±0.2	9.4±0.6	8±1	6×11	52±6	5
G1	09.1	22′20″	28±3	71.4±0.2	5.8±0.5	∼4	4×13	∼44	2
G	11.3	23′04″	17±2	63.1±0.2	5.6±0.4	≲2	7×7	≲42	≳1
H1	08.7	23′43″	85±4	78.8±0.6	10±1	21±2	2×2	70±8	7
H2	09.1	23′51″	45±3	75.5±0.1	8.8±0.4	13±1	2×2	82±9	3
H	08.6	23′36″	52±3	73.9±0.1	8.4±0.3	≲5	2×2	≲38	≳8
H	08.7	23′43″	44±3	74.0±0.2	7.9±0.5	9±1	2×2	60±7	3
H	08.0	23′54″	38±2	83.4±0.2	8.6±0.6	≲8	2×2	≲60	≳3
Filam.	06.7	23′55.5″	28±1	58.8±0.1	9.5±0.2	5.9±0.8	12×12	61±7	2
M1	08.84	23′21.8″	40±2	27.8±0.3	8.2±0.8	∼8	≲1×≲0.8	∼59	
M2	07.06	23′33.1″	38±3	45.3±0.3	5.8±0.6	≲6	≲1×≲0.8	≲49	
M3	12.01	23′32.8″	41±4	47.6±0.3	3.0±0.3	≲4	≲1×≲0.8	≲35	
M4	06.88	23′55.3″	39±6	59.4±0.2	9±1	10±2	≲1×≲0.8	78±22	
M5	07.70	23′27.7″	48±4	71.3±0.2	5.5±0.4	13±1	≲1 × ≲0.8	75±11	
M6	08.79	23′21.8″	34±2	77.2±0.8	7.3±0.8	∼9	≲1 × ≲0.8	∼76	
M-AA	09.63	23′37.5″	≲3	69±1	7±1	−30±3			
HC1	08.80	23′21.8″	48±2	46.2±0.2	5.5±0.4	29±1	≲1×≲0.8	440±140	3
HC2	09.01	23′04.6″	19±2	60.7±0.2	3.5±0.5	19±2	≲1×≲0.8	≳400	≳0.8
HC3	09.33	23′34.9″	43±3	63.2±0.1	4.5±0.3	27±1	≲1 × ≲0.8	≳400	≳2

derivada para la mayor parte del gas que forma los arcos y anillos observados con el VLA. Este hecho apoya la idea de que parte de esa componente extensa proviene de las paredes de burbujas tridimensionales, de las cuales el VLA sólo detecta su sección en un plano perpendicular a la línea de mira donde la densidad proyectada, es decir, la densidad de columna, es mayor.

Una vez derivada la T_K se puede estimar la densidad de columna total de NH_3 para esa temperatura (Apéndice A). Las densidades de columna de NH_3 varían en más de un orden de magnitud entre las diferentes condensaciones que se aprecian en las burbujas. Se han derivado densidades de columna desde 0.7 hasta 8×10^{15} cm^{-2}, con un valor medio de $\sim 3 \times 10^{15}$ cm^{-2}. Asumiendo que la profundidad de las condensaciones es similar al grosor de las burbujas, es decir $\sim$ 0.3 pc, las densidades de volumen de NH_3 serían de $\sim 3 \times 10^{-3}$ cm^{-3}. Para una abundancia de NH_3 de $\sim 10^{-8}$, las densidad de H_2 sería de $\sim 3 \times 10^5$ cm^{-3}. Este valor debe ser considerado como un límite inferior ya que, como se ha comentado anteriormente, las densidades de columna podrían estar infravaloradas en un factor 2-3. Sin embargo, incluso ese límite inferior para la densidad de H_2 en las burbujas es más de 10 veces mayor que las densidades de la envoltura de Sgr B2 obtenidas a partir de otros estudios de líneas de absorción y emisión (Wilson et al. 1980; Martín-Pintado et al. 1990). Si por el contrario, se asume que la densidad típica de H_2 en la envoltura de Sgr B2 es de unos pocos 10^4 cm^{-3}, entonces la abundancia de NH_3 aumentaría al menos en un orden de magnitud. En cualquier caso, las burbujas, los fragmentos de burbujas y el filamento caliente observados con el VLA son regiones de la envoltura de Sgr B2 con altas densidades o con altas abundancias de NH_3. Para distinguir entre los dos escenarios se necesitarían observaciones con alta resolución espacial de varias transiciones de un trazador de alta densidad como CS.

2.4.2 Máseres de NH_3 (3, 3)

En condiciones de ETL, la temperatura de brillo (T_B) de una línea dada debe ser menor o igual que T_K. Para las condensaciones M, teniendo en cuenta sus tamaños y las intensidades de las líneas (3, 3), derivamos una T_B de $\gtrsim$110 K (con un factor de conversión de $\sim$ 2.8 K mJy^{-1}; Apéndice A). Para nuestro caso, donde la opacidad de la línea (3, 3) es $\lesssim$1, la T_K mínima necesaria para explicar la T_B medida es de $\gtrsim$170 K. Esto está en clara contradicción con la T_{rot} derivada para estas fuentes (Tabla 2.1). Para todas la fuentes M, T_B es mayor que T_{rot} en al menos un factor $\sim$ 2, siendo el caso extremo M3, para la cual T_B es un factor 4 mayor que T_{rot}. No es probable que las discrepancias encontradas entre T_{rot} y T_B se deban sólo a que T_K sea mucho mayor que T_{rot}. De hecho, Walmsley & Ungerechts (1983) han demostrado que T_K es similar a T_{rot} en el rango de T_{rot} medidas en este trabajo. Así, en el caso de M3, la T_{rot} de $\lesssim$35 K implica una T_K de $\sim$ 35, una vez corregidos los efectos de excitación. Este valor de T_K sigue siendo inconsistente con la temperatura de brillo. La explicación más sencilla es que la intensidad de la línea (3, 3) es mayor que T_K por emisión máser. También se necesita emisión máser para explicar las líneas (3, 3) en M1 y M2. Incluso para M4, M5 y M6 (con $T_{rot} \sim$ 75 K), T_K sería de $\sim$ 100 K, es decir, al menos un factor 1.7 menor que la T_B estimada. Como las fuentes M son puntuales y la línea (3, 3) es mucho más intensa de lo esperado, se puede concluir que todas estas fuentes

probablemente presentan emisión máser en la línea NH_3 (3, 3). Es interesante destacar que casi todas estas fuentes están embebidas en las paredes de las burbujas. Las densidades de columna de NH_3 en estas fuentes no aparecen en la Tabla 2.1, ya que no han sido estimadas debido a los efectos de no-ETL de la línea (3, 3). Para confirmar que estas fuentes son de hecho máseres, se necesitan imágenes con mayor resolución angular.

2.4.3 Los núcleos calientes

Para los núcleos calientes HC, las intensidades de las líneas (4, 4) son un 50 % mayores que las de las líneas (3, 3), lo que sugiere altos valores para $T_{\rm rot}$. Para HC2 las dos líneas tienen aproximadamente la misma intensidad pero no coincide su velocidad radial. Esto podría ser una indicación de emisión máser en la línea (4, 4). Sin embargo, esta es la fuente más débil entre las fuentes HC y la relación señal-a-ruido no es buena. Cuando se tienen en cuenta los errores, se encuentra que la emisión es consistente con condiciones de ETL. Además, la $T_{\rm B}$ de la línea (4, 4) que se obtiene para HC2, $\gtrsim$80 K, es menor que $T_{\rm rot}$ ($\gtrsim$400 K), y por tanto es consistente con emisión térmica. Para determinar de un modo más preciso la naturaleza de la excitación del NH_3 en HC2 son necesarias observaciones de más líneas de NH_3 con una mejor sensibilidad y una mayor resolución angular. De confirmarse, está sería la primera detección de emisión máser en la línea NH_3 (4, 4). Pero, como las intensidades de las líneas en las fuentes HC son consistentes con condiciones de ETL y altas $T_{\rm K}$, a continuación vamos a suponer que ambas líneas (3, 3) y (4, 4) provienen de regiones en ETL. La Tabla 2.1 contiene las $T_{\rm rot}$ derivadas para las tres fuentes HC (que son $\gtrsim$300 K). Esta tabla también contiene las densidades de columna de NH_3, derivadas tomando $T_{\rm K}$=300 K, y promediadas en el haz sintetizado con pesos naturales. Las características más destacables de estas fuentes son sus pequeños tamaños y sus altas temperaturas, similares a las de los núcleos calientes que se encuentran en el disco de la Galaxia así como en Sgr B2 M y N (Wilson, Downes & Bieging 1979; Vogel et al. 1987; dVMPW; Mauersberger et al. 1986a; Cesaroni et al. 1994). Este hecho sugiere que las fuentes HC también son núcleos calientes en la envoltura de la nube molecular Sgr B2.

2.5 La cinemática de las burbujas

Existen evidencias de que al menos algunas de las burbujas, como por ejemplo la burbuja F, se están expandiendo. En el caso de una burbuja en expansión se debe observar anillos de diferentes tamaños según varía la velocidad radial respecto a la velocidad del sistema. Esto es lo que se observa para la burbuja F, su tamaño cambia con la velocidad. El panel izquierdo de la Figura 2.9 muestra la comparación de la morfología de esta burbuja para dos valores de la velocidad radial: 65 y 71 km s^{-1} (representados con contornos finos y gruesos, respectivamente). El gradiente de velocidades observado en la región este de la burbuja es de ~ 6 km s^{-1} en $\sim 15''$ (2×10^{18} cm). Asumiendo el caso más simple, es decir, una esfera de radio $\sim 30''$ expandiéndose con una velocidad constante, el citado gradiente de velocidades implica una velocidad de expansión de

~ 7 km s^{-1}. Sin embargo, la parte oeste de la burbuja no parece mostrar movimientos de expansión. La velocidad de expansión puede no ser igual en todas las direcciones. Probablemente esto es debido a la complejidad de esta zona, donde se superponen varias burbujas (F, D y H).

En la parte sureste de la burbuja D también parece existir un gradiente de velocidades. La parte interna de la burbuja cambia de posición unos $\sim 12''$ (1.5×10^{18} cm) cuando la velocidad radial varía de 58 a 64 km s^{-1} (panel derecho de la Figura 2.9). Con las mismas suposiciones hechas anteriormente para la burbuja F se obtiene una velocidad de expansión de 9 km s^{-1}. Por tanto, ambas burbujas parecen estar expandiéndose con unas velocidades relativamente bajas y similares entre si. Generalizando, se puede concluir que las burbujas y fragmentos de burbujas calientes observadas en NH_3 están probablemente expandiéndose con velocidades de 5–10 km s^{-1}.

2.6 Emisión máser en la envoltura de Sgr B2

La nube molecular Sgr B2 es una de las regiones en las que se conoce un mayor número de máseres interestelares. Aunque la mayor parte de los máseres de Sgr B2 están asociados con las regiones de formación estelar reciente, también se encuentra un cierto número de ellos en la parte sur de su envoltura, donde no se sabe mucho acerca de la actividad estelar. En esta región sur hay relativamente pocos máseres de OH y H_2O (típicamente asociados con episodios de formación estelar reciente) cuando se comparan con los máseres de CH_3OH (Houghton & Whiteoak 1995; Mehringer & Menten 1997), H_2CO (Whiteoak & Gardner 1983; Gardner et al. 1986; Mehringer et al. 1994) y los de NH_3 propuestos en este trabajo. Hasta la fecha sólo se conocen dos regiones con máseres de H_2O (Whiteoak et al. 1987; Kobayashi et al. 1989) y una con emisión máser de OH (Gaume & Claussen 1990) en la zona sur de la envoltura de Sgr B2. Todos estos

Tabla 2.2: *Parámetros físicos de los núcleos calientes*

Fuente	T_K [a] (K)	Tamaño (10^{-2} pc)	Masas [c] $M_\odot$	n_{H_2} [d] (10^7 cm^{-3})	X(NH_3) [e] (10^{-9})	L_{polvo} [f] (10^6 $L_\odot$)
HC1	300	2.3–4	90–150	30-7	4	2–7
HC2	300	1.7–4	30-60	20-3	6-3	1–7
HC3	300	2.3–4	60–100	20-5	6–3	2–7

[a] *Límite inferior a la temperatura cinética*

[b] *Rango de tamaños derivados de la temperatura de brillo y el tamaños del haz*

[c] *Rango de masas del virial derivadas para el rango de tamaños de la columna 3*

[d] *Densidades de H_2 derivadas de las masas del virial.*

[e] *Abundancias de NH_3 derivadas para las densidades de columna de NH_3 corregidas por los tamaños*

[f] *Rango de luminosidades del polvo para una T_K de 300 K*

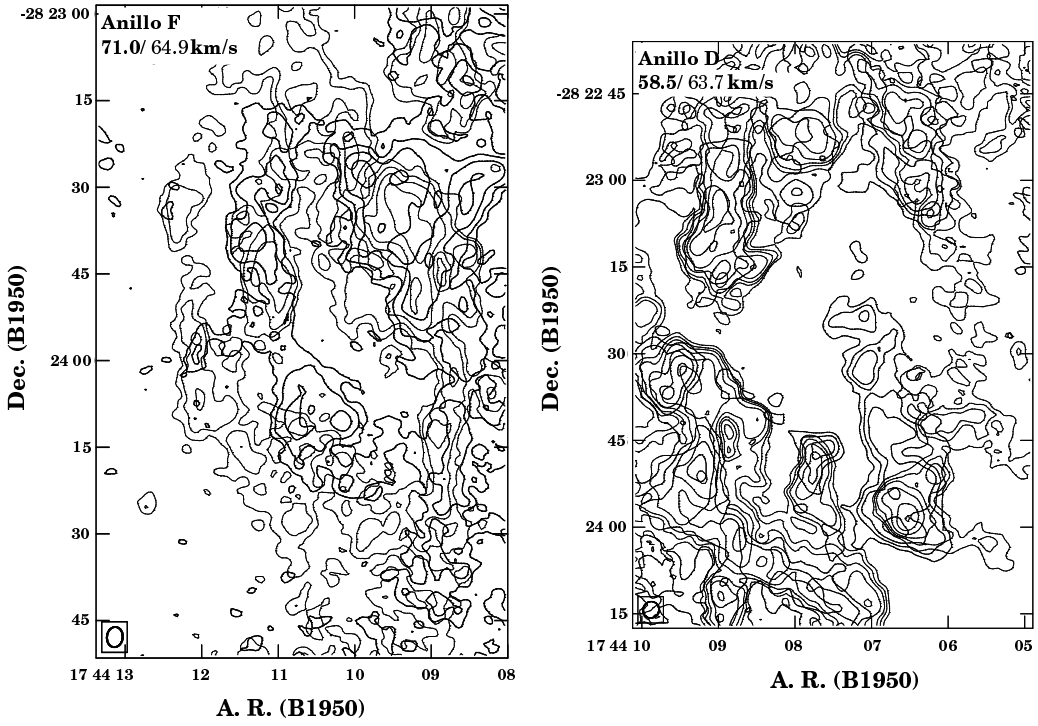


Figura 2.9: (Panel izquierdo) *Distribución espacial del anillo F para velocidades radiales de 65 y 71 km s^{-1} (contornos gruesos y finos, respectivamente). El tamaño del anillo cambia con la velocidad radial del modo esperado para una burbuja en expansión.* (Panel derecho) *Distribución espacial del anillo D para velocidades radiales de 59 y 64 km s^{-1} (contornos gruesos y finos, respectivamente). El gradiente de velocidades que se aprecia en la parte este del anillo también es consistente con el escenario de una burbuja en expansión*

máseres se encuentran en las proximidades de las regiones H II AA y H, y por tanto, están probablemente asociados con fenómenos de formación estelar de alta masa. Sin embargo, no esta claro el origen de la emisión máser en otras moléculas pues no parece asociada a episodios de formación estelar masiva reciente. A continuación vamos a mostrar que el gran número de máseres de CH_3OH, H_2CO y NH_3 que se encuentran en la envoltura de Sgr B2 tienen unas características bastante inusuales y una peculiar distribución espacial. Ambas propiedades parecen estar directamente relacionadas con la cinemática y las condiciones físicas de las burbujas de NH_3 caliente en expansión.

2.6.1 Máseres de NH_3 (3, 3)

La posible existencia de emisión máser en la línea de inversión NH_3 (3, 3) fue propuesta hace ya algún tiempo (ver, por ejemplo, Wilson et al. 1982b; Walmsley & Ungerechts 1983; Guilloteau et al. 1983). Los modelos de excitación y transporte radiativo de NH_3 predicen la existencia de emisión máser en la línea (3, 3) en un amplio rango de parámetros: $T_K \gtrsim 20$ K y densidades de H_2 entre $10^{3.5}$ y $10^{7.3}$ cm^{-3} (Walmsley & Ungerechts 1983; Mauersberger, Wilson & Henkel 1986b; Mangum & Wootten 1994). Sin embargo, a pesar del gran número de fuentes observadas en esa línea, sólo en siete de ellas se ha demostrado la existencia de emisión máser de NH_3 (3, 3) y en una de $^{15}NH_3$ (Mauersberger et al. 1986b; Gaume et al 1991; Mangum & Wootten 1994; Kraemer & Jackson 1995; Zhang & Ho 1995, 1997). Todos estos máseres se hallan en regiones de formación estelar masiva y están aparentemente asociados con delgadas capas de material molecular denso y caliente generadas por el efecto de los choques producidos por la interacción de vientos estelares de gran velocidad con el material ambiente (Mangum & Wootten 1994; Kraemer & Jackson 1995; Zhang & Ho 1995, 1997).

Hay que resaltar el hecho de que en una pequeña región de la envoltura de Sgr B2 se han identificado seis fuentes con posible emisión máser en la línea NH_3 (3, 3), cuyas velocidades radiales cubren todo el rango en el que se detecta emisión de NH_3. Como se muestra en la Figura 2.10, la mayor parte de estos máseres están situados en los bordes de las burbujas en expansión. En esta figura se puede apreciar como la fuente M3 está asociada a la burbuja B y M6 a la burbuja F. Por otro lado, M4, que se encuentra cerca de la condensación D2, parece asociada a la burbuja D. M5 se sitúa en la punta de un filamento que podría ser un fragmento de una burbuja y M6 está en la zona donde las burbujas F y G se intersectan. Es probable que los máseres M1 y M2 estén asociados con inhomogeneidades de la componente suave que se detecta con las observaciones de antena única, pues como hemos dicho anteriormente, en los mapas del VLA se ha perdido una considerable fracción de la emisión de NH_3 caliente. Algunos de los máseres, como por ejemplo M1, también podrían deberse a choques causados por estrellas jóvenes (ver la Sección 2.7). El gran número de máseres en la línea NH_3 (3, 3) que se detectan en la envoltura de Sgr B2, así como la aparente escasez de los mismos en las regiones de formación estelar Sgr B2 M y N se puede explicar de modo sencillo si estos son excitados por los choques producidos por la expansión de las burbujas en la envoltura de Sgr B2.

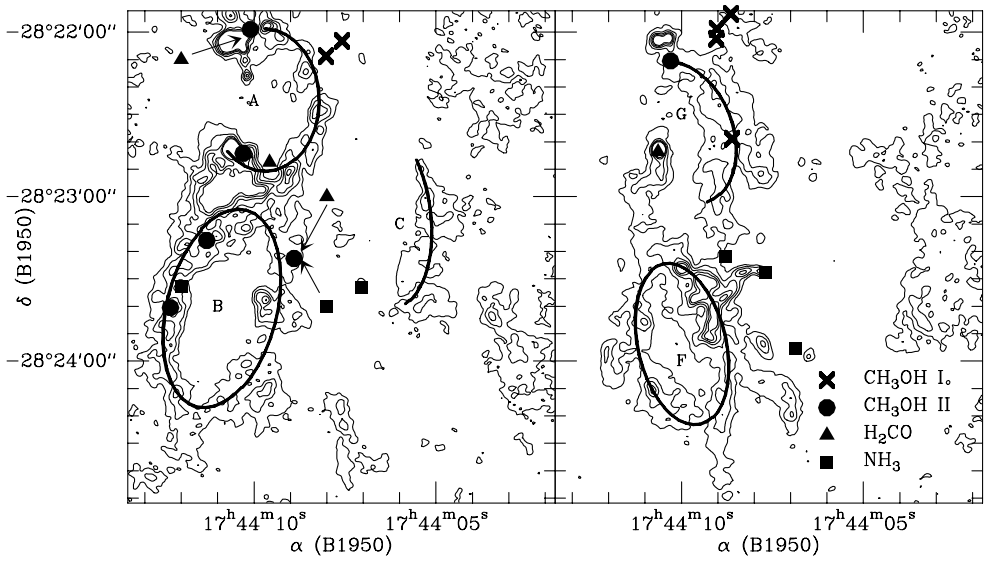


Figura 2.10: *Distribución espacial los diferentes tipos de máseres que se conocen en la envoltura de Sgr B2 sobre las burbujas de NH_3 caliente con velocidades entre 47.7 y 51.4 km s^{-1}* (panel izquierdo) *y 63.7 y 72.3 km s^{-1}* (panel derecho). *Los máseres de NH_3 (3, 3) M1-M3 se muestran en el panel izquierdo y M4-M6 en el panel derecho. Por completitud, se han incluido los máseres M1 y M4 aunque sus velocidades exceden el rango de los mapas. Los niveles de los contornos de los mapas de NH_3 son los mismos que en la Figura 2.3*

2.6.2 Otros máseres: CH_3OH y H_2CO

Los máseres más numerosos en la envoltura de Sgr B2 son los de CH_3OH, tanto los de clase I detectados en la línea de 44 GHz (Mehringer & Menten 1997) como los de clase II detectados a 6.72 GHZ (Houghton & Whiteoak 1995). Los máseres de clase II suelen aparecer en las envolturas densas y calientes de regiones H II ultracompactas donde también se observan máseres de OH (Menten 1991). Por el contrario, en la envoltura de Sgr B2, los máseres de clase II se encuentran a bajas velocidades radiales (46 y 56 km s^{-1}) que no están asociadas con regiones H II ni con máseres de OH (véase también Houghton & Whiteoak 1995). Son por tanto, bastante peculiares. La Figura 2.10 muestra la localización de los máseres de CH_3OH de clase I (cruces) y clase II (círculos) sobre los mapas de las burbujas calientes a las velocidades adecuadas. Es notorio el hecho de que todos los máseres de clase II se encuentran sobre los anillos A, B y G. Probablemente están asociados con las respectivas burbujas calientes. En particular, los máseres de la burbuja B, que están lejos de cualquier región H II , deben tener su origen en la presencia de grandes cantidades de gas chocado, como se sugiere para los máseres de NH_3.

La posición de los máseres de CH_3OH de clase I contrasta claramente con la situación de los de clase II. Sólo uno de los cinco máseres de clase I conocidos coincide con alguno de los anillos de NH_3. El origen de los máseres de CH_3OH de clase I no está totalmente claro pero se cree que se deben a la interacción del gas de alta velocidad proveniente de estrellas jóvenes con el material ambiente (Johnson et al. 1992). Las diferencias entre los máseres de clase I y clase II probablemente se deben a las diferentes condiciones físicas del material del entorno de flujos bipolares y de regiones H II, respectivamente. La principal diferencia entre ambos entornos es que las regiones H II se expanden a bajas velocidades y cuentan con una región ionizada. La presencia de máseres de CH_3OH de clase II en las burbujas en expansión indicaría que las condiciones físicas de estás burbujas son de algún modo más parecidas a las del entorno de una región H II que a las del entorno de un flujo bipolar.

Además de contar con numerosos máseres de CH_3OH, Sgr B2 es una de las regiones de la Galaxia donde se conocen un mayor número de máseres de H_2CO (Whiteoak & Gardner 1983; Gardner et al. 1986; Mehringer et al. 1994). En la Figura 2.10 también se ha indicado la posición de estos máseres (triángulos). Al igual que los máseres de CH_3OH de clase II, los máseres de H_2CO están situados en los anillos A y B. El mecanismo de bombeo de estos máseres no se conoce exactamente. El modelo de bombeo de Boland & de Jong (1981) para NGC 7538 IRS 1, que se basa en el particular espectro del continuo de esta fuente, no predice adecuadamente las intensidades observadas en otras líneas (Martín-Pintado et al. 1985). Además, los máseres de H_2CO en las burbujas A y B no están asociados con regiones H II y por lo tanto el mecanismo de bombeo debe de ser distinto al propuesto por Boland & de Jong (ver también Mehringer et al. 1994). Del mismo modo que para los máseres de NH_3 y los de CH_3OH de clase II, nuestros datos sugieren que el mecanismo de bombeo de los máseres de H_2CO debe de estar relacionado con las condiciones físicas y la abundancia de esta molécula en las burbujas de NH_3 caliente.

2.6.3 Los máseres de la envoltura de Sgr B2: química de choques y excitación

Hasta ahora ha sido difícil explicar el gran número de máseres de distintas moléculas que se conocen en la envoltura de Sgr B2 pues no parecen estar asociados con regiones de formación estelar típicas. Sin embargo, la situación y las velocidades radiales de la mayor parte de esos máseres pueden entenderse en términos de las burbujas calientes en expansión que muestran las imágenes de NH_3. Los máseres aparecen en las paredes de las burbujas que contienen material comprimido por la acción de vientos estelares o eventos explosivos. Este material ha sido procesado por choques, que han calentado el gas y han erosionado los mantos de los granos, aumentando considerablemente la abundancia de algunas moléculas. En particular, se espera que especies volátiles (H_2CO, CH_3OH, NH_3, H_2O...) sean muy abundantes en regiones calientes. Por otro lado, los anillos observados, es decir, los bordes de las burbujas en expansión, son perpendiculares a la línea de mira. Estas son las regiones de las burbujas con la mayor coherencia en velocidades, y por tanto son sitios favorables para la emisión máser. El efecto combinado de las altas abundancias y la coherencia de velocidades explican la presencia del gran número de máseres observado y porqué éstos están confinados en las paredes de la burbujas calientes. La buena correlación entre los máseres de CH_3OH de clase II y las burbujas calientes también sugiere que las burbujas calientes (y neutras) podrían haber sido producidas por burbujas de gas ionizado.

Discutir los mecanismos de bombeo de los máseres de cada una de las especies detectadas en la envoltura de Sgr B2 está más allá del propósito de esta tesis. No obstante, haremos algunos comentarios cualitativos. Es probable que las altas temperaturas de las burbujas jueguen un papel fundamental en el origen los máseres de la envoltura de Sgr B2. De hecho, tanto la posición como las velocidades radiales de los máseres están correlacionadas con la temperatura cinética de las burbujas: la mayor parte de los máseres se encuentran en la parte norte de la burbuja B y en la parte sur de la burbuja A, donde las temperaturas son, en general, mayores de 100 K. Además de aumentar la abundancia en fase gaseosa de especies volátiles que se eyectan de la superficie de los granos de polvo, las altas temperaturas también pueden influir de un modo importante a los mecanismos que provocan la inversión de población (véase, por ejemplo, Mauersberger et al. 1986b en cuanto a la emisión máser en la línea NH_3 (3, 3)).

2.7 Formación estelar reciente en la envoltura de Sgr B2

Las principales características de los núcleos calientes detectados en la envoltura de Sgr B2 se encuentran en la Tabla 2.2. La columna 3 lista los rangos de tamaños posibles para estas fuentes. Los límites superiores a los tamaños se han sacado de la Tabla 2.1, mientras que los límites inferiores se han derivado asumiendo que la línea (3, 3) es ópticamente espesa y que la temperatura de brillo es igual a una temperatura cinética de 300 K. El resto de los parámetros de la Tabla 2.2 se han estimado para el

rango de tamaños de la columna 3. Las densidades de H_2 se han determinado a partir de las masas derivadas con el teorema del virial que aparecen en la columna 4. Para obtener las abundancia de NH_3 en las fuentes HC se han corregido las densidades de columna de NH_3 de la Tabla 2.1 teniendo en cuenta los tamaños de las fuentes. Los tamaños de los núcleos calientes de la envoltura de Sgr B2 y las anchuras de sus líneas son menores que en Sgr B2 N o M (Vogel et al. 1987; dVMPW), pero el resto de los parámetros derivados para los HCs son similares a los de otras regiones de formación estelar masiva (Pauls et al. 1983; Mauersberger et al. 1986a; Cesaroni et al. 1994). Las densidades de H_2 de las fuentes HCs ($\sim 10^7$ cm^{-3}) son 2 ordenes de magnitud mayores que las derivadas del análisis de varias líneas de CH_3CN en la envoltura (dVMPW), y son, en efecto, típicas de núcleos calientes. Por el contrario, la abundancia de NH_3 en los HCs son casi dos ordenes de magnitud menores que los valores medidos en otros núcleos calientes. Está considerable diferencia se reduce en un factor 5 al utilizar la función de partición de los 100 niveles más bajos del NH_3 en vez de sólo aquellos con $K = J$ (Apéndice A). Con estas densidades de columna y las densidades de H_2 de la Tabla 2.2 se deriva una abundancia de NH_3 de $\sim 10^{-7}$, un factor 10 menor que los valores estimados para otros núcleos calientes (ver por ejemplo, Mauersberger et al. 1986a). En resumen, los núcleos calientes de la envoltura de Sgr B2 son similares a los de otras regiones de formación estelar masiva en cuanto a su tamaño, temperatura y densidad de H_2, pero tienen menor abundancia de NH_3.

Para las densidades de H_2 de las fuentes HC, gas y polvo deberían estar acoplados térmicamente y por lo tanto, la temperatura del polvo debería ser parecida a la temperatura cinética del gas. Por otro lado, las densidades de columna en estos núcleos calientes son de $\lesssim 10^{23}$ cm^{-2}. Con tal densidad de columna la emisión del polvo debe ser ópticamente espesa a longitudes de onda de 20–40 μm. En estas condiciones los granos de polvo deben emitir como un cuerpo negro con una temperatura igual a la temperatura cinética. La columna 7 de la Tabla 2.2 contiene la luminosidad del polvo de las fuentes HC para una temperatura de 300 K calculada con la ley de Stefan-Boltzmann. Estas luminosidades son considerablemente altas y parecidas a las de otros núcleos calientes. Incluso teniendo en cuenta posibles efectos geométricos que podrían disminuir las luminosidades en un factor 10 (véase, por ejemplo, Cesaroni et al. 1998), las luminosidades de todas las fuentes HC serían mayores de 10^5 $L_\odot$ y requerirían ser calentadas por una estrella en secuencia principal de tipo espectral O7. Los tres nuevos núcleos calientes detectados en la envoltura de Sgr B2 están calentados desde el interior (su luminosidad es muy alta y la temperatura del gas es considerablemente mayor que en sus alrededores) pero ninguno parece estar asociado con una región H II embebida creada por una estrella de tipo espectral más temprano que B0. Por tanto, los núcleos calientes deben estar calentados por un cúmulos de estrellas de masa intermedia en la secuencia principal o bien, con mayor, probabilidad, por estrellas masivas muy jóvenes que todavía no han desarrollado una región H II. Los núcleos calientes HC estarían asociados con el material denso y caliente que rodea una (proto-)estrella (ver Cesaroni et al. 1998). Esto indica que en la envoltura de Sgr B2 se ha producido formación estelar masiva muy recientemente.

Hay evidencias indirectas de un posible flujo molecular asociado a HC1: los máseres M1 y M6 se encuentran a menos de $1''$ de HC1 y sus velocidades aparecen corridas al

rojo y al azul de manera casi simétrica respecto a la velocidad del núcleo HC1. La resolución angular no es suficiente para resolver el núcleo caliente y situar los máseres de la línea (3, 3) respecto al núcleo. Ajustando gaussianas a los datos se encuentra que M1 está al este de HC1. Es posible que M1 y M6 sean máseres excitados por choques y que provengan de regiones donde un chorro de un flujo bipolar colisiona con el gas de los alrededores (como en NGC 6334; Kraemer & Jackson 1995). Por supuesto, para confirmar esta hipótesis se necesitan observaciones con mayor resolución angular.

La nube molecular Sgr B2 contiene una de las regiones de formación estelar masiva más sobresaliente de la Galaxia. Se han propuesto dos escenarios para explicar la formación estelar en el complejo molecular de Sgr B2. Un solo evento del tipo de una colisión entre nubes que dio lugar a una formación de estrellas en muchas condensaciones densas de forma simultanea (Hasegawa et al. 1994) o bien varios sucesos independientes que provocaron la formación de estrellas en todo en complejo de Sgr B2 (Mehringer, Palmer & Goss 1995). En el primer escenario, la formación de estrellas debe de producirse en una cresta estrecha con velocidades radiales en torno a 60 km s^{-1}. Las regiones H II AA y H así como los núcleos calientes HC2 y HC3 están alineados en un eje norte-sur y sus velocidades ($\sim$ 60 km s^{-1}) coinciden con lo esperado en este escenario. Al contrario, la inusual velocidad de HC1 sugiere que una nueva generación de estrellas masivas se han formado en la envoltura de Sgr B2 probablemente debido a la expansión de las burbujas calientes. Nuestros datos apoyan el escenario en que la formación estelar masiva en la envoltura de Sgr B2 se ha producido en diferentes sucesos aislados.

2.7.1 El origen de las burbujas calientes en expansión

La morfología de las burbujas de NH_3 recuerda las nebulosas con forma de anillo que crean los fuertes vientos de estrellas masivas. No es probable que las burbujas calientes estén provocadas por los vientos de estrellas de tipo OB en la secuencia principal ya que las fuentes de continuo que se encuentran en la zonas de las burbujas, H y AA, no parecen contribuir significativamente al calentamiento (no se aprecia ningún gradiente de temperaturas que apunte hacia ellas) y además están lejos del centro geométrico de los arcos y anillos observados. Sólo hay un débil filamento de continuo radio (al oeste de AA, ver la Figura 3f de Mehringer et al. 1993) que parece estar bien correlacionado con la parte oeste del anillo F, indicando que probablemente estén asociados. Para determinar la naturaleza de ese filamento se necesitan observaciones adicionales. Por otro lado, los anillos calientes vistos en NH_3 también podrían estar asociados a objetos evolucionados como nebulosas planetarias, estrellas Wolf-Rayet (WR), estrellas variables azules luminosas, supergigantes o remanentes de supernova. No parece probable que el origen de los anillos calientes se deba a nebulosas planetarias ni a explosiones de supernova ya que estas producían una emisión de continuo radio detectable que no ha sido observada en los mapas de continuo radio a bajas frecuencias (Gaume & Mutel 1987; Mehringer et al. 1995). Además, la energía cinética de las burbujas calientes observadas es de $\sim 2\,10^{48}$ ergs, mucho menor que las energías típicas de los remanentes de supernova ($\sim 10^{51}$ ergs).

Al contrario que las nebulosas planetarias y los remanentes de supernova, solamente

algunas estrellas WR tienen regiones H II difusas asociadas (Chu, Treffers & Kwitter 1983). Por ello, son buenas candidatas para explicar los anillos calientes de NH_3. Los vientos de las estrellas WR son densos ($\dot{M} = 0.7 - 8\,10^{-5}$ $M_\odot\,yr^{-1}$) y sus velocidades terminales son altas (1000-3000 km s^{-1}; Abbot & Conti 1987; van der Hucht 1992). Por consiguiente, estos vientos tienen un importante impacto en el medio circundante creando espectaculares nebulosas WR en forma de anillo. También se conocen burbujas en el medio interestelar asociadas con vientos de estrellas WR (Chu 1981). El caso típico de burbujas interestelares creadas por vientos estelares es NGC 2359. El gas molecular que rodea a esta nebulosa tiene una masa de ~ 1000 $M_\odot$ y ha sido acelerado por el viento estelar unos 30 km s^{-1} (Schneps et al. 1981). Otras burbujas causadas por efecto de vientos estelares, como la asociada a HD 197406, también presentan una cáscara de H I de ~ 1300 $M_\odot$ que se expande a 6 km s^{-1} (Dubner, Niemela & Purton 1990). El radio de las burbujas de Sgr B2 es menor al de las encontradas alrededor de las estrellas WR citadas anteriormente, pero la masa típica de las burbujas de Sgr B2 ($\sim$ 2000 $M_\odot$ para una burbuja o "cáscara" tridimensional de los radios y espesores medidos y una densidad de 10^4 cm^{-3}) así como las velocidades de expansión son similares a las de otras burbujas asociadas a los vientos de estrellas WR. La edad de las burbujas de Sgr B2 que se deriva de sus tamaños y sus velocidades de expansión ($1 - 2 \times 10^5$ años) también son similares a las medidas para nebulosas WR de tipo anillo (Treffers & Chu 1982). De la no detección de la emisión de radiocontinuo de los vientos ionizados de las estrellas WR, podemos fijar un límite superior a la pérdida de masa de $1 - 2 \times 10^{-4}$ $M_\odot$ $año^{-1}$ si la velocidad terminal es de 1000 km s^{-1}. Este límite es 10 veces mayor que los valores típicos para estrellas WR (Abbott & Conti 1987) y por lo tanto no descarta su presencia en la envoltura de Sgr B2. Para detectar los vientos estelares de estrellas WR en la envoltura de Sgr B2 se necesitan observaciones del continuo con alta sensibilidad.

A continuación, vamos a discutir si los parámetros derivados para las burbujas de material molecular caliente son consistentes con que hayan sido creadas por la interacción con vientos de estrellas WR. Para ello vamos a utilizar los parámetros adimensionales introducidos por Treffers & Chu (1982), ϵ y π. El primero se define como la razón de la energía cinética de la burbuja respecto a la energía cinética total del viento estelar y el segundo como la razón del momento de la burbuja respecto del momento total del viento. Con los parámetros de los vientos de una estrella WR típica ($\dot{M} \sim 3 \times 10^{-5}$ $M_\odot$ $año^{-1}$ y 1000 km s^{-1} de velocidad terminal; Abbott & Conti 1987; van der Hucht 1992) se obtiene que el momento y la energía cinética inyectados por el viento durante la vida de las burbujas es de $\sim 2 \times 10^3$ $M_\odot$ km s^{-1} y $\sim 10^6$ $M_\odot$ (km s^{-1})^2, respectivamente. Por otro lado, para una velocidad de expansión de las burbujas de 10 km s^{-1} el momento y la energía cinética observados sería de $\sim 2 \times 10^4$ $M_\odot$ km s^{-1} y $\sim 10^5$ $M_\odot$ (km s^{-1})^2. Por tanto, para la burbujas de la envoltura de Sgr B2 se obtiene $\epsilon \sim 0.1$ y $\pi \sim 10$. Estos valores son más de un factor 10 mayores que los derivados para nebulosas WR observadas en el óptico (Treffers & Chu 1982) pero son similares a los de las burbujas neutras de rodean a HD 197406 y NGC 2359 (Dubner et al. 1990; Schneps et al. 1981).

Los modelos de "cáscaras" creadas por burbujas producidas por vientos estelares predicen una ϵ de ~ 0.2 y π de $\gtrsim 1$ (ver por ejemplo Weaver et al. 1977; Kwok &

Volk 1985). Estos valores son parecidos a los derivados para las cáscaras de Sgr B2. García-Segura & MacLow (1995) han modelizado las burbujas WR considerando las etapas evolutivas de secuencia principal y de supergigante roja. También utilizan una luminosidad mecánica del viento dependiente del tiempo para tener en cuenta la transición entre la fase de supergigante roja y la de WR. Según estos modelos, el valor de $\epsilon \sim 0.1$ obtenido para las burbujas de Sgr B2 implica un tiempo de transición entre las fases de supergigante roja y de WR no despreciable. Además, para este valor de ϵ, estos modelos predicen una π de 10, en perfecto acuerdo con los datos de las observaciones. Aunque las incertidumbres respecto a los parámetros ϵ y π son relativamente grandes, el acuerdo entre los valores observados y los predichos por la teoría es prometedor e indica que las burbujas de NH_3 caliente de la envoltura de Sgr B2 podrían ser producidas por estrellas masivas evolucionadas como Wolf-Rayets o variables azules luminosas.

Si el origen de las burbujas de la envoltura de Sgr B2 son estrellas masivas evolucionadas, la gran cantidad de burbujas observadas, con tamaños y propiedades similares, requiere la existencia de un cúmulo que contenga estrellas masivas evolucionadas. En la región central de la Galaxia se conocen tres cúmulos de ese tipo: el cúmulo central en torno a Sgr A*, el Quintuplete y el cúmulo del Arco (ver el Capítulo 5) para algunas propiedades de estos dos últimos y Morris & Serabyn 1996 para un artículo de revisión sobre los tres). Estos tres cúmulos contienen estrellas masivas como WRs y variables azules luminosas. Por ejemplo, el cúmulo del Quintuplete contiene unas 10 estrellas WR, otras 5 buenas candidatas a WR con polvo y 14 supergigantes OB (Figer et al. 1999a). Obviamente, un cúmulo como el Quintuplete podría explicar la concentración observada de anillos de NH_3 en la envoltura de Sgr B2. Debido a la alta extinción hacia Sgr B2 (Mehringer et al. 1995), para confirmar esta hipótesis se necesitarían observaciones infrarrojas de mucha sensibilidad.

El escenario de las estrellas WR también explica la existencia de una química de choques en las burbujas moleculares calientes. En particular, puede explicar la alta abundancia de SiO y la gran extensión de la emisión de esta molécula en la envoltura de Sgr B2 (Peng, Vogel & Carlstrom 1995; Martín-Pintado et al. 1997. La presencia de vientos de estrellas WR muy energéticos puede procesar los granos y vaporizar Si o SiO aumentado así la abundancia de esta molécula (Martín-Pintado, Bachiller & Fuente 1992). La existencia de choques de tipo-C con velocidades de 10–20 km s^{-1} también puede provocar la evaporación de NH_3 de los mantos de los granos de polvo explicando así las altas temperaturas y las grandes densidades de columna de NH_3 en la envoltura de Sgr B2 (Flower, Pineau des Forêts & Walmsley 1995). La emisión de H_2 vibracionalmente excitado en NGC 2359 se ha interpretado como evidencia de un choque producido por la interacción del viento de WR con la burbuja molecular que lo rodea (St-Louis et al. 1995).

Es importante destacar la reciente detección de NH_3 en la componente de gas chocado de NGC 2359 (Rizzo et al. 2001), lo que apoya el escenario propuesto para la envoltura de Sgr B2.

2.7.2 El calentamiento de la envoltura de Sgr B2

En el propuesto escenario de que las burbujas calientes de NH_3 en expansión son causadas por estrellas WR, el calentamiento se debe a fuertes choques. El gran número de burbujas calientes en expansión distribuidas a lo largo de toda la envoltura sugiere que este mecanismo calentamiento puede ser muy importante para explicar la envoltura moderadamente caliente observada por dVMPW. Ésta idea está de acuerdo con las propuestas de que la disipación de turbulencia supersónica es el principal mecanismo de calentamiento de las nubes del centro galáctico (Wilson et al. 1982a; Güsten et al. 1985). La temperatura de la mayor parte del gas de las burbujas es de 40–80 K, temperatura similar a la de la envoltura caliente, lo que indica que los choques producidos por las estrellas masivas podrían ser los responsables del calentamiento de esta componente. De hecho, dVMPW han mostrado que el calentamiento que produciría una turbulencia de velocidad entre 10 y 17 km s^{-1} (no mucho mayores que las velocidades de las burbujas en expansión), puede explicar las temperaturas del polvo y del gas en la envoltura moderadamente caliente.

Por contra, no está claro si el calentamiento del gran anillo caliente que rodea la región de formación estelar de Sgr B2 también se puede explicar por las burbujas en expansión. La Figura 2.11, muestra la comparación de la distribución espacial de la temperatura cinética del gran anillo caliente (en escala de grises) y la de las burbujas de NH_3 más calientes (A, B y C; contornos). Aunque la resolución angular de ambos conjuntos de datos es muy diferente, existe una buena correlación entre el anillo caliente y las partes más calientes ($\gtrsim$100 K) de las burbujas de NH_3. Teniendo en cuenta que las temperaturas del NH_3 de las burbujas es en general de 40–80 K, es difícil explicar cual es la causa de las altas temperaturas del anillo caliente. Se puede descartar un calentamiento por fotones UV de las estrellas OB de Sgr B2 M y N porque la molécula de amoniaco es muy frágil y se foto-disocia fácilmente (Fuente et al. 1990). Basándose en la morfología de las regiones de alta temperatura, se puede sugerir que el calentamiento extra necesario para explicar la temperatura de la región del anillo caliente de la intersección norte del anillo B o sur del anillo A se debe a una colisión entre ambas burbujas. No obstante, no parece muy probable que las colisiones entre las pequeñas burbujas calientes de NH_3 hayan podido producir la morfología del gran anillo caliente. La explicación más probable para el anillo caliente es que las pequeñas burbujas calientes creadas por estrellas WR también estén siendo calentadas por una burbuja creada por el viento de las asociaciones OB de Sgr B2 N y M (ver dVMPW).

En resumen, las "cáscaras"en expansión de NH_3 caliente son, probablemente, producidas por la expansión de burbujas creadas por estrellas masivas evolucionadas como las estrellas WR que deben ser miembros de un cúmulo. Los choques generados por la expansión de las burbujas calientes calientan el gas y dan lugar a la peculiar química observada en la envoltura de Sgr B2.

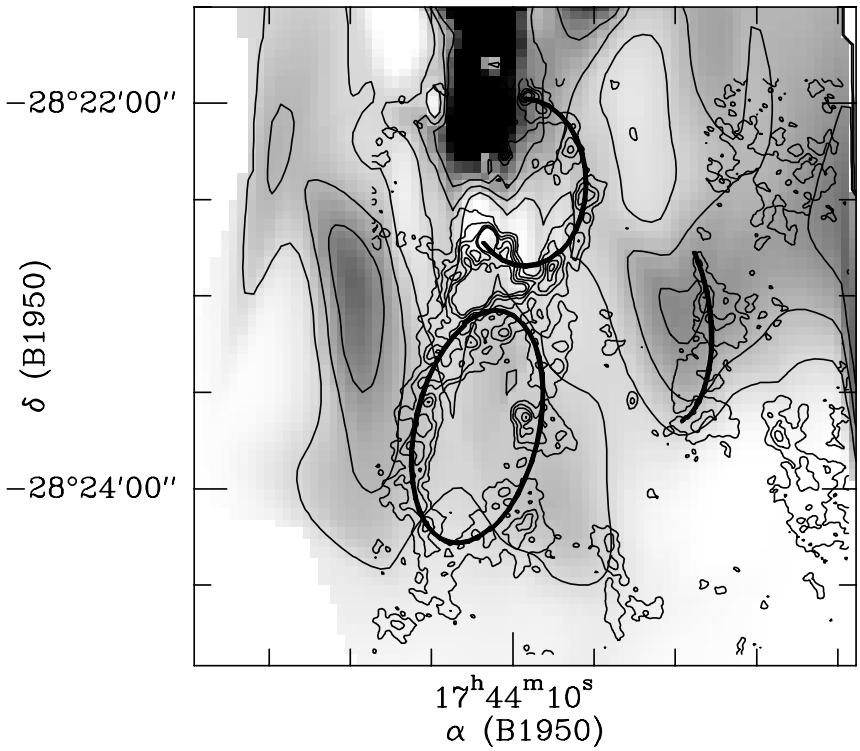


Figura 2.11: *Comparación entre la distribución espacial de la temperatura cinética del gran anillo caliente derivado por dVMPW a partir de sus datos de CH_3CN (contornos y escala de grises) con los arcos y anillos de bajas velocidades observados en NH_3. Los contornos de la temperatura cinética del gran anillo caliente están a niveles de 80, 100 y 120 K. Las zonas saturadas, en negro, tienen temperaturas por encima de 150 K y corresponden a los núcleos calientes de Sgr B2M y Sgr B2N (ver dVMPW). Los niveles de los contornos de los anillos de NH_3 son los mismos que en la Figura 2.3. A pesar de las diferentes resoluciones espaciales, se puede apreciar que las altas temperaturas del gran anillo caliente están asociadas con los anillos de NH_3 detectados por el VLA*

2.8 Conclusiones

En este capítulo se presentan mapas obtenidos con el VLA de la parte sur de la envoltura de Sgr B2 en las líneas NH_3 (3, 3) y (4,4). Los mapas obtenidos tienen una resolución angular de $\sim 2.9''$ y de $\sim 1.9''$. Estos datos nos han permitido estudiar la morfología del gas caliente así como derivar la distribución espacial de la temperatura cinética en función de la velocidad radial gracias a la razón entre las intensidades de las dos líneas observadas.

La morfología del gas caliente en la envoltura de Sgr B2 se caracteriza por la presencia de arcos, anillos y filamentos. Se han identificado 6 anillos de forma elíptica, dos arcos y un filamento. Los tamaños de los anillos varían entre 1 y 2.6 pc y su grosor de entre 0.2 y 0.4 pc. La mayor parte del gas de los anillos está caliente, con temperaturas de 40-70 K, similares a las derivadas para la extensa envoltura caliente según lo observado en otras moléculas. Sólo se encuentran temperaturas cinéticas de más de 100 K en la región donde parecen solaparse dos de los anillos con baja velocidad radial (40–50 km s^{-1}). Analizando las densidades de columna de NH_3 se encuentra que los arcos y anillos son regiones de alta densidad de H_2, alta abundancia de NH_3, o ambas cosas. En dos de los anillos se puede apreciar claramente que su tamaño cambia en función de la velocidad radial, y lo hace de un modo consistente con que la emisión de NH_3 se origine en "cáscaras"tridimensionales que se están expandiendo. Del gradiente de velocidades observado en estas "cáscaras"se obtiene que la velocidad de expansión es de $\sim$ 6-10 km s^{-1}. Esto indica que los arcos y anillos corresponden al corte en un plano perpendicular a la línea de mira de "cáscaras" o burbujas tridimensionales. El hecho de que los anillos y arcos observados con el VLA sólo contienen un 10-20 % del flujo de las líneas apoya este escenario. Una importante fracción de ese flujo perdido, provocado por gas con temperaturas similares a las de los anillos ($\sim$ 50 K), seguramente corresponde al material en las partes posterior y frontal de las burbujas.

Al analizar los mapas de alta resolución de la línea (3, 3) se han encontrado seis fuentes de tamaño $\lesssim 1''$ que no se detectan en los mapas de la línea (4, 4). En todas ellas la línea (3, 3) tiene una temperatura de brillo mayor que la temperatura cinética, lo que sugiere que hay emisión máser en la línea (3, 3). Los máseres de NH_3 (3, 3) tienen velocidades que cubren todo el rango de velocidades de la emisión de NH_3 y se distribuyen a lo largo de una región relativamente amplia pero parecen estar embebidos en los anillos de NH_3 caliente. También se ha mostrado que otros máseres que ya se conocían en esta región de la envoltura de Sgr B2, como los máseres de clase II de CH_3OH o los de H_2CO, no están asociados con nuevas estrellas pero sí con los anillos de NH_3 calientes. Por lo tanto, concluimos que el origen del gran número de máseres de la envoltura de Sgr B2 debe estar relacionado con las burbujas en expansión de NH_3 caliente. Una alta abundancia en fase gaseosa de moléculas volátiles como NH_3, CH_3OH y H_2CO en las burbujas calientes, unida a la coherencia en velocidades en los bordes de las burbujas en expansión, puede explicar la presencia de tantos máseres en las los anillos observados. La gran abundancia de moléculas frágiles, que son fácilmente disociadas por la radiación UV, como la molécula de amoniaco, indica que el material de las paredes de las burbujas ha sido procesado por choques que han calentado el gas y que han dado lugar a una química característica. Proponemos que el NH_3 proviene

de una región chocada.

Por otra parte, al analizar los mapas de alta resolución de la línea (4, 4) se han encontrado tres fuentes no resueltas (de tamaño $\lesssim 1''$) que no son prominentes en los mapas de la línea (3, 3). En estas condensaciones, las razones entre las dos líneas indican altas temperaturas de al menos 300 K. Sus pequeños tamaños ($\lesssim$0.03 pc) junto a sus altas densidades de H_2 ($10^7 - 10^8$ cm^{-3}) y temperaturas cinéticas recuerdan a las de los núcleos calientes asociados con las estrellas masivas recién formadas. La falta de emisión de radiocontinuo y la gran luminosidad infrarroja del polvo ($\geq 10^5$ $L_\odot$) para estos tres núcleos calientes indican que deben estar calentados desde el interior por estrellas masivas que todavía no han desarrollado regiones H II. Probablemente, estos núcleos calientes están asociados a un denso disco circunestelar que rodea a una (proto-)estrella en una fase de gran pérdida de masa. La detección de núcleos calientes en la envoltura de Sgr B2 indica la existencia de procesos de formación estelar masiva como en Sgr B2 M y N. La formación estelar masiva puede haber sido provocada por las burbujas en expansión que producen las "cáscaras"de NH_3.

No se conoce el origen de las burbujas de NH_3 caliente en expansión pero su morfología sugiere que han sido creadas por vientos estelares o eventos explosivos. Especulamos que estrellas masivas evolucionadas, por ejemplo del tipo Wolf-Rayet (WR), podrían explicar las burbujas. La energía y el momento medido para las burbujas son consistentes con las predicciones de los modelos de burbujas creadas por efecto del viento de estrellas WR típicas. En este contexto, la gran concentración de burbujas calientes en la envoltura de Sgr B2 sugiere que la envoltura de Sgr B2 puede contener un cúmulo de estrellas masivas evolucionadas del tipo del Quintuplete o del cúmulo del Arco. La presencia de un cúmulo con estrellas WR con fuertes vientos puede ser el origen de la turbulencia que generaría el calentamiento de la extensa envoltura caliente y la extensión de la emisión de SiO en esta nube molecular.

Capítulo 3

El hidrógeno molecular (H_2) caliente

3.1 Introducción

Como hemos visto en el Capítulo 1 la nubes moleculares del CG presentan altas temperaturas cinéticas que se conocen principalmente por los estudios de NH_3 (véase por ejemplo Hüttemeister et al. 1993a y referencias). Un inconveniente de esas observaciones es la dificultad de estimar la densidad de columna total de gas caliente debido a la desconocida abundancia de NH_3. Gracias al satélite *Infrared Space Observatory*[1] (ISO; Kessler et al. 1996) se ha podido medir directamente, por primera vez, la densidad de columna de gas caliente en las nubes del CG. Esto ha sido posible gracias a las observaciones de las más bajas transiciones rotacionales puras del H_2. Ya que el hidrógeno molecular es la molécula más abundante, podemos estimar la densidad de columna de gas caliente midiendo la densidad de columna de H_2 independientemente de cualquier factor de conversión. Las líneas rotacionales puras del H_2 trazan gas con temperaturas de unos cientos de K. Algunas propiedades y la notación típica para la molécula de H_2 se encuentran en el Apéndice B. ISO a detectado líneas rotacionales puras de H_2 en una gran variedad de objetos como: objetos estelares jóvenes (Van den Ancker 1999; núcleos de galaxias (véase por ejemplo Kunze et al. 1999); regiones de foto-disociación (PDRs) como NGC 7023 (Fuente et al. 1999, 2000) o S140 (Timmermann et al. 1996a); fuentes excitadas por colisiones como Orión *Peak* 1 (Rosenthal et al. 2000); y regiones supuestamente excitadas por rayos-X (XDRs) como RCW 103.

El conjunto de fuentes aquí estudiadas consiste en 18 nubes seleccionadas de los trabajos de Hüttemeister et al. (1993a) y de Martín-Pintado et al. (1997). En dos nubes se ha encontrado que la razón entre las dos variedades del H_2 (*orto*- y *para*-H_2) es diferente del valor esperable si estuviese en equilibrio a la temperatura del gas. Por ello se presentan aquí las observaciones y algunos resultados pero el análisis y la discusión detalladas de esas dos fuentes se pospone hasta el siguiente capítulo. En este capítulo vamos a centrarnos principalmente en las otras 16 fuentes. Estas están distribuidas a

[1]ISO es un proyecto de la ESA con instrumentos financiados por los países miembros (especialmente por los países de los investigadores principales: Francia, Alemania, los Países Bajos y el Reino Unido) y con la participación de ISAS y NASA

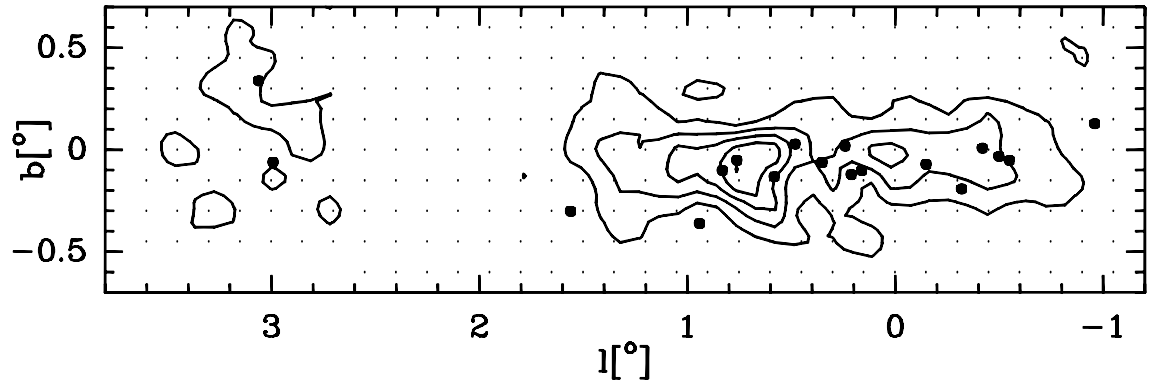


Figura 3.1: Posiciones de todas las fuentes sobre el mapa de $C^{18}O(1–0)$ de Dahmen et al. (1997).

lo largo del CG, desde la cercanía de Sgr E hasta Sgr D y el complejo *Clump 2*. Cuatro nubes están en la región de Sgr C, tres en la proximidad de Sgr A y el "Arco". Dos nubes se sitúan en la cresta de emisión de polvo frío que parece conectar el Arco con Sgr A que fue detectada por Lis & Carlstrom (1994) y otra en G0.33+0.00, un posible remanente de supernova en esta misma zona. Otras tres nubes están localizadas en la vecindad de Sgr B2.

3.2 Observaciones

3.2.1 Observaciones con IRAM 30-m y resultados

Se han observado las nubes que aparecen listadas en la Tabla 3.1 en las líneas $J = 1 \rightarrow 0$ y $J = 2 \rightarrow 1$ de ^{13}CO y $C^{18}O$ con el telescopio de 30-m de IRAM[2] (Pico de Veleta, Granada). La Tabla 3.1 también incluye las posiciones de cada una de las nubes y la región en la que se encuentran. La Figura 3.1 muestra la posición de las nubes sobre el mapa a gran escala de $C^{18}O(1\rightarrow0)$ realizado por Dahmen et al. (1997). Las observaciones se llevaron a cabo en Mayo de 1997, Mayo de 1998 y Junio de 2000. Las líneas $J = 1 \rightarrow 0$ y $J = 2 \rightarrow 1$ fueron observadas simultáneamente con dos bancos de filtros de 512 canales de 1 MHz conectados a dos receptores SIS. Los receptores fueron sintonizados en banda lateral única. Las reyecciones de la banda imagen fueron chequeadas con las fuentes de calibración habituales y siempre fueron mayores de 10 dB. Las temperaturas de sistema típicas fueron de ~ 250 K para las líneas $J = 1 \rightarrow 0$ y ~ 400 K para las líneas $J = 2 \rightarrow 1$. La resolución en velocidad que se consigue con esta configuración es de 2.7 y 1.4 km s^{-1} a 3 y 1.3 mm, respectivamente. El haz del telescopio para la línea $J = 1 \rightarrow 0$ es de $22''$ mientras que para la línea $J = 2 \rightarrow 1$ es de $11''$. El estado de la puntería y el foco de la antena fueron revisados regularmente. Las correcciones a la puntería nunca fueron mayores de $3''$. Los espectros se tomaron usando conmutación de posición. La posición de referencia, $(l, b) = (0.^{\circ}65, 0.^{\circ}2)$, se tomó de los mapas de ^{13}CO de

[2]El Instituto de Radio Astronomía Milimétrica (IRAM) esta financiado por el MPG (Alemania), el CNRS (Francia) y el IGN (España)

Tabla 3.1: *Coordenadas J2000 de todas las fuentes*

Fuente	AR h m s	DEC ° ′ ″	Complejo
M−0.96 + 0.13	17:42:48.3	-29:41:09.1	Sgr E
M−0.55 − 0.05	17:44:31.3	-29:25:44.6	Sgr C
M−0.50 − 0.03	17:44:32.4	-29:22:41.5	Sgr C
M−0.42 + 0.01	17:44:35.2	-29:17:05.4	Sgr C
M−0.32 − 0.19	17:45:35.8	-29:18:29.9	Sgr C
M−0.15 − 0.07	17:45:32.0	-29:06:02.2	Sgr A
M+0.16 − 0.10	17:46:24.9	-28:51:00.0	Arco
M+0.21 − 0.12	17:46:34.9	-28:49:00.0	Arco
M+0.24 + 0.02	17:46:07.9	-28:43:21.5	Cresta de polvo
M+0.35 − 0.06	17:46:40.0	-28:40:00.0	G0.33+0.00
M+0.48 + 0.03	17:46:39.9	-28:30:29.2	Cresta de polvo
M+0.58 − 0.13	17:47:29.9	-28:30:30.0	Sgr B
M+0.76 − 0.05	17:47:36.8	-28:18:31.1	Sgr B
M+0.83 − 0.10	17:47:57.9	-28:16:48.5	Sgr B
M+0.94 − 0.36	17:49:13.2	-28:19:13.0	Sgr D
M+1.56 − 0.30	17:50:26.5	-27:45:29.7	Complejo a $l = 1.^{\circ}5$
M+2.99 − 0.06	17:52:47.6	-26:24:25.3	*Clump 2*
M+3.06 + 0.34	17:51:26.5	-26:08:29.2	*Clump 2*

Bally et al. (1987). La calibración de los datos se realizó observando cargas calientes y frías de temperaturas conocidas, y las intensidades de las líneas se convirtieron a temperaturas de brillo de haz principal, $T_{\rm MB}$, usando eficiencias de haz principal de 0.68 y 0.41 para 3 y 1.3 mm respectivamente (las eficiencias utilizadas para las observaciones de Junio de 2000 son de 0.80 y 0.53 para 3 y 1.3 mm respectivamente).

La Figura 3.2 muestra un ejemplo de los espectros. La mayor parte de las fuentes presenta emisión de CO en varias componentes con perfiles gaussianos. Sin embargo, en algunas fuentes las diferentes componentes de velocidad se mezclan dando lugar a perfiles más complejos. Los parámetros derivados de ajustar gaussianas a las líneas se encuentran en la Tabla 3.2.

3.2.2 Observaciones con ISO y resultados

También se han observado las fuentes de la Tabla 3.1 en varias líneas rotacionales puras del H_2 (de la S(0) a la S(5)) Las observaciones se realizaron con el *Short Wavelength Spectrometer* (SWS; de Graauw et al. 1996) del satélite ISO. Los tamaños de las aberturas del SWS a la longitud de onda de cada línea se encuentran en la Tabla 3.3. La orientación de las aperturas en el cielo varía de fuente a fuente, pero está entre $89.^{\circ}34$ y $93.^{\circ}58$ para todas ellas (ángulo entre el lado menor de las aperturas y el norte medido en sentido contrario a las agujas del reloj).

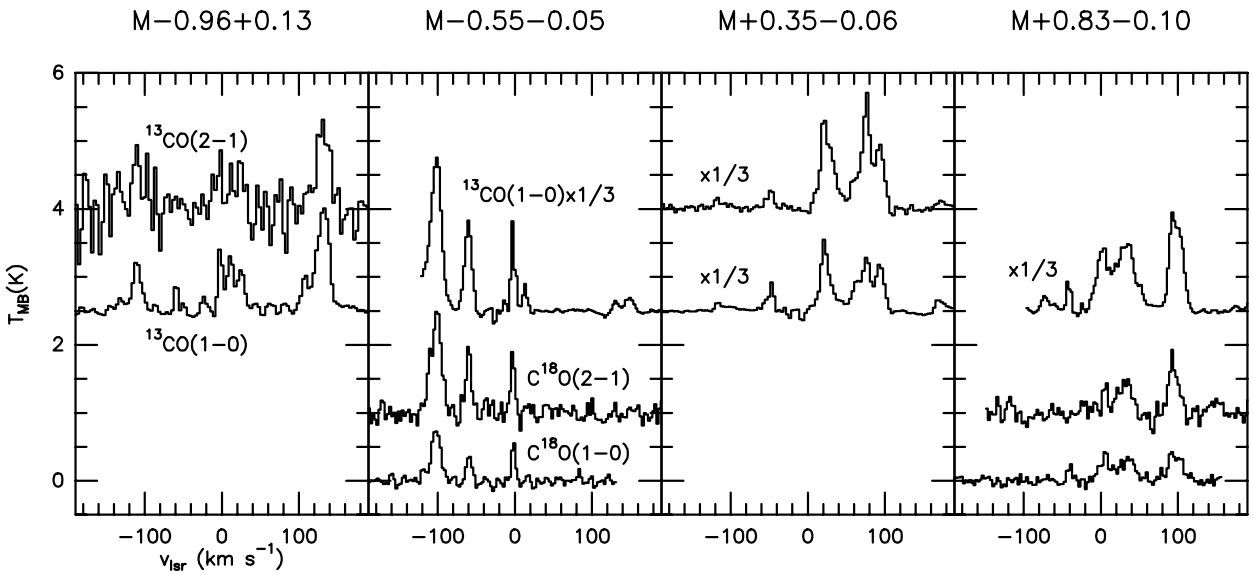


Figura 3.2: *Espectros de* ^{13}CO *y* C^{18}O *de cuatro fuentes.*

Las observaciones que se presentan en este capítulo se han llevado a cabo en varias fases. En algunas fuentes sólo se observaron las líneas S(0), S(1) y S(3), en otras se observaron todas las líneas entre la S(0) y la S(5) excepto la S(2). En dos fuentes se han observado todas las líneas entre la S(0) y la S(3). Las observaciones se llevaron a cabo en el modo SWS02 (observaciones con red de difracción de líneas selectas) con un tiempo típico de integración sobre la fuente de unos 100 s. Los datos fueron procesados interactivamente en el *Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physick* (MPE) desde el nivel SPD (*Standard Processed Data*) hasta el AAR (*Auto Analysis Results*) usando ficheros de calibración de septiembre de 1997. También fueron procesados de modo automático con la versión 7.0 de las rutinas de procesado automático (OLP, *Off-Line Processing*). Los dos procesados dan resultados equivalentes. Los resultados que aquí se presentan son los correspondientes a la reducción con OLP7.0. El análisis se ha realizado con la versión 2.0 del paquete ISAP[3] (*ISO Spectroscopic Analysis Package*). Con ISAP hemos eliminado los datos corruptos por impactos de rayos cósmicos y hemos promediado las dos direcciones de muestreo para cada uno de los 12 detectores. A continuación, hemos desplazado el continuo medido con los distintos detectores a un nivel común usando como referencia el valor medio. Finalmente hemos promediado los 12 detectores. El paso de muestreo espectral en los espectros finales es de un quinto de la resolución espectral nominal del instrumento.

El ajuste de líneas de base (de orden 1) y de perfiles gaussianos a las espectros también se han realizado con ISAP. Todos los espectros se muestran en la Figura 3.3 excepto los de M+1.56 − 0.30 y M+3.06 + 0.34 que aparecen en la Figura 4.1. Los

[3]El paquete ISAP es un desarrollo conjunto de los equipos y de los centros de datos de los instrumentos SWS y LWS. Los institutos que han contribuido son: CESR, IAS, IPAC, MPE, RAL y SRON.

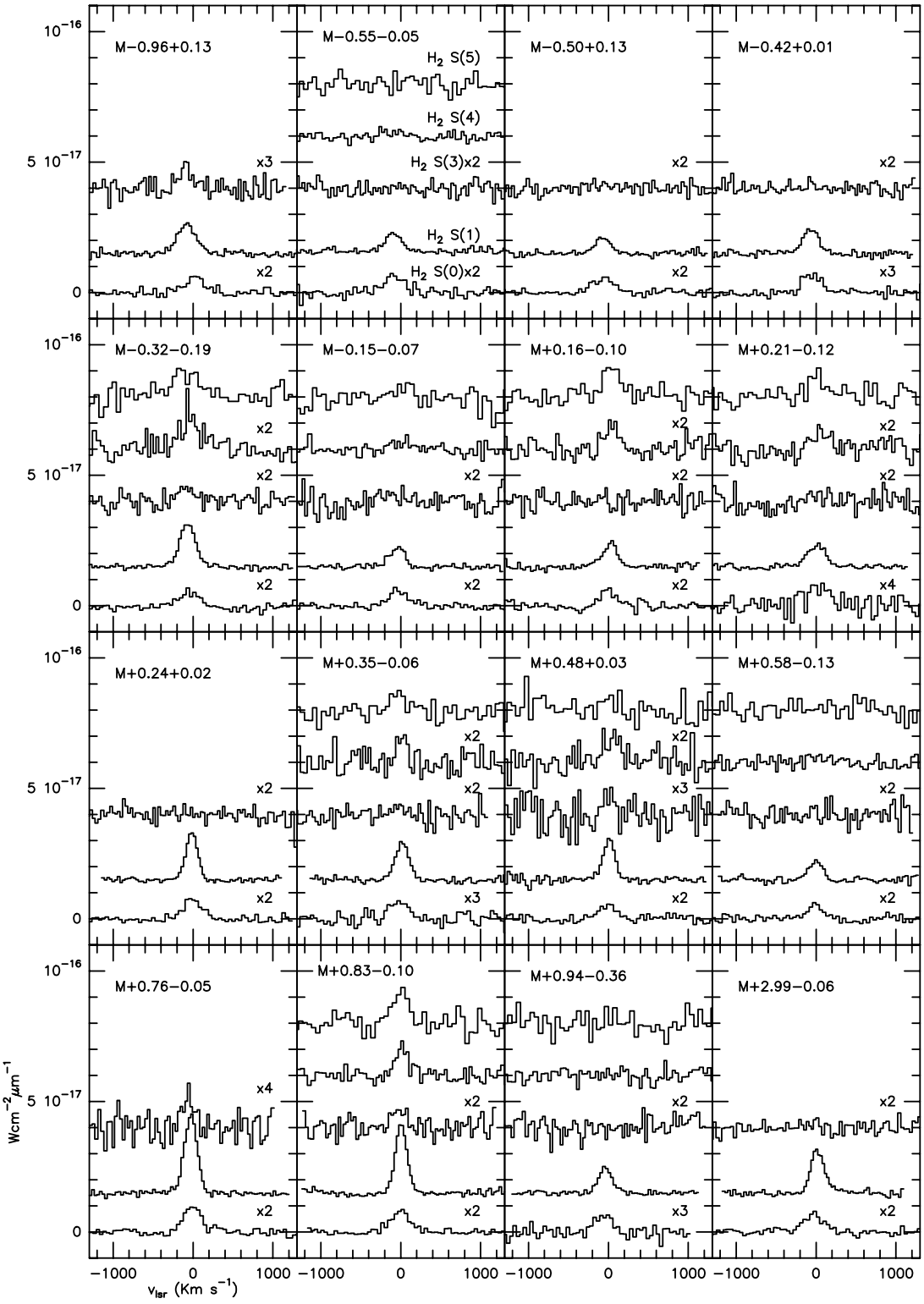


Figura 3.3: *Espectros de* H_2 *(los espectros de* $M{+}1.56-0.30$ *y* $M{+}3.06+0.34$ *se muestran en la Figura 4.1). La resolución espectral es cinco veces mayor que el tamaño del paso utilizado.*

flujos derivados de los ajustes se presentan en la Tabla 3.3. Los errores absolutos en la calibración de los flujos son menores que el 30, 20, 25, 25, 25 y 15% para las líneas S(0), S(1), S(2), S(3), S(4) y S(5), respectivamente (Salama et al. 1997). Debido a la moderada resolución espectral del modo SWS02 ($\lambda/\Delta\lambda \sim 1000 - 2000$) y a los errores de calibración en longitud de onda ($\sim 15 - 50$ km s^{-1} según la longitud de onda, véase Valentijn et al. 1996), es difícil comparar detalladamente las velocidades radiales de las líneas de H_2 con la de las líneas de ^{13}CO y C^{18}O. La Tabla 3.3 muestra las velocidades radiales de las líneas S(1), que son las que presentan una mayor relación señal a ruido. Dentro de las incertidumbres de la calibración, las velocidades radiales de estas líneas son coherentes con las de al menos una de las componentes de las de ^{13}CO (Tabla 3.2).

Desafortunadamente, la insuficiente resolución espectral no nos permite establecer si la emisión de H_2 proviene de una o de varias de las componentes de velocidad de las líneas de CO. En general, todas éstas se encuentran comprendidas en el rango de velocidades exhibidas por la emisión no-resuelta de H_2. Sólo para M$-0.96+0.13$ podemos decir que la emisión de H_2 probablemente no proviene de todas las componentes que emiten en CO. Estas están centradas en -110, 11, y 133 km s^{-1}, mientras que la línea H_2 S(1) está centrada a -70 km s^{-1}. Incluso con la resolución espectral del modo SWS02, se puede afirmar que la componente de CO a 133 km s^{-1} probablemente no contribuye a la emisión de H_2.

La Tabla 3.3 también muestra las anchuras de las líneas H_2 S(1). Las anchuras de las líneas de H_2 en las nubes del CG tienden a ser mayores que la resolución espectral instrumental para fuentes extensas ($\sim$ 170 km s^{-1} para la línea S(1), véase Lutz et al. 2000). Esto se debe a las grandes anchuras intrínsecas de las líneas típicas del CG y principalmente a la presencia de varias componentes de velocidad en la línea de mirada que pueden contribuir a la emisión de H_2. Sin embargo, no todas las nubes que presentan emisión de CO en varias componentes tienen anchuras mayores que $\sim$ 170 km s^{-1} en la línea S(1) (por ejemplo M$+0.83-0.10$ o M$+0.16-0.10$). Esto implica que en estas fuentes no todas las componentes detectadas en CO estarían contribuyendo a la emisión de H_2. Sin embargo, no es posible discriminar cuales emiten en H_2 y cuales no.

3.3 Densidades de columna de C^{18}O y ^{13}CO

El análisis de las tres líneas rotacionales más bajas del C^{18}O llevado a cabo por Hüttemeister et al. (1998) muestra que la emisión de CO puede provenir de gas frío (20-30 K) y denso (10^4 cm^{-3}) o de gas más caliente ($\gtrsim$100 K) pero menos denso (10^3 cm^{-3}). Sin embargo, las grandes densidades de columna de polvo frío ($\sim$ 25 K; véase por ejemplo el Capítulo 4) sugieren que la mayor parte de la emisión de CO $J = 1 \rightarrow 0$ y $J = 2 \rightarrow 1$ debe provenir de gas frío y denso acoplado con el polvo.

Hemos derivado las condiciones físicas y las densidades de columna de gas a partir de los datos de C^{18}O y ^{13}CO usando la aproximación *Large Velocity Gradient* (LVG). Tomando una temperatura cinética de 20 K, se han derivado las densidades de H_2, n_{H_2}, gracias a la razón entre las líneas $J = 2 \rightarrow 1$ y $J = 1 \rightarrow 0$ de C^{18}O (para algunas fuentes hemos usado ^{13}CO, véase la Tabla 3.2). Entonces, las densidades de columna

Tabla 3.2: *Parámetros observacionales y resultados del modelo LVG para los datos de CO: Intensidades integradas de las transiciones $J = 1 \rightarrow 0$ de $C^{18}O$ y ^{13}CO así como las razones entre las intensidades de las líneas $C^{18}O$ $J = 2 \rightarrow 1$ y $J = 1 \rightarrow 0$. Columnas de densidad de ^{13}CO y $C^{18}O$ y densidad de H_2 derivadas de los cálculos LVG. Columnas de densidad de H_2 derivadas de las de ^{13}CO asumiendo una abundancia de ^{13}CO respecto a H_2 de 5 10^{-6}. Los números entre paréntesis son los errores 1σ de la última cifra significativa*

Fuente	$v_{lsr}^{^{13}CO}$ km s^{-1}	$I_{(1-0)}^{^{13}CO}$ K km s^{-1}	$I_{(1-0)}^{C^{18}O}$ K km s^{-1}	$I_{(2-1)}^{C^{18}O}/I_{(1-0)}^{C^{18}O}$	$log(n_{H_2})$[a] $log(\ cm^{-3})$	$N_{C^{18}O}$[a] 10^{15} cm^{-2}	$N_{^{13}CO}$[a] 10^{16} cm^{-2}	N_{H_2} 10^{21} cm^{-2}
M−0.96 + 0.13	-110	9.9(7)		1.2(3)[c]	3.5–4		0.54–1.1	1.1–2.2
	11	24(1)		0.7(2)[c]	3.2–3.6		0.54–2.1	1.1–4.2
	133	30.2(6)		0.8(1)[c]	3.3–3.5		1.9–2.4	3.8–4.8
M−0.55 − 0.05	-102	126(3)	11.2(5)	2.2(1)	4–4.4	8.9–14.1	14.4–18.2	28.8–36.4
	-60	45(2)	3.2(4)	2.5(4)	>4.2	3.1–5.0	5.4–8.6	10.8–17.2
	-2	23(2)	3.5(4)	1.7(3)	3.8–4	2.7–3.3	1.9–3.0	3.8–6.0
M−0.50 − 0.03	-98	119(5)	20(2)	0.9(1)	3.4–3.7	12–15	12–15	24–30
M−0.42 + 0.01	-87	66(4)	6.6(11)	1.7(4)	4–4.5	4.5–7.1	6.0–9.5	12–19
	-74	54(4)	3.0(8)	2.0(7)	>4	1.9–3.8	4.7–7.5	9.4–15
M−0.32 − 0.19[b]	-77	16(2)			>3		0.95–2.4	1.9–4.8
	-31	40(2)			>3		2.7–5.4	6.4–10.8
	23	24(2)			>3		1.5–3.4	3.0–6.8
M−0.15 − 0.07	5	120(7)	16.1(4)	1.3(1)	3.7–3.9	1.3–1.6	20–25	40–50
	36	155(7)	13.8(7)	1.2(1)	3.5–4.1	8.3–13.1	13–17	26–34
M+0.16 − 0.10	-8	38(5)	2.8(4)	1.7(3)	3.8–4.2	1.8–2.8	3.2–4.5	6.4–9
	64	97(8)	9.2(5)	2.0(2)	3.9–4.1	6.9–8.7	12.7–16	25.4–32
	81	34(8)	2.7(4)	1.6(4)	>3.7	1.6–3.5	2.5–4.0	5–8
M+0.21 − 0.12[b]	66	42(3)		0.3(1)	>3		2.9–5.9	5.8–11.8
	100	14(3)		0.2(1)	>3		0.92–1.8	1.8–3.6
M+0.24 + 0.02	30	190(5)	17.7(11)	1.0(1)	3.5–3.9	10–16	16–25	32–50
	66	66(3)	7.0(5)	1.1(2)	3.6–3.8	4.5–5.6	8.2–10.3	16.4–20.6
M+0.35 − 0.06	22	44(2)		1.7(1)[c]	4–4.1		3.8–6.0	7.6–12.0
	75	38.7(13)		1.9(1)[c]	4.4–4.8		3.1–4.9	6.2–9.8
	94	24.2(11)		1.4(1)[c]	3.8–4		1.7–2.5	3.4–5.0
M+0.48 + 0.03	14	58(7)		1.4(2)[c]	3.8–4.2		4.8–6.0	9.6–12.0
	33	107(7)		1.1(1)[c]	3.6–3.8		11–12	22–24
M+0.58 − 0.13	36	143(4)		1.1(1)[c]	3.6–3.7		13–16.7	26–33.4
	87	36(4)		1.3(2)[c]	3.7–3.9		2.4–3.0	4.8–6.0
M+0.76 − 0.05	-40	20(3)	3.4(11)	0.6(4)	2.8–4.2	1.8–4.4	1.3–5.2	2.6–10
	33	281(5)	31(2)	1.6(2)	3.7–4.3	19–37	25–30	50–60
	84	72(3)	8.0(11)	0.9(2)	3.3–3.6	4.1–6.5	6.5–8.2	13–16
M+0.83 − 0.10	-40	9.4(9)	1.8(4)	≤0.8	<3.2	>0.9	≳5.6	≳11.2
	5	46(3)	6.1(7)	0.6(1)	3.0–3.3	3.4–6.8	3.4–5.4	6.8–10.8
	32	93(3)	7.7(7)	1.4(2)	3.6–4.5	4.5–9.2	7.5–12	15–24
	96	88(2)	9.2(5)	1.3(1)	3.6–3.8	5.6–7.1	7.6–9.6	15.2–19.2
M+0.94 − 0.36[b]	-83	13.8(11)			>3		0.9–1.8	1.8–3.6
	-67	18.1(12)			>3		1.2–2.3	2.4–7.2
	-36	39(2)			>3		2.6–5.2	5.2–10.4
	-10	28.2(14)			>3		1.9–3.7	3.8–7.4
M+1.56 − 0.30	-52	16(3)	≤2.8[d]		>3	< 3.2	0.8–2.5	1.6–5
	-24	38(3)	≤2.8[d]		>3	< 3.2	2.5–5.0	5–10
M+2.99 − 0.06	-12	37(4)	2.6(14)	2.1(14)	>3.7	1.5–3.0	2.4–4.7	4.8–9.4
	12	34(4)	3.5(11)	0.7(4)	3.0–4.0	2.4–3.8	2.4–6.0	4.8–12.0
M+3.06 + 0.34	10	23(3)	4.9(8)	1.1(4)	3.4–4.0	2.8–4.4	1.5–2.6	3.0–5.2
	27	50(4)	3.5(11)	1.5(7)	> 3.6	2.2–4.4	3.6–5.2	7.2–10.4

[a] *Valores máximo y mínimo derivados del LVG teniendo en cuenta los errores 1σ de las intensidades de las líneas.*

[b] *Cuando la razón 2-1/1-0 no está disponible hemos asumido $n_{H_2} \geq 10^3$ cm^{-3} de acuerdo con Hüttemeister et al. (1998).*

[c] $I_{(2-1)}^{^{13}CO}/I_{(1-0)}^{^{13}CO}$ *en vez de* $I_{(2-1)}^{C^{18}O}/I_{(1-0)}^{C^{18}O}$

[d] *3σ integrando en el mismo rango de velocidades donde se detecta el ^{13}CO.*

Tabla 3.3: *Flujos de las líneas de* H_2 *derivados de los ajustes gaussianos en unidades de* 10^{-20} $W\ cm^{-2}$. *Los límites superiores son los valores* 3σ *multiplicados por la resolución espectral del instrumento para fuentes puntuales. Los números en paréntesis son los errores* 1σ *de la última cifra significativa provenientes de los ajustes gaussianos. También se muestran las velocidades radiales y las anchuras de las líneas con mejor relación señal a ruido (las S(1)). El error de las velocidades radiales se encuentra dominado por las incertidumbres en la calibración de la longitud de onda. (15-30 km* s^{-1} *para las líneas S(1)). El error* 1σ *típico en las anchuras derivadas de los ajustes gaussianos es menor de 5 km* s^{-1}.

Line	S(0)	S(1)	S(2)	S(3)	S(4)	S(5)	$v_{S(1)}$	$\Delta v_{S(1)}$
Aber. ($''\times''$)	20×27	14×27	14×27	14×20	14×20	14×20	km s^{-1}	km s^{-1}
$\lambda(\mu m)$	28.2188	17.03483	12.27861	9.66491	8.02505	6.9095		
M−0.96 + 0.13	7.8(9)	18.4(8)	...	2.2(5)	...	...	-70	270
M−0.55 − 0.05	9.5(14)	9.7(6)	...	≤0.80	≤0.78	≤2.0	-80	230
M−0.50 − 0.03	8.2(10)	8.4(4)	...	≤0.64	...	...	-60	230
M−0.42 + 0.01	6.2(6)	13.1(7)	...	≤0.70	...	...	-57	230
M−0.32 − 0.19	7.8(6)	23.0(6)	...	2.1(2)	3.5(7)	5.7(8)	-59	230
M−0.15 − 0.07	9.4(13)	9.9(12)		≤1.1	≤1.4	≤2.8	-35	220
M+0.16 − 0.10	6.1(9)	10.5(7)	...	≤0.9	2.7(6)	6.5(10)	40	180
M+0.21 − 0.12	4.7(9)	13.3(8)	...	≤1.2	2.8(4)[a]	4.8(11)[a]	16	260
M+0.24 + 0.02	9.8(5)	18.9(4)	...	≤0.92	...	...	-6	170
M+0.35 − 0.06	5.3(8)	17.2(6)	...	≤1.0	2.0(7)	3.5 (8)	27	200
M+0.48 + 0.03	6.7(8)	15.9(8)	...	1.6(3)[a]	2.4(10)[a]	≤3.4	17	170
M+0.58 − 0.13	6.0(6)	8.7(7)	...	≤0.96	≤0.97	≤2.1	4	210
M+0.76 − 0.05	12.4(9)	32.8(8)	...	2.0(5)	...	...	-18	180
M+0.83 − 0.10	10.8(9)	27.1(4)	...	2.2(3)	5.6(10)	6.7(8)	16	170
M+0.94 − 0.36	5.7(9)	10.6(5)	...	≤1.2	≤1.1	≤2.7	-30	190
M+1.56 − 0.30	8.0(7)	21.8(13)	12(3)	0.7(2)[a]	...	...	-20	200
M+2.99 − 0.06	9.2(6)	19.4(8)	...	≤0.79	...	...	28	190
M+3.06 + 0.34	5.4(8)	22.1(5)	19(2)	1.3(7)	...	...	26	160

[a] *Detecciones con baja razón señal a ruido (*~ 2.5*)*

de $C^{18}O$ y ^{13}CO para esas n_{H_2} se han determinado de las las intensidades de las líneas $J = 1 \rightarrow 0$. Los resultados del análisis se encuentran en la Tabla 3.2. Las razones entre las líneas $J = 2 \rightarrow 1$ y $J = 1 \rightarrow 0$ de $C^{18}O$ son $\sim$ 1.0–1.5, las cuales implican unas densidades n_{H_2} de $\sim 10^{3.5-4.0}$ cm^{-3} para T_K=20 K. Las intensidades integradas de las líneas $J = 1 \rightarrow 0$ de $C^{18}O$ ($\sim$ 3–9 K km s^{-1}) implican unas densidades de columna de $C^{18}O$, $N_{C^{18}O}$, de $\sim 2 - 8\ 10^{15}$ cm^{-2}. Las densidades de columna de ^{13}CO, $N_{^{13}CO}$, son aproximadamente un factor 10 mayores que $N_{C^{18}O}$. Esto es consistente con la razón de abundancias entre las dos especies propuesta por Wilson & Matteucci (1992) para el CG de 12.5. La razón de intensidades observada, también del orden de 10, sugiere que ambas líneas son ópticamente delgadas. También podemos explicar las razones e intensidades de CO con temperaturas cinéticas mayores. Por ejemplo, con T_K=100 K se obtienen densidades de H_2 un factor $\sim$ 2.5 menores. Sin embargo, incluso en el caso poco realista de que toda la emisión de CO proviniese de gas con T_K=100 K, las densidades de columna no cambiarían en más de un 10% respecto a las obtenidas con T_K=20 K. Por tanto, aunque se considere una mezcla de gas caliente y frío, las densidades de columna totales trazadas por el CO serían similares a las derivadas con

T_K=20 K.

En la Tabla 3.2 también se encuentran las densidades de columna de H_2 derivadas a partir de $N_{^{13}CO}$ suponiendo una abundancia de ^{13}CO respecto a H_2 de 5 10^{-6}. Esta abundancia se basa en una fracción isotópica $^{13}C/^{12}C$ de 1/20 en el CG (Wilson & Matteucci 1992) y una razón CO/H_2 de 10^{-4} (véase Hüttemeister et al. 1998 y referencias). Las densidades de columna de H_2 derivadas para las componentes principales son de varios 10^{22} cm^{-2} en todas las fuentes.

3.4 H_2 caliente

Por sus particularidades, el análisis detallado de la emisión de H_2 en M+1.56 − 0.30 y M+3.06+0.34 se va a presentar en el siguiente capítulo. De aquí en adelante nos vamos a centrar en las otras 16 nubes observadas. En la Tabla 3.3 aparecen los flujos de las líneas de H_2 observadas. Las líneas más intensas son las S(0) ($J = 2 \rightarrow 0$) y las S(1) ($J = 3 \rightarrow 1$), cuyos flujos son de 0.5–1 10^{-19} y 1–2 1 0^{-19} W cm^{-2}, respectivamente. La línea S(2) sólo fue observada en las dos nubes que se discuten en detalle en el Capítulo 4. La línea S(3) es muy débil y sólo ha sido detectada en las fuentes con las líneas S(1) más intensas. No se ha detectado incluso en fuentes donde sí se han detectado las líneas S(4) y S(5). Este efecto se debe a la gran absorción que produce la banda de estado sólido de los silicatos a 9.7μm.

Las líneas rotacionales puras del H_2 se deben a transiciones cuadrupolares eléctricas. Las probabilidades de transición cuadrupolares son pequeñas (Turner et al. 1977) y por tanto las líneas rotacionales son ópticamente delgadas. En este caso, la densidad de columna del nivel superior involucrado en la transición de un nivel i a otro j se puede obtener simplemente a partir de los flujos F_{ij} de la Tabla 3.3 haciendo uso de la siguiente expresión:

$$N_i = \frac{\lambda_{ij}}{hc} \frac{4\pi F_{ij} e^{\tau_{ij}}}{\Omega_{ij} A_{ij}} \tag{3.1}$$

donde λ_{ij} y A_{ij} son la longitud de onda y la probabilidad de transición mientras que τ_{ij} y Ω_{ij} son, respectivamente, la opacidad del polvo y la apertura a la longitud de onda λ_{ij}. Habida cuenta que las densidades de columna así determinadas están promediadas en las aperturas del SWS, en el caso de fuentes extensas (y homogéneas), no es necesario aplicar ninguna corrección adicional para tener en cuenta los diferentes tamaños de las aperturas del SWS (véase también el Capítulo 4).

3.4.1 Extinción y razón orto/para

La Figura 3.4 muestra el diagrama de poblaciones para una de las fuentes en la que se detectaron más de cuatro líneas: M−0.32 − 0.19. Para cada línea observada se representa en función de su energía, el logaritmo de la población del nivel superior dividida por las degeneraciones rotacional y de espín nuclear, es decir, $3(2J+1)$ para los niveles *orto-* (J impar) y $2J+1$ para los niveles *para-* (J par). Los círculos representan las poblaciones sin ninguna corrección por extinción. Se puede apreciar claramente que la población del nivel J=5 es menor de la esperada a partir de la interpolación de las

determinadas para los otros niveles. Este hecho se puede usar para estimar la extinción total causada por el polvo entre el observador y la región que emite el H_2. Tomando una ley de extinción podemos corregir las intensidades de las líneas para extinciones visuales cada vez mayores hasta que las densidades de columna de todos los niveles (y en particular la del nivel J=5) sean consistentes entre si, es decir, hasta que los diagramas de poblaciones presenten curvas suaves.

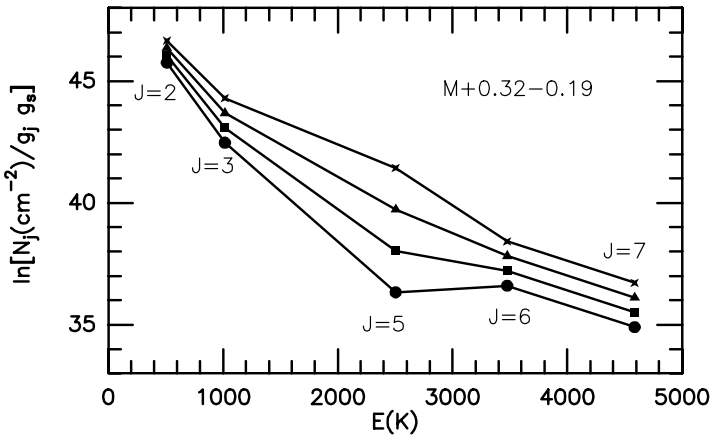


Figura 3.4: *Diagrama de poblaciones para M−0.32 − 0.19 antes de corregir por extinción (círculos) y después de corregir por 15 (cuadrados), 30 (triángulos) y 45 mag (estrellas) de extinción visual (A_V). Hemos asumido las extinciones relativas derivadas hacia el centro Galáctico por Lutz (1999). Nótese que se obtiene una curva suave con $A_V \sim 30$ mag.*

Hemos utilizado la ley de extinción derivada por Lutz (1999) hacia Sgr A* usando líneas de recombinación de Hidrógeno (ver Capítulo 1). Esta ley difiere de la de Draine (1989) para mezclas de granos de silicatos y grafitos en que no tiene el profundo mínimo a $\sim 7\mu$m y en el valor ligeramente mayor de la razón $A_{9.7\mu m}/A_V$, donde A_V es la extinción visual (extinción a 0.55 μm) y $A_{9.7\mu m}$ es la extinción a 9.7 μm. Como ilustración de la aplicación de este método, los cuadrados de la Figura 3.4 muestran que 15 mag de extinción visual son un límite inferior a la extinción mientras que las estrellas de la Fig. 3.4) indican que 45 mag es un límite superior. El mejor resultado se obtiene con valores de la extinción visual en torno a 30 mag (triángulos en la Figura 3.4). Utilizando este método para las otras fuentes en las que se han detectado cuatro o más líneas, también se ha derivado una extinción visual de $\sim$ 30 mag. Formalmente este valor debe ser considerado como un límite inferior para aquellas fuentes en las que no se ha detectado la línea S(3). No es posible determinar, cuanta de esa extinción es debida a material en la línea de mirada hacia el CG y cuanta es intrínseca a las propias nubes del CG. En cualquier caso, como hemos visto en el Capítulo 1, una extinción visual de 30 mag está de acuerdo con la extinción media en la línea hacia el CG según las estimaciones de Catchpole et al. (1990) y Schultheis et al. (1999). Este hecho sugiere que la emisión de H_2 puede provenir de las superficies de las nubes (véase también Pak, Jaffe & Keller 1996). Para las nubes que no hemos podido determinar la extinción, hemos usado A_V=30 mag, excepto para aquellas que se encuentran más alejadas del

centro de la Galaxia o bien del plano galáctico. Para estas se ha usado 15 mag (ver Tabla 3.4) como se ha derivado para las fuentes del *Clump 2* y el complejo *l=1.5°* (Capítulo 4). En cualquier caso, la corrección por extinción tiene un pequeño impacto en las conclusiones de este trabajo (ver más abajo). Los diagramas de poblaciones para todas las fuentes que se presentan en este capítulo se encuentran en la Figura 3.5.

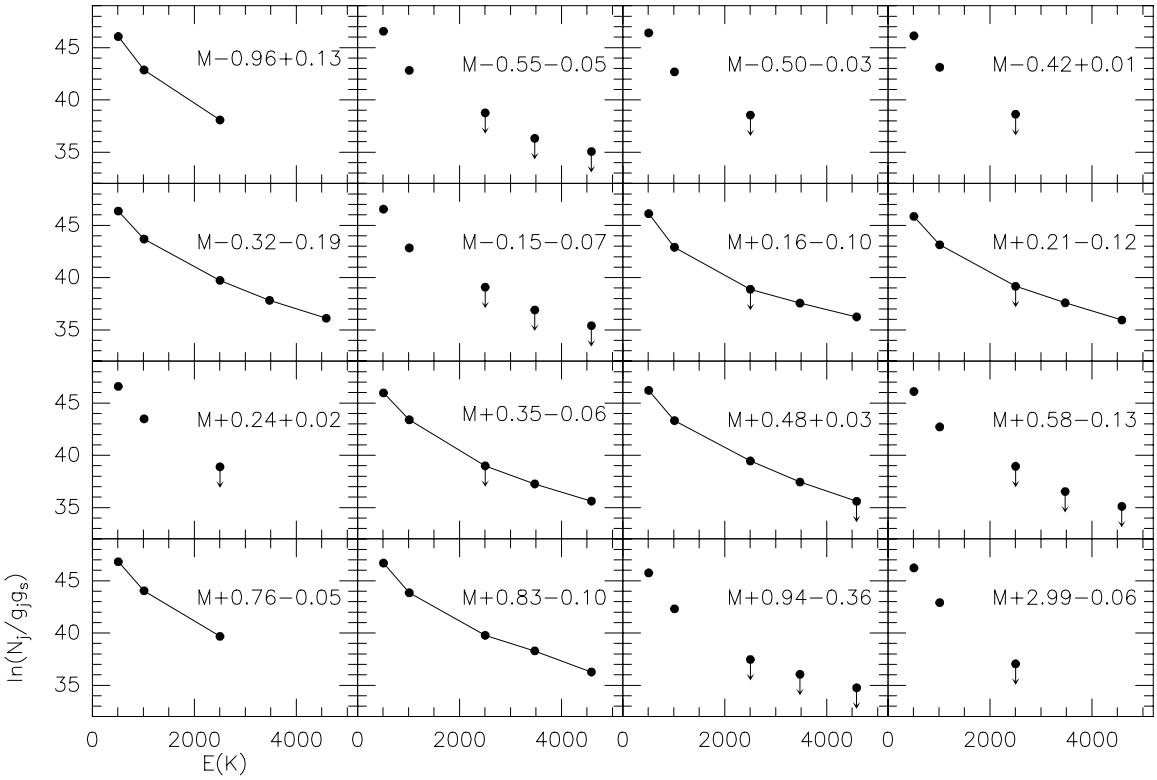


Figura 3.5: *Diagramas de poblaciones para todas las fuentes corregidas por las extinciones que figuran en la Tabla 3.4. Los círculos están conectados por líneas cuando se han detectado más de tres líneas. Las flechas indican límites superiores. Las barras de error son más pequeñas que los propios círculos (incluso teniendo en cuenta las incertidumbres en la calibración y los errores de los ajustes gaussianos)*

Con el método utilizado para estimar la extinción, los valores necesarios para tener un diagrama de poblaciones que sea una cuerva suave depende de la razón *orto/para* (ROP). Obviamente, el valor de la extinción necesario para tener un diagrama de poblaciones plano sería menor que el arriba propuesto si la ROP fuese menor que la de equilibrio ya que el método depende sobre todo de la extinción de un nivel *orto* (J=5). Desafortunadamente, es difícil estimar la ROP para las nubes en las que la línea S(2) no ha sido observada. Además, la línea S(3) está completamente extinguida en muchas de ellas. Sin embargo, los presentes datos no muestran ninguna evidencia de razones orto/para fuera del equilibrio, aunque no se puede descartar *a priori*. De hecho, sí se ha encontrado una ROP de no-equilibrio en M+3.06+0.34 y M+1.56−0.30, que se discuten en el siguiente capítulo. Para las 16 fuentes restantes también se puede encontrar diagramas de poblaciones suaves, sin la forma de zig-zag característica de

ROP de no-equilibrio, asumiendo una ROP de ~ 2. En este caso, la extinción sería de $\sim 20-25$ mag en vez de 30 mag. Por el contrario, asumiendo ROP de ~ 1, en general se encuentran diagramas bastante artificiales que sugieren que ROP tan bajos como ~ 1 no son compatibles con los datos.

En definitiva, de aquí en adelante asumiremos que la ROP está en equilibrio en todas las nubes pero discutiremos brevemente las implicaciones de que la ROP fuese $\sim$2. Como veremos, una ROP=2 no altera sustancialmente las conclusiones de este capítulo.

3.4.2 Columnas de densidad de H_2 y temperatura de excitación

La Tabla 3.4 presenta los resultados derivados de las líneas de H_2 una vez corregidos de extinción los flujos observados. La temperatura de excitación derivada entre los niveles J=3 y J=2 (T_{32}) está entre 130 y 200 K, mientras que aquella derivada entre el J=7 y el J=6 (T_{76}) es de $\sim 500-700$ K. Estas temperaturas sólo son un 15-20 % mayores que las derivadas sin aplicar ninguna corrección por extinción. Para las cuatro nubes en las que no se detectaron las líneas S(4) y S(5) hemos derivado una T_{32} de $\sim$ 135–150 K, claramente menor que la temperatura derivada para las fuentes donde si se detectaron esas líneas. No se aprecian diferencias entre las temperaturas derivadas en las fuentes procedentes de Hüttemeister et al. (1993a) y las de Martín-Pintado et al. (1997). Eso sí, en general las temperaturas T_{32} son algo mayores que las derivadas para la componente caliente de NH_3 por Hüttemeister et al. No se observa ninguna dependencia de T_{32} con la distancia de las fuentes al Centro Galáctico. Sin embargo, se aprecia que las dos nubes con menor T_{32} se encuentran situadas en la región de Sgr C, una de ellas sobre el filamento no-térmico que se observa en la región central de este complejo. Como hemos dicho anteriormente, no podemos descartar que la ROP sea menor que la de equilibrio. Obviamente, T_{32} no describe la temperatura de excitación del gas si las abundancias de *orto*-H_2 y *para*-H_2 no están en equilibrio. Se puede estimar una temperatura T_{32} corregida, $T_{32}^{\rm corr}$, a partir de la que se obtiene directamente de las observaciones (T_{32}). La temperatura corregida vendría dada por (Apéndice B):

$$T_{32}^{\rm corr} = \left[\frac{1}{T_{32}} + \frac{1}{505}\ln\left(\frac{\rm ROP}{\rm ROP_{LTE}}\right)\right]^{-1} \qquad (3.2)$$

Por ejemplo, tomando una ROP de ~ 2 y si a las temperaturas en cuestión la ROP en equilibrio, $\rm ROP_{LTE}$, es 3, $T_{32}^{\rm corr}$ que tan solo es un $\sim 15\%$ mayor que T_{32}. Por tanto, la temperatura T_{32} no varía mucho entre tomar una ROP de 3 o de 2.

Es posible estimar la densidad de columna total de H_2 caliente ($N_{\rm H_2}$) extrapolando la población del nivel J=2 a los niveles J=1 y J=0 con la temperatura T_{32}. Las $N_{\rm H_2}$ así derivadas se encuentran en la Tabla 3.4 y deben ser consideradas como límites inferiores a la cantidad total de gas molecular caliente puesto que los niveles más bajos pueden tener una población de gas a menor temperatura cinética que T_{32} pero aún caliente. La densidad de columna total de H_2 caliente varía de fuente a fuente pero es típicamente de 1–2 10^{22} cm^{-2}. Estas densidades de columna son solamente un factor 1.2 mayores que las que se obtienen sin corregir de extinción. Por lo tanto, la corrección de extinción no es crítica en lo que a densidades de columna y temperaturas se refiere. Por otro lado,

extrapolando las densidades de columna de los niveles J=6 y J=7 a niveles más bajos a la temperatura T_{76}, se obtiene que la cantidad de gas a temperaturas de $\sim$ 600 K es menor del 1% de la medida a $\sim$ 150 K. Las densidades de columna de H_2 totales que se obtienen utilizando las temperaturas $T_{32}^{\rm corr}$ asumiendo una ROP de $\sim$ 2 son menores que las listadas en la Tabla 3.4 en un factor 1.8. Nótese que en este caso la densidad de columna total se debe derivar extrapolando la población *observada* en el nivel J=3 al nivel J=1 y la población del nivel J=2 al nivel J=0 como dos especies diferentes a la temperatura $T_{32}^{\rm corr}$. Por supuesto, estas densidades de columna seguirían siendo límites inferiores a la densidad de columna de H_2 caliente.

Estos resultados son la primera estimación directa de las densidades de columna y de la estructura del gas caliente en las nubes del CG. Revelan la presencia de grandes densidades de columna de gas molecular caliente y de pronunciados gradientes de temperatura (150–700 K) extendiendo los resultados obtenidos de los datos de NH_3 de Hüttemeister et al. (1993a).

Tabla 3.4: *Densidades de columna de* H_2 *totales y temperaturas rotacionales entre los niveles* J=3 *y* J=2 (T_{32}) *y entre los niveles* J=7 *y* J=6 (T_{76}) *después de corregir por extinción. Los números entre paréntesis son los errores* 1σ *en la última cifra significativa derivados de los ajustes gaussianos a las líneas. Los resultados para* $M+1.56-0.30$ *y* $M+3.06+0.34$ *se encuentran el el Capítulo 4.*

Fuente	A_V	T_{32} K	T_{76} K	$N_{H_2}(T_{32})$ 10^{22} cm^{-2}
M$-0.96+0.13$	15	157(6)	...	1.10(9)
M$-0.55-0.05$	30	135(5)	...	2.7(3)
M$-0.50-0.03$	30	135(4)	...	2.3(2)
M$-0.42+0.01$	30	167(6)	...	1.03(8)
M$-0.32-0.19$	30	188(5)	650(90)	1.03(5)
M$-0.15-0.07$	30	136(6)	...	2.6(4)
M$+0.16-0.10$	30	157(7)	900(200)	1.17(13)
M$+0.21-0.12$	30	186(13)	670(110)	0.64(7)
M$+0.24+0.02$	30	163(2)	...	1.73(6)
M$+0.35-0.06$	30	195(11)	700(200)	0.66(5)
M$+0.48+0.03$	30	174(7)	$\leq$600	1.03(9)
M$+0.58-0.13$	30	149(5)	...	1.3(2)
M$+0.76-0.05$	30	181(4)	...	1.77(8)
M$+0.83-0.10$	30	178(5)	550(60)	1.59(6)
M$+0.94-0.36$	15	146(7)	...	0.95(10)
M$+2.99-0.06$	15	152(3)	...	1.40(9)

3.5 Discusión

3.5.1 Fracción de H_2 caliente respecto a CO y NH_3

Como se mencionó en la Sección 3.2, no es posible identificar cuales de las componentes de los espectros de CO están asociadas al H_2 caliente. Es más, la mayor parte del gas observado en las transiciones $J = 1 \rightarrow 0$ y $J = 2 \rightarrow 1$ no exhiben las características del CO caliente que estaría asociado con el H_2 caliente (ver Sección 3.3). A continuación, vamos a estimar qué fracción constituyen las densidades de columna de H_2 caliente observadas con ISO respecto a las densidades de columna de H_2 derivadas del CO a partir de cálculos LVG. En primer lugar, hemos sumado las densidades de columna de todas las componentes de velocidad detectadas en CO para cada fuente. Estas densidades de columna totales de H_2 derivadas del CO se encuentran en la Tabla 3.4. Para derivar un límite inferior a la fracción de gas molecular caliente respecto al gas que emite en CO, se puede comparar la densidad de columna máxima derivada del CO con las densidades de columna de H_2 que se encuentran en la Tabla 3.4. Estas razones varían de nube a nube como se puede ver en la Tabla 3.5. Para unas pocas nubes la fracción de gas caliente es tan alta como 77% (M$-0.50 - 0.03$) o incluso $\sim$ 100% para M$-0.96 + 0.13$. Sin contar estas nubes, donde casi toda la emisión de CO debe provenir de gas caliente, en promedio el H_2 caliente es un $\sim$ 30% del gas que emite en CO.

La Tabla 3.5 también presenta las abundancias de NH_3 en las componentes caliente y fría ($X(NH_3)_c$ y $X(NH_3)_f$, respectivamente). $X(NH_3)_c$ ha sido derivada de las densidades de columna de amoniaco caliente (Hüttemeister et al. 1993a) y nuestras densidades de columna de H_2 caliente. Se ha encontrado que $X(NH_3)_c$ está en el rango de 3 10^{-8} a 4 10^{-7}. Por otro lado, $X(NH_3)_f$ ha sido derivada de las densidades de columna de amoniaco frío ($\sim$25 K) de Hüttemeister et al. y de las densidades de columna derivadas de los datos de ^{13}CO. En este caso, sólo se ha tenido en cuenta las componentes de velocidad que emiten en NH_3 y hemos asumido que, en promedio, el $\sim$ 70% del gas trazado por el CO es gas frío. Con estas suposiciones, $X(NH_3)_f$ varía entre 4 10^{-8} y 6 10^{-6}, siendo $\sim$ 5 10^{-7} un valor promedio. Estos valores son similares a los derivados para la componente caliente y aproximadamente unas 10 veces mayores que la abundancia "típica"de amoniaco en el medio interestelar (Irvine et al. 1987). Las altas abundancias de NH_3 en la componente de gas frío apuntan hacia la existencia de una componente chocada fría como sugirió Hüttemeister et al. (1998) a partir de cálculos de transporte radiativo para varias transiciones de C^{18}O, ^{28}SiO, ^{29}SiO y ^{30}SiO.

3.5.2 Mecanismos de calentamiento

¿Cual es el mecanismo de calentamiento que produce la gran cantidad de gas molecular caliente que se observa en el CG? Se ha propuesto la existencia de choques para explicar la extensa distribución espacial y las grandes abundancias de moléculas refractarias como SiO (Martín-Pintado et al. 1997; Hüttemeister et al. 1998), así como las altas temperaturas que se derivan del NH_3 (Wilson et al. 1982a; Güsten et al. 1985). En efecto, la gran abundancia de NH_3 derivada en la sección anterior apunta hacia un

Tabla 3.5: *Columnas de densidad de* H_2 *totales derivadas del* ^{13}CO. *Fracción de la* N_{H_2} *caliente medida con ISO respecto a la* N_{H_2} *derivada de* ^{13}CO. *Abundancias de* NH_3 *en las componentes caliente y fría (ver texto). Los resultados para* $M+1.56-0.30$ *y* $M+3.06+0.34$ *se presentan en el Capítulo 4.*

Fuente	$N_{H_2}{}^{CO}$ 10^{22} cm^{-2}	$N_{H_2}{}^{c}/N_{H_2}{}^{CO}$	$X(NH_3)_c$	$X(NH_3)_f$
M−0.96 + 0.13	0.6-1.1	1	3.7 10^{-7}	4.9 10^{-6}
M−0.55 − 0.05	4.3-6.0	0.45		
M−0.50 − 0.03	2.4-3.0	0.77	2.6 10^{-8}	1.6 10^{-7}
M−0.42 + 0.01	2.1-3.4	0.29	8.3 10^{-8}	2.9 10^{-8}
M−0.32 − 0.19	1.1-2.2	0.45	1.8 10^{-8}	3.1 10^{-7}
M−0.15 − 0.07	6.6-8.4	0.31	2.4 10^{-7}	2.7 10^{-7}
M+0.16 − 0.10	3.7-4.9	0.24		
M+0.21 − 0.12	0.8-1.5	0.41		
M+0.24 + 0.02	4.8-7.1	0.24	1.3 10^{-7}	8.9 10^{-7}
M+0.35 − 0.06	1.7-2.7	0.25		
M+0.48 + 0.03	3.2-3.6	0.28		
M+0.58 − 0.13	3.1-3.9	0.33		
M+0.76 − 0.05	6.6-8.6	0.21		
M+0.83 − 0.10	4.8-6.5	0.25		3.4 10^{-8}
M+0.94 − 0.36	1.3-2.9	0.33		6.7 10^{-7}
M+2.99 − 0.06	1.0-2.1	0.65		9.0 10^{-7}

calentamiento de tipo mecánico ya que la molécula de amoniaco se foto-disocia con facilidad en presencia de radiación ultra-violeta (UV). Por ejemplo, la abundancia de NH_3 en la PDR de NGC 7023 es de sólo $\sim 10^{-8}$ en la zona bien apantallada y decrece en más de un factor 20 en la región donde la radiación UV es más intensa (Fuente et al. 1990). Las pequeñas densidades de columna de polvo caliente en nuestras nubes y la razón orto-/para-H_2 de no-equilibrio medida en dos de ellas también sugieren un mecanismo de calentamiento de tipo mecánico (Capítulo 4).

Por otro lado, en algunas fuentes hemos detectado emisión de líneas de especies ionizadas como NeII, NeIII o OIII, que deben provenir de regiones HII ionizadas por fotones UV (Capítulo 5). Esto implica que, al menos en estas fuentes, debe existir una PDR en la interfase entre la región HII y el material molecular. De hecho, la emisión a gran escala de la línea ro-vibracional H_2 v=1–0 S(1) se ha interpretado como proviniente de PDRs en la superficie de las nubes con densidad $n \sim 10^4$ cm^{-3} y flujo de radiación en el UV-lejano de $G_0 \sim 10^3$ (en unidades de $1.6\,10^{-3}$ ergs cm^{-2} s^{-1}) (Pak, Jaffe & Keller 1996). Las extinciones visuales de $\sim$ 30 mag derivadas para nuestras nubes coincide con la extinción esperable causada por el material en la línea de mirada y sugiere que la emisión rotacional-pura del H_2 podría provenir de las superficies de las nubes igual que las líneas ro-vibracionales.

Los diagramas de poblaciones obtenidos para las nubes del CG se han comparado

con diagramas del mismo tipo obtenidos a partir de las prediciones de modelos de choques (de tipo C y J) y de modelos de regiones PDR (Apéndice B). La Figura 3.6a muestra la comparación de las predicciones de los modelos de choques-C de Draine et al. (1983), Choques-J de Hollenbach & McKee (1989), y los datos derivados de las observaciones para M$-0.32-0.19$. Las líneas de S(1) a S(5) observadas (cuadrados) se pueden explicar tanto con un choque-C de velocidad de ~ 12 km s^{-1} actuando en gas con densidad pre-choque de 10^6 cm^{-3} (círculos) como con un choque de tipo-J de 50 km s^{-1} y densidad pre-choque 10^6 cm^{-3} (triángulos). Por el contrario, la emisión observada en la línea S(0) es ~ 3 veces mayor que la predicha por los modelos de ambos tipos de choques.

La Figura 3.6b muestra el diagrama de poblaciones para M$+0.16-0.10$ (cuadrados) y el derivado para la PDR de la nebulosa por reflexión NGC 7023 (triángulos). Como se discute en Fuente et al. (1999), los datos de H_2 de esta fuente se ajustan bien con el modelo de PDRs de Burton et al. (1990, 1992) para $G_0 = 10^4$ y n=10^6 cm^{-3} aunque con una ROP de 1.5-2. Comparando el diagrama de poblaciones de NGC7023 con el de M$+0.16-0.10$ se encuentra que el acuerdo entre ambos es excelente para las líneas S(4) y S(5) pero no es tan bueno para las líneas más bajas, incluso si se tiene en cuenta la ROP de no equilibrio encontrada en NGC 7023. En particular, las nubes del CG emiten más en las líneas más bajas que lo esperable del modelo de PDRs con $G_0 = 10^4$ y n=10^6 cm^{-3}. Por contra, la intensidad de la línea H_2 v=1–0 S(1) predicha por el modelo es un factor 10 mayor que la observada por Pak, Jaffe & Keller (1996). Este hecho implicaría que la emisión vibracional está más diluida en el haz de $3''$ que las líneas rotacionales puras en el haz del SWS o bien, claro está, que no los modelos de PDR no son aplicables.

En cualquier caso, la curvatura de los diagramas de poblaciones observada parece estar de acuerdo con el gradiente de temperatura esperable en una PDR. En la Figura 3.6b tambien mostramos el diagrama de poblaciones que se obtiene de integrar la emisión de H_2 en equilibrio termodinámico local con los perfiles de temperatura y abundancias de H_2 del modelo de PDR de Burton et al. (1990) con G_0=10^4 y n=10^6 cm^{-3} (ver el Apéndice B). Los resultados difieren de los de Burton et al. en que no se tiene en cuenta ningún tipo de bombeo radiativo, el cual afecta principalmente a niveles más altos que los involucrados en las líneas S(0) y S(1). Aunque la emisión de las nubes del CG es ~ 3 veces mayor que las predichas por este simple modelo, es evidente que la forma de los diagramas de poblaciones son muy similares.

Respecto a las fuentes donde no se detectaron las líneas S(4) y S(5), los límites superiores obtenidos implican que si son excitadas por PDRs la densidad debe ser algo menor que n=10^6 cm^{-3}, o bien si son excitadas por choques, las velodidades de estos debe ser algo menor que la de los modelos que se representan en la Figura 3.6.

Tanto los modelos de choques como los de PDRs sugieren densidades de 10^6 cm^{-3} y fallan a la hora de explicar la intensidad de las líneas S(0) y S(1) observadas. Las densidades sugeridas por los modelos son algo elevadas, pero parece que el H_2 traza dos componentes diferentes: una componente muy caliente ($\sim$ 500 K) y densa ($\sim$ 10^6 cm^{-3}) necesaria para explicar las líneas S(4) y S(5) observadas y otra menos caliente ($\sim$ 150 K) revelada por las líneas S(0) y S(1). Para ser complatible con las razones $J = 2 \rightarrow 1/J = 1 \rightarrow 0$ medidas para el ^{13}CO y el C^{18}O la componente a

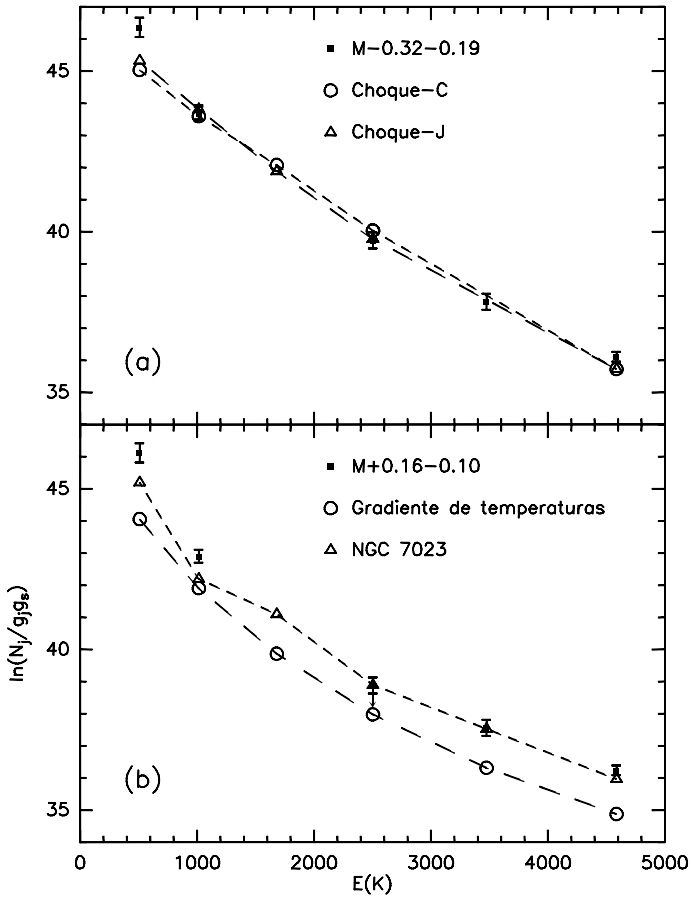


Figura 3.6: **a:** *Diagrama de poblaciones para* $M-0.32-0.19$ *(cuadrados) corregido por 30 mag de extinción visual. Las barras de error representan límites superiores a las incertidumbres en la calibración de los flujos (ver texto). Para comparar, también se muestran los diagramas de poblaciones derivados del modelo de Draine et al. (1983) par un choque de tipo-C de* ~ 12 *km* s^{-1} *de velocidad y una densidad pre-choque de* 10^6 cm^{-3} *(círculos y líneas de trazos). Los triángulos con las líneas de trazos largos se utilizan para representar el diagrama de población derivado del modelo de choques de tipo-J de Hollenbach & McKee (1989) para una velocidad de 50* km s^{-1} *y una densidad pre-choque de* 10^6 cm^{-3}. **b:** *Comparación del diagrama de poblaciones derivado para* $M+0.16-0.10$ *(cuadrados) con los resultados de Fuente et al. (1999) para la PDR de NGC 7023 (triángulos y líneas de trazos) y con el diagrama de población que se obtiene integrando la emisión de* H_2 *a lo largo del perfil de temperaturas y de abundancias de* H_2 *derivado por Burton et al. (1990) para una PDR de* 10^6 cm^{-3} *de densidad y* $G_0 = 10^4$ *(círculos).*

~ 150 K debe de tener densidades del orden de $\sim 10^3$ cm^{-3} (véase la Sección 3.3). En la componente densa y muy caliente (~ 500 K) la razón ^{13}CO $J = 2 \rightarrow 1/J = 1 \rightarrow 0$ alcanzaría un valor de $\sim$4–5, pero este CO emitiría principalmente en líneas de alto J. En cualquier caso la densidad de columna de gas denso y caliente es muy pequeña para que sea detectable en las líneas de CO de bajo J cuando ese gas está mezclado con otro menos caliente y denso que domina la emisión para las transiciones entre niveles de bajos números cuánticos. Para explicar las temperaturas $T_{32} \sim 150$ K se necesitan PDRs con $G_0 \sim 10^3$ y $n \sim 10^3$ cm^{-3}, pero para obtener las intensidades observadas hacen falta ~ 20 de tales PDRs. Los modelos de choques-J no predicen temperaturas tan bajas como 150 K (véase Van den Ancker 1999). Además, las grandes velocidades necesarias para explicar nuestros datos son difíciles de reconciliar con las observaciones (anchuras y velocidades radiales de las líneas de CO). Por otro lado, la emisión observada en las líneas S(0) y S(1) se podría explicar con al menos 10 choques de tipo-C con velocidades tan bajas como ~ 7 km s^{-1} y n=10^6 cm^{-3} (si la densidad del gas es menor, todavía serían necesarios más choques). Otro mecanismo que podría calentar el gas a temperaturas de ~ 150 K es la disipación de turbulencia supersónica (Wilson et al. 1982a; Güsten et al. 1985). Por lo tanto, este mecanismo podría contribuir a la emisión de las dos líneas más bajas del H_2. El origen de la turbulencia sería el movimiento de condensaciones densas en un medio menos denso debido a la rotación diferencial galáctica o también a la destrucción de las condensaciones por las fuerzas de marea.

El ritmo de calentamiento por disipación de turbulencia supersónica se puede estimar como (ver Apéndice C)

$$\Gamma \sim 3.5\,10^{28} v_t^3 n_{\rm H_2} (1{\rm pc}/l) \ \ {\rm erg\,s^{-1}\,cm^{-3}} \tag{3.3}$$

(Black 1987), donde l y v_t son la escala espacial y la velocidad de la turbulencia, respectivamente. Tomando $v_t \sim 15$ km s^{-1} (la anchura típica de las líneas en las nubes del CG), $l = 5$ pc, y $n_{\rm H_2} = 10^3$ cm^{-3}, se obtiene $\Gamma \sim 5\,10^{-22}$ erg s^{-1} cm^{-3}. Por otro lado, en las condiciones del gas caliente $T \sim 150$ K y $n_{\rm H_2} \sim 10^3$ cm^{-3}, el enfriamiento debe de estar dominado por la emisión de H_2 y CO. Le Bourlot et al. (1999) han estimado recientemente el ritmo de enfriamiento debido al H_2 ($\Lambda_{\rm H_2}$) para un amplio rango de parámetros. Para las condiciones físicas de la componente caliente de las nubes del CG obtenemos $\Lambda_{\rm H_2} \sim 3\,10^{-22}$ erg s^{-1} cm^{-3}, que es comparable al enfriamiento debido al CO (véase por ejemplo Goldsmith & Langer 1978). Por tanto, comparando tasas de calentamiento y enfriamiento, se encuentra que la disipación de turbulencia supersónica puede explicar el calentamiento de la componente a 150 K.

En resumen, varios agentes podrían calentar el gas de la componente caliente (150 K) mientras que la componente muy caliente (500 K) debe trazar el gas más denso de las nubes del CG calentado por una PDR o un choque. La alta fracción de H_2 caliente derivada para M$-0.96 + 0.13$ y el hecho de que la componente de CO con velocidades positivas aparentemente no contribuye a la emisión de H_2, podría explicarse por el efecto un choque a gran escala. A esas longitudes galácticas, se esperan choques a velocidades negativas debido a la intersección de órbitas x_1 y x_2 en el contexto de un potencial barrado (Capítulo 1).

3.6 Conclusiones

Hemos observado líneas rotacionales puras de H_2 (entre la S(0) y la S(1)) en un conjunto de nubes moleculares de la región central de la Galaxia con el espectrómetro SWS del satélite ISO. La línea S(3) está fuertemente afectada por la extinción causada por la banda a 9.7 μm de los silicatos del polvo interestelar. Corrigiendo los datos de H_2 del efecto de la extinción usando un método autoconsistente, y asumiendo que las poblaciones de *orto*- y *para*-H_2 están en equilibrio, se encuentra que las líneas S(0) y S(1) indican temperaturas de $\sim$ 150 K. Extrapolando sus poblaciones a los niveles más bajos con esa temperatura, se deriva una densidad de columna total de $\sim 1 - 2\,10^{22}$ cm^{-2}. Esta es la primera estimación directa de la densidad de columna de gas caliente en las nubes del CG. Además, se muestra la compleja estructura de temperaturas del gas caliente.

En las fuentes para las que se han observado y detectado las líneas S(4) y S(5), la temperatura derivada con estas líneas es de $\sim$ 600 K. Sin embargo, la densidad de columna de H_2 a esas temperaturas es menor del 1% de la densidad de columna a T=150 K. Asumiendo una ROP de $\sim$ 2 las temperaturas serían solamente un 15% mayores que las derivadas con una ROP en equilibrio, mientras que las densidades de columna a esas temperaturas serían un factor $\sim$ 1.8 menor que las obtenidas con una ROP en equilibrio. Comparando la densidad de columna de H_2 caliente con la densidad de columna derivada de los datos de CO con la ayuda de un programa LVG, se encuentra que en un par de nubes la fracción de H_2 caliente es de más de un 75% del gas observado en CO, en el resto de las nubes la fracción de H_2 caliente es — en promedio— de un $\sim$ 30% del gas observado en CO. Con nuestros datos y los de las observaciones de NH_3 de Hüttemeister et al. (1993a) se derivan abundancias de NH_3 relativamente altas de unos pocos 10^{-7} tanto para la componente fría como para la caliente.

Los datos de H_2 pueden explicarse por el efecto de PDRs, choques-C o incluso de tipo-J aunque otros argumentos indirectos permiten descartar estos últimos y ponen algunos problemas a los escenarios tipo PDR. En cualquier caso, la comparación de los datos de H_2 con modelos de choques y de PDRs indica que las líneas S(4) y S(5) trazan el gas más denso de las nubes del CG ($\sim 10^6$ cm^{-3}) calentado por efecto de choques o de PDRs. No obstante, esas PDRs o choques en un material tan denso no pueden explicar las líneas S(0) y S(1). Para explicar la emisión observada en las líneas más bajas, se necesita que en la línea de mira existan varias PDRs de menor densidad, varios choques con bajas velocidades (< 10 km s^{-1}) o ambas cosas.

El enfriamiento debido al H_2 en la componente caliente de las nubes del CG es comparable al enfriamiento por CO. Igualando la tasa de enfriamiento por H_2 con la tasa de calentamiento por disipación de turbulencia supersónica, se encuentra que este mecanismo también podría contribuir a la emisión de las dos líneas más bajas del H_2. En una fuente, M$-0.96+0.13$, se han encontrado evidencias de choques a gran escala que deben ser confirmadas con observaciones de H_2 con mejor resolución espectral.

Capítulo 4

La razón *orto/para* del H_2 en M+1.56 − 0.30 y M+3.06 + 0.34

4.1 Introducción

Además de medir la densidad de columna de gas caliente en las nubes del CG, el espectrómetro SWS de ISO ha hecho posible estudiar la razón *orto-para* (ROP) del H_2. A partir de esta razón se puede extraer información muy valiosa acerca del mecanismo de calentamiento del gas y la formación de estas moléculas. Con anterioridad a ISO, la ROP del H_2 sólo había sido estudiada en regiones con altas temperaturas (T$\sim$2000 K) usando las líneas vibracionales. En fuentes que son calentadas principalmente por colisiones estas líneas indicaban una ROP$\sim$3 (Smith, Davis y Lioure 1997), que es el valor propio del equilibrio termodinámico para altas temperaturas, $T \gtrsim 200$ K. Por el contrario, en PDRs las líneas vibracionales dan valores para la ROP de 1.2-2 (véase por ejemplo, Chrysostomou et al 1993). Sin embargo, estos bajos valores de la ROP observados en estados vibracionales no son consecuencia de una verdadera razón de abundancias *orto-para* diferente del equilibrio sino de la mayor opacidad en el bombeo por fluorescencia del *orto*-H_2 (Sternberg & Neufeld 1999), como indica el hecho de que la PDR de S140 muestra una ROP $\sim$2 en los estados vibracionales pero de 3 en los estados rotacionales puros.

Hasta la fecha de realización de este trabajo sólo se conocían dos casos de ROP de no equilibrio medidas con líneas rotacionales puras: la fuente excitada por colisiones HH54 (Neufeld et al. 1998) y la PDR de la nebulosa de reflexión NGC 7023 (Fuente et al. 1999). El primero se explicó, de acuerdo con el modelo de Timmermann et al. (1998), como un calentamiento transitorio por choques de baja velocidad de modo que el gas se calienta por efecto del choque y se vuelve a enfriar antes de que la ROP del gas frío alcance el valor de equilibrio a las altas temperaturas del gas chocado. En el caso de NGC 7023, para explicar las observaciones es necesario que el frente de ionización sea dinámico de modo que haya gas frío (con una ROP en equilibrio a esas temperaturas, es decir < 3) que entra continuamente en la PDR donde se calienta pero se foto-disocia o abandona la PDR antes de que la ROP alcance el valor de equilibrio la temperatura del gas de las capas más expuestas a la radiación. En este capítulo se presenta de la emisión de H_2 en dos fuentes del CG en las que la ROP derivada a partir

de las líneas rotacionales puras no muestra el valor esperado si estuviese en equilibrio a la temperatura del gas. En el Apéndice B se puede encontrar más información sobre la ROP.

4.2 Observaciones

4.2.1 Observaciones de H_2, ^{13}CO y $C^{18}O$

Las observaciones con el SWS y la reducción de datos se ha realizado según se comenta en la Sección 3.2. Los espectros se muestran en la Figura 4.1. Los flujos de las líneas junto a la anchura y la velocidad central de la línea con mejor señal a ruido (la S(1)) se encuentran en la Tabla 3.3. Al igual que las observaciones de H_2, las observaciones de ^{13}CO y $C^{18}O$ se han presentado ya en la Sección 3.2. Los espectros de las fuentes M+1.56 − 0.30 y M+3.06 + 0.34 se muestran en la Figura 4.1 y los parámetros observacionales derivados de ajustes gaussianos se encuentran en la Tabla 3.2.

4.2.2 Observaciones de la emisión del polvo

En este capítulo también se van a presentar observaciones de la emisión de continuo del polvo en M+1.56 − 0.30 y M+3.06 + 0.34. Las observaciones han sido realizadas con el espectrómetro *Long Wavelength Spectrometer* (LWS; Clegg et al. 1996) de ISO en el modo AOT 01 (espectro continuo de 43 a 196.7 μm obtenido con red de difracción) La resolución espectral en este modo es 0.29 μm en el rango 43-95 μm y 0.6 μm en el rango de 80 a 196 μm. La abertura del LWS es de $\sim 80'' \times 80''$. La orientación en el cielo del lado mayor de las aberturas está en ambos casos dentro de $\pm 2^\circ$ respecto al eje de declinación. Los datos se procesaron con la versión 7 de las rutinas de procesado automático (*Off Line Processing 7*). A continuación se ha hecho un análisis interactivo con ISAP. Se han eliminado datos erroneos y se han llevado al mismo nivel los distintos registros tomados con cada detector usando como referencia el valor medio. En las zonas muestreadas por dos detectores distintos se observa que los flujos medidos por uno y otro difieren en menos de un 10%. Estos saltos entre los diferentes detectores se han corregido usando como referencia las medidas de las corrientes oscuras. Por último se han eliminado las franjas de interferencia que aparecen a longitudes de onda largas debido a reflexiones internas. Los espectros se muestran en la Figura 4.1.

4.3 Diagramas de poblaciones y extinción

La Figura 4.2 muestra los diagramas de poblaciones del H_2 para las dos nubes. Los cuadrados corresponden a las densidades de columna medidas con ISO sin ninguna corrección por las diferentes aberturas ni por la extinción debida al polvo interestelar. Ambos diagramas de poblaciones presentan una distribución en zig-zag ya que las densidades de columna de los niveles J=3 y 5 (*orto*-H_2) son menores de las que se

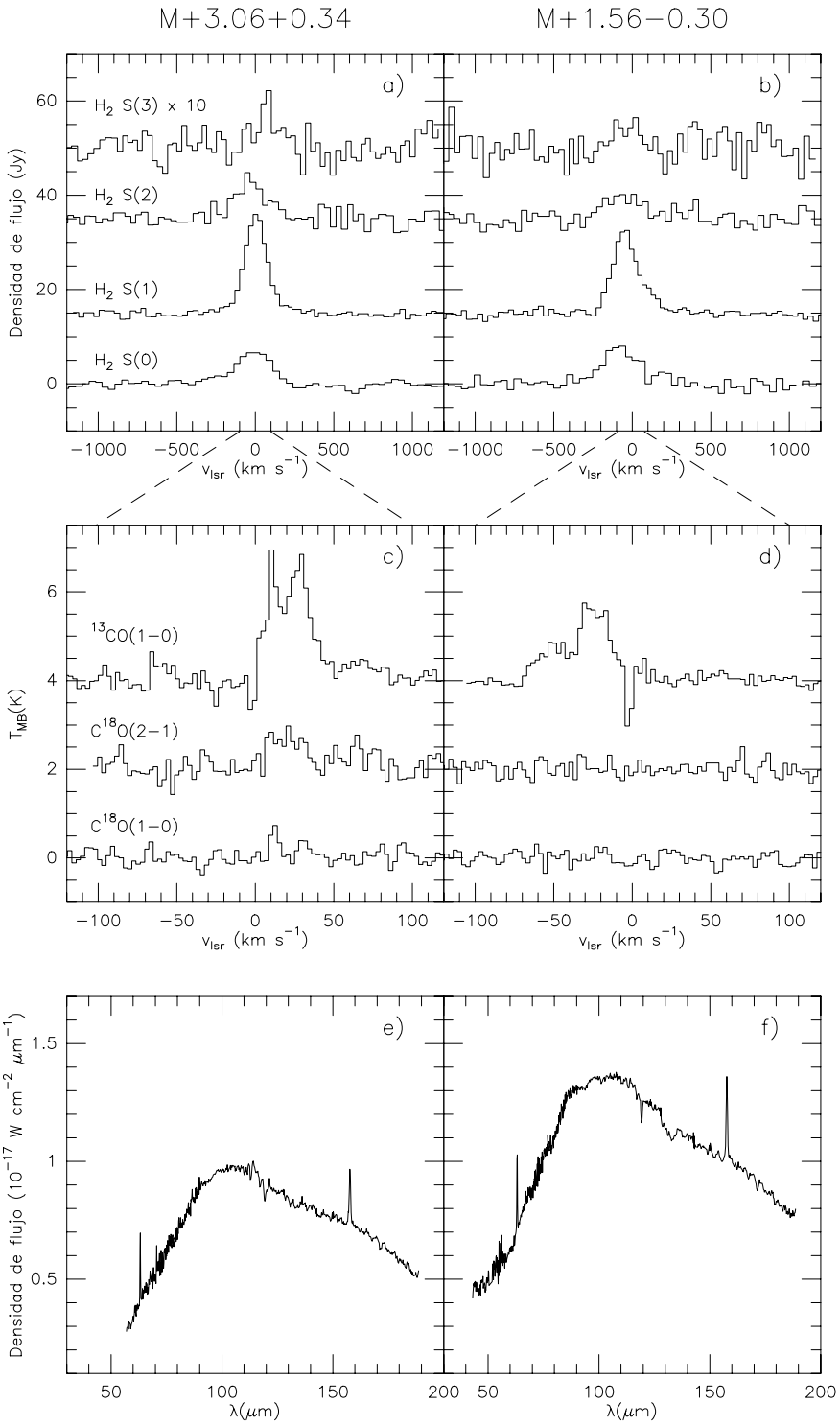


Figura 4.1: *Espectros de las dos fuentes:* **a-b** *Espectros de las líneas de* H_2 *tomados con el SWS* **c-d** *Espectros de las líneas* $C^{18}O$*(1–0),* ^{13}CO*(1–0) y* $C^{18}O$*(2–1). Nótese que los rangos de velocidades de los paneles a y b son muy diferentes a los de los paneles b y c debido a la diferente resolución espectral de las dos observaciones.* **e-f** *Espectros de la emisión de continuo del polvo tomados con el LWS.*

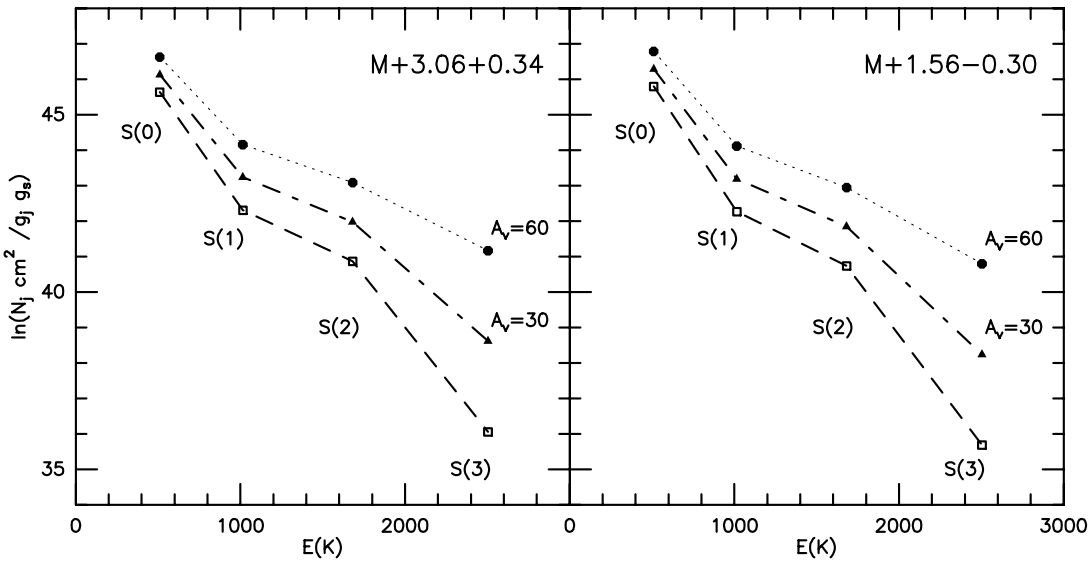


Figura 4.2: *Diagramas de poblaciones. Se presentan los resultados para tres valores diferentes de la extinción visual: 0, 30 y 60 mag. Se puede ver la típica distribución en zigzag propia de una ROP de no equilibrio. Para tener la curva suave caracteristica de un gas con una mezcla de temperaturas y ROP en equilibrio se necesitarían extinciones de más de 60 mag.*

esperarían a la vista de los niveles para-H_2 si la ROP fuese la correspondiente al equilibrio termodinámico local (ETL: Para comparación véanse las Figuras 3.4 y 3.5). Para las temperaturas trazadas típicamente por estas transiciones ($\sim$ 200 K) la ROP debe ser $\sim$ 3. Diagramas similares han sido obtenidos previamente en HH54 por Neufeld et al. (1998) y en NGC7023 por Fuente et al. (1999). Para estas fuentes, donde la extinción causada por el polvo no es importante, la conclusión inmediata fue que la ROP no está en equilibrio.

Si las fuentes no son extensas debemos corregir los resultados anteriores para comparar las densidades de columna de los diferentes niveles adecuadamente, pues la abertura de los detectores no es la misma para todas las líneas. Sin embargo, como hemos visto en el capítulo anterior, se ha detectado emisión de H_2 en todas las nubes de nuestro estudio, distribuidas en los 400 pc centrales de la galaxia. Esto sugiere que la emisión de H_2 en el CG debe ser extensa. En cualquier caso, incluso aunque la emisión de H_2 fuese puntual, las correcciones que deberíamos aplicar serían pequeñas y no afectarían cualitativamente a las conclusiones sobre la ROP. Si la fuente fuese puntual, la línea S(0) estaría más diluida que las líneas S(1) y S(2) pues su haz es de $20'' \times 27''$ frente a los $14'' \times 27''$ de estas. Para la línea S(3) se daría el caso contrario pues su abertura es de $14'' \times 20''$. Por tanto en este caso límite, las densidades de columna del nivel J=2 (derivadas de la línea S(0)) promediadas en una abertura de $14'' \times 27''$ serían mayores en un factor 1.4, mientras que por el contrario, la densidad de columna del nivel J=5 sería un factor 1.4 menor. En consecuencia, estas correcciones no pueden explicar porqué los niveles del *orto*-H_2 y los del para-H_2 no yacen sobre una

misma línea, es decir, porqué la ROP no es la correspondiente al equilibrio.

También debemos corregir el efecto de la extinción causada por el polvo situado entre las nubes moleculares y el telescopio. Este es un efecto más difícil de cuantificar pero se ilustra cualitativamente en la Figura 4.2, donde los flujos observados han sido corregidos por 30 (triángulos) y 60 magnitudes (círculos) de extinción visual usando la ley de Draine (1989). Como vimos en el Capítulo 1, esta ley es muy parecida a la de Lutz a las longitudes de onda que aquí se discuten. Como se puede observar, se necesitan más de 60 magnitudes de extinción en el visible para hacer consistentes las intensidades observadas en las líneas S(1) y S(3) con una ROP de equilibrio. En este caso, la curvatura del gráfico de poblaciones sugiere la presencia de un fuerte gradiente de temperatura en la región de donde proviene la emisión del H_2. Claramente, para continuar el estudio del H_2 y la ROP es necesario estimar la extinción. Como hemos visto en el capítulo anterior, la debilidad de la línea S(3) en las nubes del CG se debe a la extinción producida por la banda de los silicatos a 9.7 μm. También se ha mostrado en el capítulo anterior que en nubes con una ROP de equilibrio se puede usar la intensidad relativa de las distintas líneas para estimar la extinción visual una vez que se asume una ley de extinción. En nubes con una ROP de no equilibrio se podría usar un método equivalente solo con niveles *orto* pero obviamente necesitaríamos más de dos niveles. Por lo tanto, es necesario realizar otras estimaciones independientes de la extinción que sufren los datos de H_2 hacia M+1.56 − 0.30 y M+3.06 + 0.34.

4.3.1 Columnas de densidad de CO

En el capítulo anterior se han obtenido las densidades de columna de $C^{18}O$, ^{13}CO y H_2 para todas las componentes de todas las fuentes observadas. La densidad de columna máxima de H_2 (N_{H_2}) que se deriva sumando para cada fuente las dos componentes de velocidad que emiten en CO es de $\sim$1.5 10^{22} cm^{-2} (Tabla 3.2). Con estas densidades de columna se puede estimar una extinción visual (A_V) usando la relación N_{H_2}(cm^{-2})$\approx A_V$(mag)$\times 10^{21}$. De este modo se obtiene que la extinción hacia las fuentes presentadas en este trabajo es de 15-16 mag.

4.3.2 Columnas de densidad del polvo y temperaturas

Con los datos del LWS es posible obtener una estimación directa de la temperatura y de la densidad de columna total de polvo en ambas fuentes. Aunque la abertura del LWS es mayor que la del SWS no se esperan grandes variaciones en el haz ya que la emisión del polvo en el CG es relativamente suave (Odenwald & Fazio 1984). Los espectros son muy similares para ambas fuentes teniendo su máximo de emisión a $\sim$ 100 μm. Esto indica que la temperatura es menor que 30 K, en de acuerdo con estimaciones anteriores (Odenwald & Fazio 1984; Gautier et al. 1984)

No es posible reproducir la emisión observada con un solo cuerpo gris, por lo que hemos usado, por simplicidad, un modelo con dos cuerpos grises con temperaturas T_1 y T_2 en el que el flujo total emitido, S_λ, viene dado por:

$$S_\lambda = \Omega[B(T_1,\lambda)(1 - e^{-(1-f)\tau(\lambda)}) + B(T_2,\lambda)(1 - e^{-f\tau(\lambda)})] \quad (4.1)$$

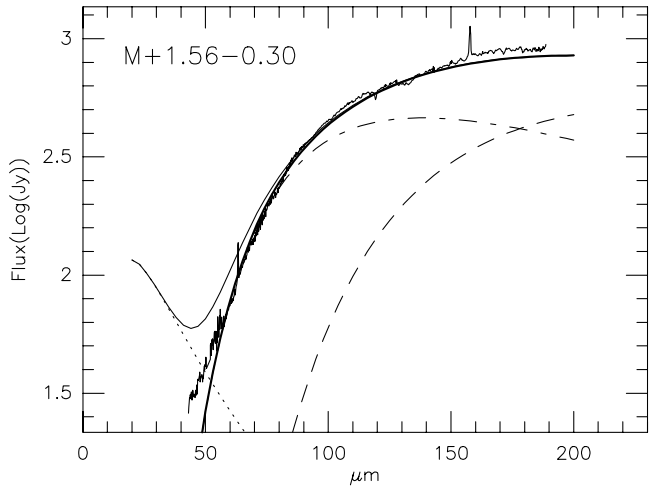


Figura 4.3: *Espectro LWS de M+1.56−0.30. La línea continua gruesa es el mejor ajuste con dos componentes de temperaturas 15 K (línea a trazos) y 27 K (línea a trazos-puntos). La línea continua fina es la emisión total si hubiese una densidad de columna equivalente de* $N_{H_2} = 5\ 10^{18}\ cm^{-2}$ *de polvo caliente (250 K) con* $\Omega = 20'' \times 20''$ *(línea de puntos) situada detrás del polvo frío. Se ha tenido en cuenta la extinción de la componente caliente por la componente fría.*

donde Ω es el ángulo sólido subtendido por la fuente de continuo, $B(T)$ es la función de Planck, f es la fracción de la opacidad debida a la componente más caliente (T_2) y $\tau(\lambda)$ es la opacidad total a la longitud de onda λ. En este modelo, la opacidad para $\lambda < 30\mu$m se toma según Draine (1989) y para $\lambda > 30\mu$m se utiliza la siguiente ley de potencias:

$$\tau(\lambda) = 0.014 A_v (30\mu\mathrm{m}/\lambda)^{\alpha} \qquad (4.2)$$

donde α es el índice espectral de la emisión del polvo. Hemos tomado α=1 de acuerdo con estimaciones anteriores en la envoltura de Sgr B2 (Martín-Pintado et al. 1990) y para el fondo de radiación proveniente del CG que es absorbida por el núcleo frío GCM 0.25+0.11 (Lis & Menten 1994). Se ha considerado que la emisión es extensa, es decir, $\Omega = \Omega_{\mathrm{LWS}}$. A continuación, hemos buscado un ajuste dejando f, A_{V}, T_1 y T_2 como parámetros libres. Como ejemplo, la Figura 4.3 muestra el mejor ajuste para M+1.56 − 0.30, que se ha obtenido con A_{V}=40, T_1=15 K, T_2=27 K y f=0.1. Los resultados para las dos fuentes están listados en la Tabla 4.1. Las magnitudes de extinción visual derivadas de este modo, 30 y 40 mag, están de acuerdo, dentro de un factor ∼2, con aquellas derivadas de los datos de CO. La emisión del polvo está dominada por la componente más fría ($T \sim 15$ K, $\tau_{v_1} = (1-f)\tau_v$) mientras que la otra componente (con $T \sim 30$ K) sólo contribuye un 10% − 20% a la opacidad total ($\tau_{v_2} = f\tau_v$). También es posible reproducir la emisión del continuo observada con índices espectrales mayores que 1 si la densidad de columna de polvo también es mayor. Por ejemplo, con un índice espectral de 1.5 se necesitarían entre 50 y 100 mag de extinción visual. Estos valores, sin embargo, son muy improbables ya que son casi un orden de magnitud mayores que los estimados con CO (ver Sección 4.3.1).

Tabla 4.1: *Parámetros de los mejores ajustes a los espectros tomados con el LWS: temperatura, fracción de la opacidad de la componente 2 respecto a la opacidad total y extinción visual total. Se ha tomado α=1 y $\Omega = \Omega_{\rm LWS}$. Los números entre paréntesis son los errores 1σ de la última cifra significativa*

Fuente	T_1	T_2	f	$A_{\rm V}$
M+3.06+0.34	15(4)	24(2)	0.2(2)	30(20)
M+1.56-0.30	15(4)	27(3)	0.1(1)	40(20)

Ya que la extinción derivada del CO y del continuo infrarrojo se debe a todo el gas y el polvo que hay en la línea de mira, ésta debe ser una cota superior a la extinción que sufre la región de donde proviene la emisión de H_2 observada. Teniendo en cuenta las incertidumbres en la determinación de la densidad de columna del polvo debidas al desconocido índice espectral, de aquí en adelante vamos a considerar una extinción de 16 mag para M+3.06 + 0.34 como se deriva de la emisión de CO y un poco mayor (20 mag) para M+1.56 − 0.30 ya que la columna de polvo es claramente mayor que en M+3.06 + 0.34. En cualquier caso, estos valores coinciden en un factor 2 con los derivados de la densidad de columna del polvo para el índice espectral más adecuado.

4.4 H_2 caliente: razón *orto-para* y densidades de columna

Como se decía al comienzo de la Sección 4.3, el valor que medimos para la ROP dependerá de la corrección aplicada para compensar la extinción. En las secciones precedentes hemos estimado la extinción hacia las dos nubes. La Figura 4.4 muestra los diagramas de poblaciones obtenidos para M+3.06 + 0.34 y M+1.56 − 0.30 después de corregir las intensidades observadas. Las barras de error no sólo tienen en cuenta los errores en los ajustes gaussianos de las líneas sino también las incertidumbres propias de la calibración. En estos gráficos, es posible derivar una *temperatura rotacional orto*, $T_{\rm o}$, a partir de los niveles del *orto*-H_2 J=3 y J=5. Del mismo modo se puede definir una *temperatura rotacional para*, $T_{\rm p}$, con los niveles del para-H_2 J=2 y J=4, y una *temperatura orto-para*, $T_{\rm op}$, derivada del nivel J=3 del *orto*-H_2 y el J=2 del para-H_2. Estas temperaturas se encuentran listadas en la Tabla 4.2 para ambas fuentes. Como vemos, $T_{\rm p}$ es del orden de 250 K en las dos fuentes mientras que $T_{\rm o}$ es ligeramente mayor ($\sim$ 270 K). Sin embargo, $T_{\rm op}$ es mucho menor que $T_{\rm o}$ y $T_{\rm p}$ indicando que la ROP no está en equilibrio a la temperatura del gas. En términos de estas temperaturas, podemos derivar la ROP en nuestras fuentes haciendo uso de (ver Apéndice B):

$$\mathrm{ROP} = \mathrm{ROP}_{\rm LTE}(T_{\rm p}) \exp\left[505\left(\frac{1}{T_{\rm p}} - \frac{1}{T_{\rm op}}\right)\right] \tag{4.3}$$

donde $\mathrm{ROP}_{\rm LTE}(T)$ es la ROP en equilibrio termodinámico local a la temperatura T. Como se ha dicho anteriormente $\mathrm{ROP}_{\rm LTE}$ es $\sim$3 para $T \geq$200 K. Usando la Ecuación 4.3, se encuentra que la ROP es aproximadamente 1 para ambas fuentes (Tabla 4.2).

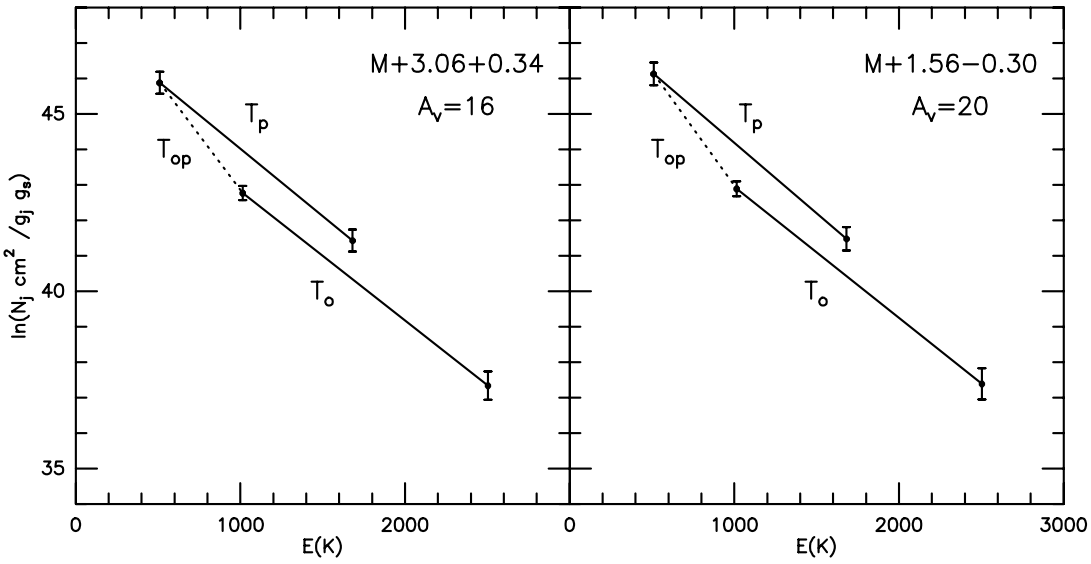


Figura 4.4: *Diagramas de poblaciones corregidos de extinción. La pendiente de las rectas es inversamente proporcional a la temperatura.* $T_{\rm p}$ *es la temperatura rotacional entre los niveles del para-*H_2, $T_{\rm o}$ *entre los niveles del* orto-H_2 *y* $T_{\rm op}$ *entre el nivel* orto $J = 3$ *y el para-nivel* $J = 2$. *Las barras de error tienen en cuenta los errores de los ajustes gaussianos y las incertidumbres en la calibración.*

Si la extinción fuese mayor, la ROP estaría más próxima al valor de equilibrio. Sin embargo, para ello se necesitarían más de 70 mag de extinción visual y, como se discute en las secciones precedentes, a la vista de los datos de CO y del continuo infrarrojo no es probable que la extinción sea tan elevada. Por lo tanto, podemos concluir que la ROP en las nubes moleculares M+3.06 + 0.34 y M+1.56−0.30 no está en equilibrio. El error estimado para la ROP es de $\sim$ 0.4 (teniendo en cuenta tanto los errores en los ajustes gaussianos como las incertidumbres de calibración). Por tanto se puede tomar 1.4 como un límite superior para la ROP en estas fuentes.

Extrapolando las poblaciones de los niveles J=2 y J=3 a los niveles J=0 y J=1 respectivamente, como dos especies diferentes a temperatura $T_{\rm p}$, se encuentra que la densidad de columna total de H_2 caliente es $\sim$ 2 10^{21} cm^{-2}. Este valor debe ser considerado un límite inferior a la verdadera densidad de columna de H_2 caliente, pues la población de los niveles más bajos (J=0 y J=1) puede ser apreciablemente mayor debido a la presencia de gas un poco más frío de 250 K pero todavía templado ($\sim$ 100 K) en el que no estarían poblados los niveles observables. Si la extinción fuese mayor, $N_{\rm H_2}$ también sería mayor. Todo ello implica que la cantidad de gas caliente trazado por las líneas rotacionales puras del H_2 es $\gtrsim$15% del gas trazado por el CO, que está principalmente frío.

Las altas temperaturas cinéticas presentes en estas nubes ya se conocían gracias a las observaciones de líneas meta-estables de inversión del NH_3 (Hüttemeister et al. 1993a). Las temperaturas derivadas de las transiciones NH_3 (4,4) y (5,5) están de acuerdo con las temperaturas halladas en este trabajo usando las líneas rotacionales

Tabla 4.2: *Temperaturas rotacionales, ROP y densidades de columna de* H_2. *Los números entre paréntesis son los errores 1σ de la última cifra significativa*

Fuente	T_p (K)	T_o (K)	T_{op} (K)	ROP	N_{H_2} (10^{21} cm^{-2})
M+3.06+0.34	260(30)	280(20)	160(20)	0.9(4)	2.6(10)
M+1.56-0.30	250(20)	270(20)	160(20)	1.0(4)	2.1(8)

puras de bajo J del H_2. Extrapolando las poblaciones en los niveles (4,4) y (5,5) del NH_3 hasta los niveles inferiores usando las propias temperaturas derivadas por Hüttemeister et al. (1993a) se encuentra que la densidad de columna de NH_3 caliente es $\sim 7\,10^{14}$ cm^{-2} en las dos nubes. Teniendo en cuenta la densidad de columna de H_2 a $\sim$250 K derivada en este trabajo, se encuentra que la abundancia de NH_3 es del orden de (2-4) 10^{-7}, valor análogo al obtenido para las fuentes analizadas en el Capítulo 3 y para las burbujas en expansión observadas en la envoltura de Sgr B2 (Capítulo 2). Si comparamos las densidades de columna de NH_3 frío ($\sim$ 20 K) observadas por Hüttemeister et al. (1993a) con las densidades de columna de H_2 derivadas de nuestros datos de $C^{18}O$ y ^{13}CO, se obtiene un valor similar para las abundancias en la fase fría.

4.5 El polvo caliente

Si el polvo y el gas estuviesen acoplados, se esperaría que el polvo asociado con el gas caliente fuese una importante fuente de continuo en el infrarrojo medio y lejano. Sin embargo, no hay ningún indicio de tal componente de polvo en nuestros espectros. Esto es lo que se muestra en la Figura 4.3, donde representamos con una línea de puntos, la emisión de un cuerpo gris con una temperatura 250 K y tamaño igual a la abertura del SWS que está siendo atenuado por la componente fría. La columna de H_2 equivalente al polvo caliente utilizada es de sólo $5\ 10^{18}$ cm^{-2}, pero como vemos en la Figura 4.3, incluso esta pequeña cantidad debería haber sido detectada en el espectro del LWS. Por lo tanto, podemos descartar la presencia de una componente de polvo caliente con una densidad de columna mayor que $2\ 10^{-4}$ veces la del gas caliente. Se puede argumentar que podría existir una componente de polvo caliente asociada con el gas que emite en H_2 pero a una temperatura menor que la de este. Sin embargo, aunque la temperatura del polvo caliente fuese sólo de 60 K, e incluso considerando que puede estar siendo extinguido por el polvo frío, la densidad de columna de H_2 equivalente sería de $\sim 5\,10^{19}$ cm^{-2}, es decir, unas 500 veces menor que la de polvo frío. La ausencia de polvo caliente indica que polvo y gas no están acoplados. En cambio, comparando la emisión de CO con la del polvo frío se encuentra que cumplen la razón polvo-gas habitual dentro de un factor 2.

4.6 Discusión

4.6.1 Calentamiento de la componente caliente

La gran densidad de columna de H_2 caliente y la pequeña cantidad de polvo caliente asociado requiere un mecanismo de calentamiento que actúe selectivamente sobre el gas manteniendo el polvo a temperaturas mucho menores. El mecanismo más sencillo para conseguirlo parece ser un calentamiento de tipo mecánico. Además, al contrario que en otras zonas más cercanas al centro de la Galaxia, hay pocas evidencias de la existencia de PDRs en estas regiones. Las débiles líneas de C II y O I que se observan en los espectros del LWS pueden deberse a emisión difusa no asociada con las nubes moleculares.

M+1.56 − 0.30, pertenece al complejo $l = 1.^{\circ}5$, donde Hüttemeister et al. (1998) derivaron la mayor abundancia de SiO dentro de su conjunto de nubes moleculares del CG. Estos autores interpretaron el aumento en la abundancia de SiO en términos de la dinámica a gran escala de la región del CG, proponiendo que en esta zona, gas expulsado por las colisiones en la intersección de las órbitas x_1 y x_2 está a su vez colisionando con material que todavía está en órbitas x_1. También en nuestro conjunto de nubes, M+1.56 − 0.30 es la fuente con mayor razón SiO/CS (datos sin publicar). Por otro lado, Dahmen et al. (1997) encontraron evidencia de que en esta región el HNCO está excitado colisionalmente. En cuanto a M+3.06 + 0.34, esta nube se sitúa en el peculiar complejo *Clump 2*. Más en concreto, se encuentra en la envoltura de uno de los núcleos de CS detectados por Stark & Bania (1986). Como hemos visto en el Capítulo 1, en esta parece haber evidencia de la destrucción parcial de los núcleos densos debido las fuerzas de marea creadas por el potencial galáctico y de la existencia de turbulencia provocada por el movimientos de estos núcleos en un medio menos denso (Stark & Bania 1986). Por tanto, no es de estrañar la existencia de choques en estas nubes. La disipación de la turbulencia generada esos choques puede jugar un papel importante a la hora de explicar las grandes densidades de columna de H_2 caliente y las abundancias relativamente altas de NH_3, así como las altas temperaturas cinéticas de estas nubes (Capítulos 1 y 3). Pero además, el calentamiento transitorio del gas producido por las ondas de choque proporciona una sencilla explicación para el hecho de que la ROP no esté en equilibrio.

Hemos comparado los resultados del modelo de Timmermann (1998) de choques de baja velocidad con nuestros datos (ver también el Apéndice B). Interpolando en función de la densidad pre-choque del gas las intensidades de las líneas de H_2 predichas por el modelo para una ROP inicial de 1, se encuentra que un choque con una velocidad de 10 km s^{-1} que atraviesa una nube de densidad inicial $\sim 2\ 10^5$ cm^{-3} reproduce bien las intensidades observadas. Los resultados se muestran en la Figura 4.5 en forma de diagramas de poblaciones. Los cuadrados son las densidades de columna predichas, mientras que los círculos negros son los valores derivados de los datos observacionales después de corregir el efecto de la extinción del polvo. El acuerdo entre ambos es excelente, aunque el flujo observado en las líneas S(0) parece ser ligeramente mayor que en el modelo. No obstante, los errores de calibración pueden dar cuenta de esa desviación. La densidad pre-choque parece un poco alta pero es plausible ya que la línea

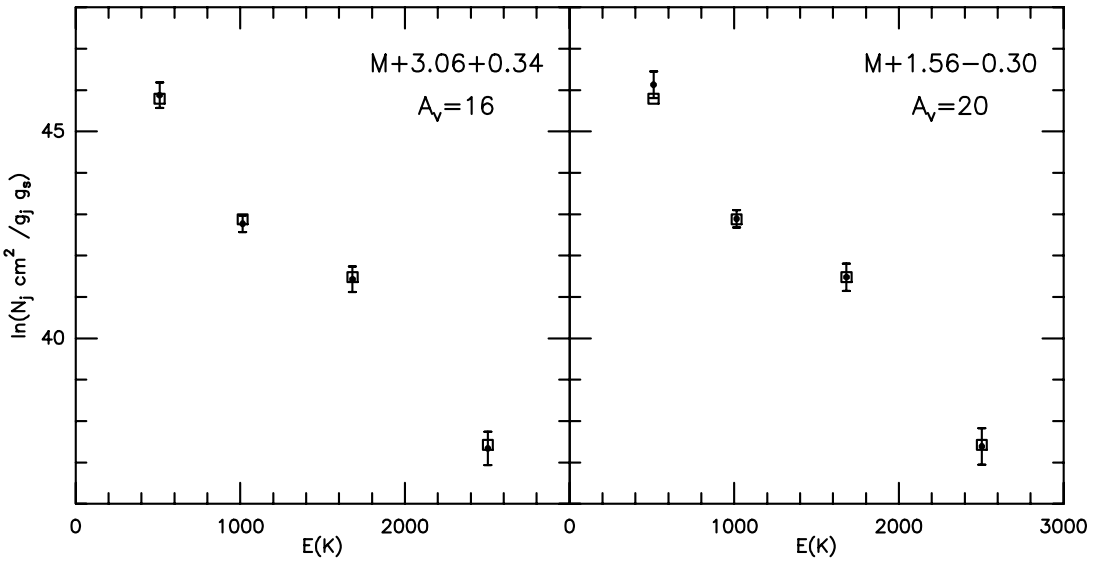


Figura 4.5: *Círculos y barras de error como en la Figura 4.4 Los cuadrados son los valores esperados usando el modelo de Timmermann (1998) con densidad inicial de* $\sim 2\ 10^5$ cm^{-3}, *velocidad del choque 10 km* s^{-1} *y ROP inicial de 1.*

S(3) está aparentemente termalizada, lo que implica un límite inferior de $\sim 10^4$ cm^{-3}. De cualquier modo, la distribución extensa de la emisión de HCN en el centro galáctico (Jackson et al. 1996) muestra que densidades del orden de 10^5 no son inusuales en el CG.

4.6.2 La razón *orto-para*

Los principales mecanismos que afectan a la ROP del H_2 son las colisiones con intercambio de protones (H^+) y las colisiones reactivas con átomos de Hidrógeno. Se cree que la conversión *orto-para* en la superficie de los granos de polvo es un mecanismo poco eficaz. La reacción de intercambio de protones:

$$H_2(\text{orto}) + H^+ \rightleftharpoons H_2(\text{para}) + H^+ + 170.5\text{K} \tag{4.4}$$

ocurre a un ritmo característico de $\sim 3\,10^{-10}$ cm^3 s^{-1} (Gerlich 1990). Las reacciones análogas con H_3^+ y H_3O^+ también podrían ocurrir a un ritmo similar (véase por ejemplo Le Bourlot et al. 1999). Este ritmo de reacción implica que la escala de tiempos típica para la conversión *orto-para*, $\tau_{\rm conv}$, es de $\sim 100/n(^+)$ años, donde $n(^+)$ representa la densidad de H^+, H_3^+ y H_3O^+ en cm^{-3}. Hay que destacar que esto no es más que una escala de tiempos y que el tiempo de conversión verdadero podría ser un factor 10 mayor que $\tau_{\rm conv}$ (Flower & Watt 1984, ver Apéndice B).

Las colisiones reactivas con átomos de H

$$H_2(orto) + H \rightleftharpoons H_2(para) + H + 170.5\text{K} \tag{4.5}$$

tienen lugar a un ritmo de $\sim 8\,10^{-11}\exp(-3900/T)$ $\mathrm{cm^{-3}\,s^{-1}}$ (ver por ejemplo Le Bourlot et al. 1999). Debido a la elevada barrera de reacción de esta reacción (3900 K), en nubes moleculares densas y frías, el proceso dominante de conversión *orto-para* debe de ser las colisiones con intercambio de protones. Esto sigue siendo cierto en el caso de choques de baja velocidad (~ 10 km $\mathrm{s^{-1}}$) ya que la temperatura máxima que se alcanza en la región post-choque es de unos cientos de grados (~ 300 K). Si las densidades de H^+ y H_3^+ ($n(H^+)$, $n(H_3^+)$) en la región post-choque en un choque de velocidad 10 km $\mathrm{s^{-1}}$ alcanzan $\sim 10^{-3}$ $\mathrm{cm^{-3}}$ (ver Timmermann 1998), entonces τ_{conv} sería de $\sim 10^5$ años. Hay que destacar que los recientes modelos de Wilgenbus et al. (2000) predicen densidades de H^+ y H_3^+ en la región post-choque bastantes menores que los de los de Timmermann, por tanto la escala de tiempos de la conversión *orto-para* sería $> 10^5$ años. Por otro lado, el tiempo que transcurre desde que el gas empieza a calentarse por efecto de un choque de 10 km $\mathrm{s^{-1}}$ hasta que alcanza de nuevo las temperaturas propias del medio interestelar frío es de $\sim 10^4$ años (ver Timmermann 1998). Por supuesto, la escala de tiempos en la que la temperatura del gas todavía es alta es menor que esa. Por tanto, si la ROP inicial era menor que 3, el calentamiento y enfriamiento del gas es demasiado rápido para que la ROP alcance el valor de equilibrio a la temperatura del material chocado.

Esto sólo es cierto para choques de baja velocidad como el propuesto en este trabajo. Choques con velocidades de $>$ 20-25 km $\mathrm{s^{-1}}$ pueden calentar el gas hasta temperaturas de > 700 K. Entonces el principal mecanismo de conversión otro-para serían las colisiones con Hidrógeno neutro, y de hecho la escala de tiempos de conversión *orto-para* sería suficientemente corta para que se produjese alguna (si no completa) conversión *orto-para* en el tiempo de paso del choque. Esto es lo que ocurre en HH54 (Neufeld et al. 1998). Sin embargo, las razones entre las líneas de H_2 medidas en nuestras dos fuentes, M+1.56 − 0.30 y M+3.06 + 0.34, no se pueden explicar con una ROP inicial <1 y un choque con más de 10 km $\mathrm{s^{-1}}$. En definitiva, la ROP observada en M+1.56 − 0.30 y M+3.06 + 0.34 es aproximadamente la ROP anterior al choque. Esta conclusión es independiente del modelo de choques utilizado porque la baja temperatura que se alcanza en un choque de 10 km $\mathrm{s^{-1}}$ no es suficiente para que las colisiones reactivas H-H_2 sean efectivas, e incluso para las mayores abundancias de H^+ y H_3^+ predichas, las reacciones de intercambio de protones no son suficientemente rápidas para que la conversión *orto-para* tenga lugar en la escala de tiempos del choque.

Si la ROP~ 1 estaba en equilibrio a la temperatura pre-choque, esta debía ser ya alta, de unos ~ 80 K. En ese caso el gas tuvo que ser calentado antes de que el frente de choque comprimiese y calentase el gas hasta los 250 K. Sin embargo, no hay verdaderamente ninguna razón para suponer que la ROP estaba en equilibrio a la temperatura pre-choque. La molécula de H_2 se forma principalmente en las superficies de los granos de polvo por asociación de dos átomos de hidrógeno. Esta es una reacción fuertemente exotérmica. Por tanto, si la molécula pasa rápidamente a fase gaseosa la ROP sería la propia de altas temperaturas, es decir, 3. Por el contrario, si la molécula de H_2 no se evapora inmediatamente de los granos, entonces tendrá lugar una cierta conversión *orto-para* por colisiones con radicales, impurezas o defectos, pudiendose alcanzar la ROP de equilibrio a la temperatura del polvo (~ 30 K) que es aproximadamente de 0.01. En nuestro caso, el hecho de que la ROP antes del choque sea de ~ 1 sugiere que

las moléculas de H_2 fueron ejectadas de los granos con una ROP > 1. A continuación, esa razón pudo disminuir debido a reacciones de cambio de protones.

La abundancia de protones en nubes densas ($\sim 10^5$ cm^{-3}), donde el efecto de la radiación es poco importante, depende fundamentalmente de la tasa de ionización producida por los rayos cósmicos y de las reacciones de intercambio de carga con moléculas neutras. Modelizando la química de regiones de foto-disociación densas, Sternberg & Dalgarno (1995) encontraron una densidad de protones, $n(H^+)$, en la zona bien apantallada de la radiación UV de $\sim 10^{-5}$ cm^{-3}. Esas abundancias, obtenidas con una tasa de ionización por rayos cósmicos de $5\,10^{-17}$ s^{-1}, implican un $\tau_{\rm conv}$ de $\sim 10^7$ años. El mismo resultado se obtiene para las colisiones H_2-H_3^+ con intercambio de protones. La densidad de H_3O^+ podría alcanzar las 10^{-4} cm^{-3} y por tanto $\tau_{\rm conv}$ podría ser un factor 10 menor. Sin embargo, el tiempo real para que todo el gas alcance la ROP de equilibrio sería mayor que $\tau_{\rm conv}$. Flower & Watt (1984) han estudiado la evolución temporal de la ROP en nubes moleculares. Usando el mismo ritmo de reacción que figura más arriba para el proceso de intercambio de protones, han mostrado que con densidades[1] de H^+ de $10^{-4} - 10^{-5}$ cm^{-3}, el tiempo real para que la una ROP=3 alcance el equilibrio a 30 K (valor similar a la componente fría observada en las nubes moleculares del CG) es de $\sim 10^7 - 10^8$ años (ver Apéndice B). En particular, si $n(H^+)$ (o $n(H_3O^+)$) es $\sim 10^{-4}$ cm^{-3}, entonces se necesitan $\sim 5\,10^6$ años para que la ROP decrezca hasta un valor de ~ 1. Por tanto, si en nuestro caso asumimos que el H_2 fue eyectado a fase gaseosa con una ROP$\sim$ 3, entonces el frente de choque debió alcanzar la nube aproximadamente unos 10^6 anõs después de que se formasen las moléculas de H_2, puesto que ese es el tiempo necesario para que una ROP$\sim$ 3 decrezca hasta ~ 1 en una nube molecular densa. Teniendo en cuenta la escala de tiempos del choque eso debió de ocurrir hace unos 10^4 años.

Como se ha comentado en el Capítulo 1, el gas que se encuentra a longitudes galácticas mayores que las de la ZMC es predominantemente atómico y se mueve en torno a las órbitas cerradas x_1. En la cercanía de la ZMC estas órbitas se auto-intersectan y se pueden producir colisiones en las que se formarían las nubes moleculares (es decir, moléculas de H_2) que constituyen la ZMC. Esas colisiones deben ocurrir en una escala de tiempos comparable al periodo de rotación galáctica (10^6 años). Esta escala de tiempos es similar al tiempo que debió transcurrir desde que se formaron las moléculas de H_2 hasta que su ROP descendió a un valor de $\sim$1. Por tanto, es posible que las nubes observadas se hayan formado por colisiones de nubes de H I por efecto de la dinámica en un potencial barrado.

4.7 Conclusiones

Se han presentado observaciones de las líneas rotacionales puras del H_2 S(0), S(1), S(2) y S(3) realizadas con el SWS a bordo de ISO y de la emisión de continuo del polvo con el LWS en dos nubes moleculares en la zona central de la galaxia, M+1.56 − 0.30 y M+3.06+0.34. También se han presentado observaciones de ^{13}CO y C^{18}O llevadas a

[1]En su modelo estas densidades de protones se obtienen con una tasa de ionización por rayos cósmicos de $10^{-18} - 10^{-17}$ s^{-1} usando un modelo de química bastante simplificado

cabo con la antena de 30m de IRAM (Pico Veleta). Usando los datos de CO y las densidades de columna de polvo hemos estimado 15–20 mag de extinción visual hacia ambas fuentes. Las dos estimaciones de la extinción están de acuerdo dentro de un factor 2. De acuerdo con el escenario de dos componentes propuesto por Hüttemeister et al. (1993a), las transiciones de bajo J de CO trazarían fundamentalmente el gas frío, acoplado con el polvo a $T < 30$ K. La componente caliente ($T \sim 250$ K) observada directamente en H_2 supondría más del 15 % del gas trazado por el ^{13}CO y el $C^{18}O$, y tendría muy poco polvo caliente asociado. A partir del espectro del LWS se puede poner un límite superior a la densidad de columna de polvo caliente de $2{\times}10^{-3}$ veces la columna de H_2 caliente.

Después de corregir la extinción debida al polvo, hemos derivado una ROP de $1.0\pm$ 0.4, que está lejos del valor propio de equilibrio termodinámico local a 250 K. También se ha comparado la densidad de columna de H_2 caliente con las observaciones de NH_3 de Hüttemeister et al. (1993a). Así se han derivado abundancias de NH_3 de $\sim 2\ 10^{-7}$, similares a las del NH_3 frío.

Las bajas temperaturas del polvo frente a las altas temperaturas del gas, las altas abundancias de NH_3, las anchuras de las líneas de CO y la ROP de no equilibrio sugieren que la componente de mayor temperatura probablemente está calentada por choques de 10 km s^{-1} de velocidad. Para explicar la ROP de no-equilibrio se propone el siguiente escenario: el H_2 se formó con una ROP $\sim$3 hace 10^6 años por una colisión de nubes de H I debido al potencial barrado. La ROP decreció con el tiempo hasta $\sim$1. En un momento dado, aproximadamente hace 10^4 años, un choque de baja velocidad calentó el gas hasta las temperaturas observadas de $\sim$ 250 K, pero la ROP quedo prácticamente inalterada porque el tiempo de paso del frente de choque es menor que el tiempo necesario para que se produzca conversión *orto-para*.

Capítulo 5

La ionización en la región del Arco

5.1 Introducción

Las dos fuentes de nuestro conjunto de nubes observadas con ISO con la emisión más intensa de líneas de estructura fina (M+0.16–0.10 y M+0.21–0.12) se encuentran en la vecindad del Arco. A continuación vamos a repasar las principales características de la región (aunque algunas cosas ya se han comentado en el Capítulo 1). El Arco es una de las fuentes de radiocontinuo más prominentes del CG. Se sitúa a $l \sim 0.^{\circ}17$, perpendicularmente al plano galáctico, y está aparentemente conectado al complejo Sgr A por un "puente"de emisión de radiocontinuo a latitud galáctica positiva. El Arco está formado por filamentos largos, estrechos y bastante rectos que emiten radiación no-térmica y que se denominan habitualmente Filamentos No-Térmicos (FNT; Yusef-Zadeh et al. 1984, 1987). Se cree que los FNT indican la presencia de una intensa componente poloidal del campo magnético en el CG (Yusef-Zadeh et al. 1984; Yusef-Zadeh & Morris 1987a, 1987b).

Por el contrario, el "puente"se compone de un conjunto de filamentos arqueados que emiten radiación térmica (Filamentos Térmicos; FTs). En las proximidades de los FNTs, y probablemente interaccionando con ellos, se conocen otras dos fuentes de radiocontinuo térmico. Se trata de G0.18–0.04 (*The Sickle*, La Hoz), que se encuentra aproximadamente donde los FNTs cruzan el plano galáctico, y una fuente con forma de pistola que se conoce por ello como la nebulosa de la Pistola (G0.15–0.05, *The Pistol Nebula*). La naturaleza térmica de La Hoz, la nebulosa de La Pistola y los FTs, se ha establecido por la asociación de la emisión de radiocontinuo con la emisión de líneas de recombinación radio (Pauls et al. 1976; Paul & Mezger 1980; Yusef-Zadeh et al. 1987).

En los últimos años se ha discutido con gran interés sobre el origen de la ionización de esas fuentes térmicas. En un primer momento, se pensó que La Hoz y los FTs eran las superficies de nubes moleculares ionizadas por colisiones entre las partículas neutras y los iones que se mueven en espiral en torno las líneas de campo magnético que están asociadas con los FNTs (Yusef-Zadeh & Morris 1987c; Morris & Yusef-Zadeh 1989; Serabyn & Güsten 1991; Serabyn & Morris 1994). Sin embargo, el efecto de la radiación ultra-violeta (UV) fue reconsiderado al descubrirse el destacable cúmulo estelar que se conoce como El Quintuplete o AGFL 2004 (Nagata et al. 1990; Okuda et al. 1990; Glass et al. 1990). En la actualidad, se cree que este cúmulo es la principal

fuente de ionización de la región H II de La Hoz (Timmermann et al. 1996b; Simpson et al. 1997). Incluso se acumulan las evidencias de que la nebulosa de La Pistola también está siendo ionizada por el Quintuplete y no por la estrella de La Pistola, que se encuentra en el centro de curvatura de la nebulosa (Moneti et al. 1999; Figer et al. 1999a).

Por otro lado, también se ha encontrado que el objeto 17 de Nagata et al. (1993) es un cúmulo de estrellas jóvenes (Nagata et al. 1995; Cotera et al. 1996). Este cúmulo, también conocido como G0.121+0.017 o cúmulo del Arco, contiene suficientes estrellas de tipo-OB para ser la fuente de ionización de los FTs (Cotera et al. 1996; Serabyn et al. 1998). No obstante, para explicar la homogeneidad en la excitación observada en las líneas de estructura fina, Colgan et al. (1996) propusieron que debía haber más estrellas calientes distribuidas uniformemente en la región de los FTs. Sin embargo, el reciente análisis de líneas de estructura fina observadas con ISO (Cotera et al. 2000a) así como las observaciones de líneas de recombinación con el VLA realizadas por Lang et al. (2001), sugieren que el cúmulo del Arco puede explicar la ionización de los TFs por si solo.

Las imágenes del CG en el infrarrojo-medio (7-25 μm) tomadas recientemente por el satélite *Midcourse Space Experiment* [1] (MSX) han revelado una nueva estructura morfológica en la región del Arco (Egan et al. 1998). Se trata de un anillo de polvo caliente que también se puede observar, aunque es bastante débil, en la imagen del continuo a 20 cm de Yusef-Zadeh & Morris (1987c). En principio no está claro cual es su verdadera geometría (esférica, anular o cilíndrica), de aquí en adelante le llamaremos Burbuja del Arco (BDA). La burbuja también se puede distinguir en los mapas HIRES de IRAS (ver Simpson et al. 1997) donde aparece como un anillo de polvo caliente que emite principalmente a 25 y 60 μm. ISO ha detectado emisión de Hidrocarburos Policíclicos Aromáticos (PAHs) en la BDA, lo que implica la presencia de material rico en carbono (Levine et al. 1999). El hecho de que la parte de La Hoz que es perpendicular a los FNTs coincida con el borde de la BDA sugiere que La Hoz es en realidad parte de la burbuja de polvo caliente. El centro geométrico de la BDA se encuentra aproximadamente en $(l, b) \sim (0\overset{\circ}{.}16, -0\overset{\circ}{.}11)$, sobre uno de los filamentos no-térmicos más intensos, al noroeste del máximo de emisión no-térmica G0.16-0.15.

Figer et al. (1999a) han sugerido que la burbuja de polvo caliente puede haber sido creada por los vientos y la presión de radiación de las estrellas de tipo-O del cúmulo del Quintuplete o, incluso, por una explosión de supernova. Sugirieron también que la discrepancia entre la posición del cúmulo y el centro geométrico de la burbuja podría deberse a movimientos propios del cúmulo respecto al medio interestelar o a fluctuaciones en la densidad del medio en el que se expande la burbuja. Sin embargo, la casi perfecta simetría circular de la burbuja que se aprecia en las imágenes del continuo en radio de Yusef-Zadeh & Morris (1987c) no parece ser compatible con la hipótesis de un gradiente de densidad.

Comparando la emisión de líneas de estructura fina de varios átomos ionizados con la emisión radio de líneas de recombinación de Hidrógeno, se encuentra que el medio

[1]Este trabajo hace uso de datos del *Midcourse Space Experiment*. El procesado de dichos datos ha sido financiado por la *Ballistic Missile Defense Organization* con fondos adicionales de la NASA *Office of Space Science*. Los datos se han obtenido del archivo NASA/IPAC *Infrared Science Archive*.

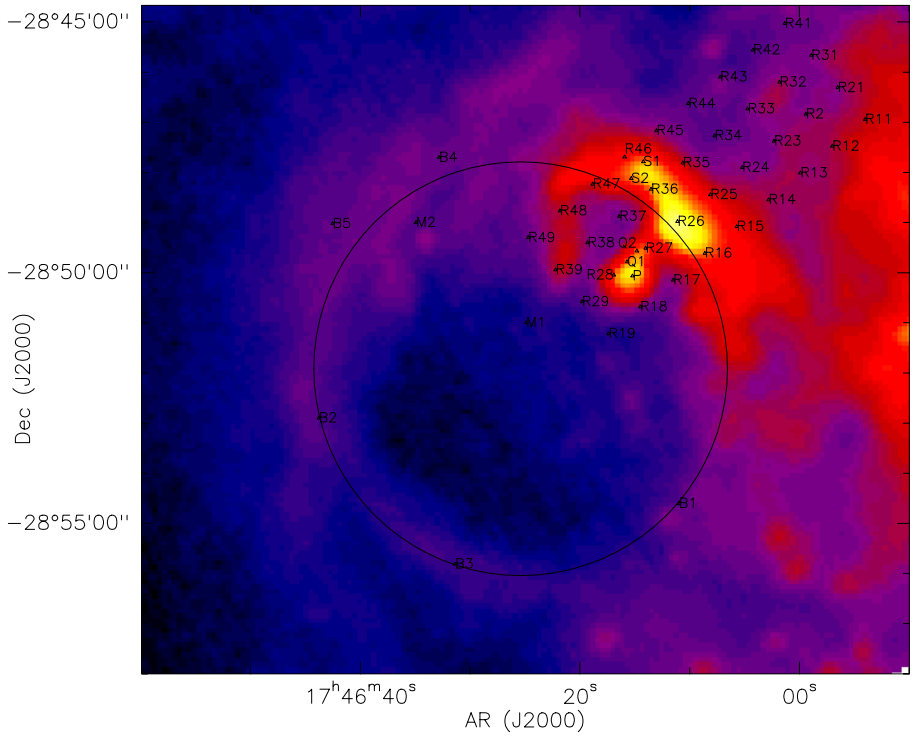


Figura 5.1: *Posición de las fuentes observadas por los espectrómetros SWS y LWS de ISO sobre la imagen en la banda E (18.2-25.1 μm) de MSX. La escala de la imagen es logarítmica desde 4 10^{-6} a 8 10^{-4} $W\,m^{-2}\,sr^{-1}$. El círculo indica los límites de la burbuja de polvo caliente (ver también las Figuras 5.7 y 5.8). Las intensas fuentes que se aprecian al noroeste de la burbuja son La Hoz y la nebulosa de La Pistola.*

interestelar en el CG debe ser muy inhomogéneo (Martín-Pintado et al. 2000). El objeto de este capítulo es comprobar este escenario estudiando en detalle la estructura de ionización de una región relativamente bien conocida como es la región del Arco. La estructura de ionización se va investigar analizando algunas líneas de estructura fina observadas por el satélite *Infrared Space Observatory* (ISO). Hasta ahora, todos los trabajos sobre este tema se habían restringido a la La Hoz y la nebulosa de La Pistola. Nosotros vamos a estudiar ambos en el contexto más amplio de la BDA y a investigar la posible relación entre la ionización en el área del Arco y la existencia de la BDA.

5.2 Datos observacionales

Para estudiar la estructura de ionización a gran escala en la región del Arco y su posible conexión con el anillo o burbuja de polvo caliente hemos usado datos tomados con los instrumentos *Short Wavelength Spectrometer* (SWS; de Graauw et al. 1996) y *Long Wavelength Spectrometer* (LWS; Clegg et al. 1996) de nuestras fuentes M+0.16-0.10 y M+0.21-0.12. También se han utilizado otras observaciones del LWS y SWS en esta región, que han sido obtenidas del archivo de datos de ISO (IDA). Hemos analizado las siguientes líneas de estructura fina observadas con el SWS: Ne III 15.6 μm, Ne

Tabla 5.1: *Resumen de las observaciones*

Posición	AR[a]	Dec[a]	TDT[b]	AOT[c]
M1	17:46:24.9	-28:51:00.0	48502207	SWS 02
			48502309	LWS 01
M2	17:46:34.9	-28:49:00.0	48502612	SWS 02
			49401613	LWS 01
R [d]	17:46:09.4	-28:48:07.4	67700702	LWS 01
B1	17:46:11.0	-28:54:36.3	46301403	SWS 01
B2	17:46:43.8	-28:52:53.9	46300901	SWS 01
B3	17:46:31.4	-28:55:48.8	49800804	SWS 01
B4	17:46:32.8	-28:47:42.2	69601107	LWS 01
B5	17:46:42.5	-28:49:01.3	69601107	LWS 01
Q1	17:46:15.7	-28:49:47.0	29702147	SWS 01
Q2	17:46:14.8	-28:49:34.0	28701246	SWS 01
S1	17:46:14.2	-28:47:47.1	67700503	SWS 01
S2	17:46:15.4	-28:48:07.0	46400904	SWS 02
P	17:46:15.2	-28:50:04.0	84101302	SWS 01

[a] *Coordenadas J2000*

[b] *Número de la observación*

[c] *Astronomical Observing Template (instrumento y modo de observación)*

[d] *Mapa de 4 × 9 puntos. Las coordenadas se refieren al centro del mapa.*

II 12.8 μm así como S III 33.5 y 18.7 μm. De las observaciones del LWS hemos analizado las líneas de estructura fina de N III a 57 μm, N II a 122 μm y O III a 52 y 88 μm. La Tabla 5.1 lista los números de identificación de las observaciones en el archivo IDA (TDTs), las coordenadas y los modos de observación (AOTs), para todas las fuentes seleccionadas La Figura 5.2 muestra la posición de las fuentes sobre la imagen de la banda de 18.2 a 25.1 μm de MSX, en la que la BDA es claramente visible.

Las posiciones M1 (M+0.16-0.10) y M2 (M+0.21-0.12) son las dos fuentes de nuestro conjunto que se encuentran en la región del Arco. M1 se encuentra cerca del centro geométrico de la BDA, sobre el FNT más intenso. Las posiciones B1, B2 y B3 están en la parte sur de la BDA (ver Levine et al. 1999) mientras que B4 y B5 están en el borde nordeste de la burbuja, cerca de M2. Q1 y Q2 son las fuentes del Quintuplete GCS3 II y GCS4 (ver Chiar et al. 2000), S1 y S2 son dos observaciones en La Hoz y P en la nebulosa de La Pistola. R es un mapa de 4×9 puntos (4 filas, 9 columnas), con un espaciado entre puntos de 50″ y rotado 50° hacia el norte respecto del oeste. En lo que sigue, llamaremos Rxy (R11, R12,...) a los puntos individuales del mapa.

5.3 Reducción de datos y resultados

Las observaciones seleccionadas consisten en espectros de todo el rango de longitudes de onda del SWS obtenidos con red de difracción (SWS01), espectros de líneas seleccionadas tomados con la red de difracción (SWS02) y espectros de todo el rango del LWS con red de difracción (LWS01). La abertura del telescopio a las longitudes de onda de las líneas de interés están en las Tablas 5.2 y 5.3. M1 y M2 se han procesado con la versión 7.0 de las rutinas de procesado automático (*Off Line Processing*; OLP). Las otras observaciones han sido automáticamente reprocesadas al sacarlas del archivo IDA con versiones del *software* OLP entre 9.1 y 9.5. A continuación se ha seguido la reducción y el análisis con el paquete ISAP 2.0.

5.3.1 SWS: AOTs 01 y 02

Como primera etapa, hemos eliminado los datos claramente afectados por el impacto de rayos cósmicos. A continuación, para las observaciones del modo AOT 01, se han desplazado los distintos detectores a un nivel común y después se han promediado las dos direcciones de registro y los diferentes detectores. Para las observaciones en el modo AOT 02 se han promediado las dos direcciones de registro antes de desplazar los diferentes detectores a un nivel común y promediarlos. Se ha sustraído de los espectros líneas de base de orden 1. Los flujos de las líneas con sus correspondientes errores rms (desviación cuadrática media) derivados de ajustar curvas gaussianas se encuentran en la Tabla 5.2. Los errores en los flujos de las líneas debido a incertidumbres en la calibración son menores que de un 25% para las líneas Ne III y Ne II y menores que un 20% y un 30% para las líneas S III 18.7 y 33.4 μm, respectivamente (Leech et al. 2001).

5.3.2 LWS AOT 01

Para todas las observaciones en el modo LWS01, el detector SW2 mostraba efectos de memoria a longitudes de onda menores que 55 μm. Por ello, para analizar la línea O III 52 μm se han tratado las dos direcciones de registro independientemente, promediando sólo los distintos registros. Los flujos de las líneas O III 52 μm que se listan en la Tabla 5.3 son la media de los flujos derivados independientemente para cada dirección de registro, los cuales varían entre si en menos de un 15%. Para las líneas a otras longitudes de onda se han desplazado los distintos registros a un nivel común antes de promediar las dos direcciones de registro y los diferentes registros. Se ha sustraído a los espectros líneas de base de orden 1. Los flujos de las líneas y los errores rms que se derivan de ajustar líneas gaussianas se encuentran en la Tabla 5.3.

La línea de O III a 88 μm está en una zona donde se solapan los detectores SW5 y LW1. Hemos analizado ambos detectores separadamente encontrando que las diferencias entre ambas determinaciones son menores que un 15%. Los flujos de la Tabla 5.3 son la media de las dos determinaciones. Antes de ajustar gaussianas a los perfiles de las líneas O III 88 μm (detector LW1) y N II 122 μm (detector LW3) se han eliminado las franjas de interferencia que muestran los espectros del LWS. Las incertidumbres en

Tabla 5.2: *Flujos de las líneas observadas con el SWS derivados de ajustes gaussianos en unidades de 10^{-20} W cm^{-2}. Los números entre paréntesis son los errores rms de la última cifra significativa.*

	Ne II	Ne III	S III	S III
$\lambda(\mu$m)	12.81	15.55	18.71	33.48
Haz ($'' \times ''$)	14×27	14×27	14×27	20×33
M1	41(2)	9.3 (13)	14.4(10)	102(3)
M2	139(2)	20(2)	63(2)	425(12)
B1	92(8)	19(2)	41(2)	236(8)
B2	179(5)	30(4)	80(4)	640(30)
B3	138(12)	10(4)[a]	56(3)	480(20)
Q1	439(12)	149(6)	270(6)	600(20)
Q2	122(12)	35(12)	267(6)	373(13)
S1	610(30)	125(11)	340(20)	1860(90)
S2	491(5)	90(2)	—	—
P	500(29)	227(6)	319(8)	879(14)

[a] *Baja relación señal a ruido (~ 3)*

la calibración de los flujos son menores de un 30 % (Swinyard et al. 1996).

El mapa, R, se ha reducido procediendo del mismo modo que se ha descrito más arriba. La Figura 5.2 muestra los mapas de la emisión de todas las líneas de interés. El máximo de emisión se encuentra en La Hoz para todas las líneas excepto para la línea de N II a 122 μm, cuyo máximo se alcanza en la parte oeste del mapa, donde también se observa un máximo local en la emisión de N III. En cualquier caso, la emisión no sigue completamente la forma de La Hoz. La parte de ésta que es paralela a los FNT no se aprecia en ninguno de los mapas de emisión. El mapa de N III también presenta un máximo local en el área de la nebulosa de La Pistola.

5.3.3 Comparación con observaciones anteriores

Algunas de las posiciones que se discuten en este capítulo han sido observadas anteriormente con otros instrumentos. Es posible comparar los flujos medidos por el LWS para las líneas O III 52 y 88 μm y N III 57 μm en la región de La Hoz con los flujos medidos por Simpson et al. (1997). Sus puntos P2, P5, P3, P4, P8 y P6 están incluidos en el mapa del LWS. Asumiendo que la emisión es extensa y homogénea y teniendo en cuenta las diferentes resoluciones angulares de ambas observaciones, se encuentra que los flujos medidos por Simpson et al. para las fuentes de La Hoz (P2, P5, P3 y P4) son un 60% mayores que los medidos con el LWS. Por otro lado, para P8 y P6 son muy similares. Estos resultados indican que la emisión es realmente muy homogénea en el área de los puntos P8 y P6 (que corresponden aproximadamente a R34 y R28, respectivamente) pero no en La Hoz. Sin embargo, incluso en La Hoz, las inhomogeneidades de la emisión de las líneas de estructura fina en el haz del LWS son pequeñas

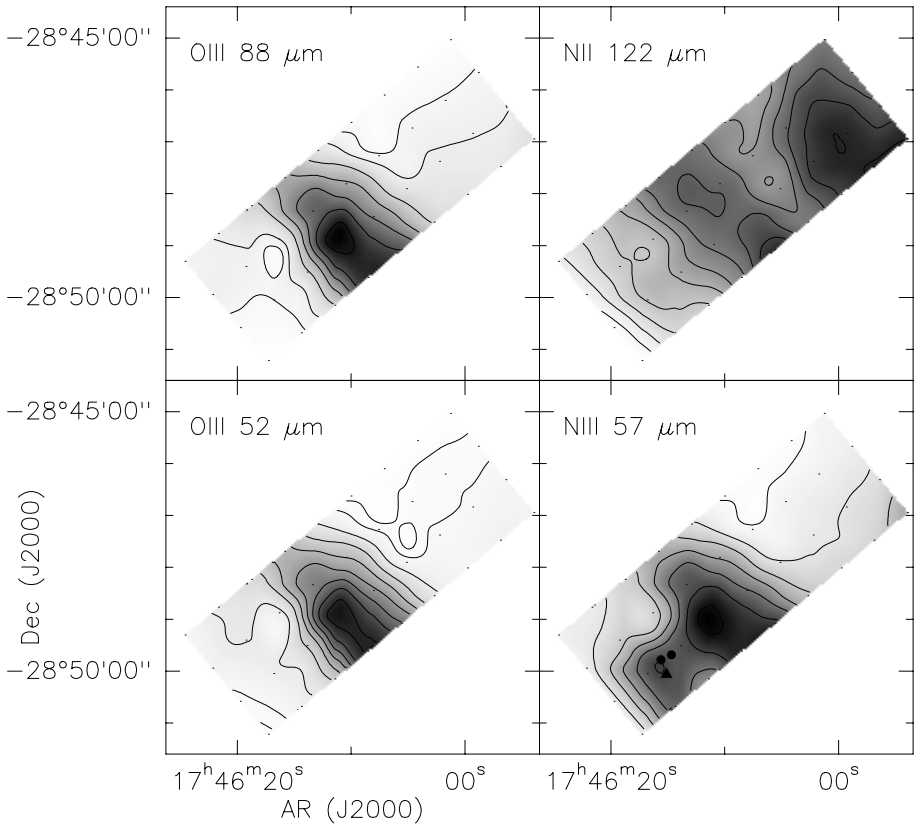


Figura 5.2: *Mapas obtenidos con el LWS. Arriba a la izquierda: Mapa de O* III *88 μm (curvas de nivel en unidades de 10^{-18} W cm^{-2}: 6, 10, y de 12.5 a 42.5 en pasos de 6). Abajo a la izquierda: Mapa de O* III *52 μm (curvas de nivel en unidades de 10^{-18} W cm^{-2}: 7, 9, y de 14 a 50 en pasos de 6). Arriba a la derecha: Mapa de N* II *122 μm (curvas de nivel en unidades de 10^{-18} W cm^{-2}: de 4 a 15 en pasos de 1). Abajo a la derecha: Mapa de N* III *57 μm (curvas de nivel en unidades de 10^{-18} W cm^{-2}: de 3.8 a 21.8 en pasos de 3). La intensa estructura alargada que se observa en todos los mapas corresponde a La Hoz para todos ellos excepto el de N* II *122 μm. Los círculos que aparecen en el mapa de N* III *57 μm indican la posición de las fuentes del cúmulo del Quintuplete GCS 4 y GCS 3II. El triángulo indica la posición de la nebulosa de La Pistola.*

y la aproximación de que la emisión es extensa y homogénea es bastante buena. Si se comparan los flujos medidos por el LWS para las líneas de O III a 88 μm y N III a 57 μm con las observaciones de La Hoz de Timmermann et al. (1996b) se obtiene el mismo resultado. Teniendo en cuenta su haz de $22''$ y asumiendo que la emisión es homogénea, el flujo esperado en el haz del LWS ($\sim 80''$) es mayor que el observado para alguno puntos y menor para otros, siendo en promedio un 17 % mayor que los medidos con el LWS. Teniendo en cuenta los diferentes haces y las incertidumbres en la calibración, se puede concluir que los datos anteriores están de acuerdo con los del LWS y que la emisión de las líneas de estructura fina en esta región es relativamente uniforme.

Tabla 5.3: *Flujos derivados de los ajustes gaussianos a las líneas observadas con el LWS (en unidades de 10^{-19} W cm^{-2}). Los números que aparecen entre paréntesis son los errores rms de la última cifra significativa.*

	O III	N III	O III	N II
$\lambda(\mu$m)	51.81	57.33	88.36	121.90
Haz ($''\times\ ''$	80 ×77	80×77	84×76	78×75
M1	50(3)	23(4)	65(5)	26(2)
M2	108(5)	48(3)	118(4)	74(5)
B4	124(10)	59(6)	147(8)	92(6)
B5	71(8)	38(6)	102(10)	90(6)
R	52(7)–518(20)[a]	29(3)–223(10)[a]	67(6)–441(9)[a]	40(3)–140(4)[a]

[a] *Valores máximos y mínimos en el mapa. Ver también la Figura 5.2.*

5.4 Análisis

5.4.1 Corrección de la extinción

Antes de continuar con el análisis de los datos es necesario corregir el efecto de la extinción del polvo. Con una extinción visual promedio hacia el CG de $\sim$ 25 mag (Catchpole et al. 1990, Schultheis et al. 1999), incluso a longitudes de onda del infrarrojo (IR) medio o lejano la corrección de extinción no es despreciable. Podemos usar diferentes métodos para estimar la extinción que sufren nuestros datos. Una posibilidad es usar la razón entre las líneas de S III a 18.7 y 33.5 μm para derivar cotas inferiores a la extinción. Esto se debe a que la razón S III 18.7/33.5 no puede ser menor que el límite mínimo teórico de 0.5 para el caso de muy baja densidad electrónica. Si la razón medida es menor que el valor predicho, se debe a que la extinción que sufre la línea S III 18.7 μm es mayor que la que sufre la línea S III 33.5 μm. Para las fuentes donde ambas líneas han sido observadas, se deriva un límite inferior a la extinción visual de $\sim$ 20 mag como mucho (asumiendo emisión extensa).

Cotera et al. (2000b) han llevado a cabo un estudio de la extinción en la zona de La Hoz analizando el contenido estelar y comparando la emisión en el continuo de radio con la emisión de Brγ. Estos autores encontraron una extinción a 2.2 μm de $\sim 2.5-3.2$ mag, que implica una extinción visual de $\sim 25-32$ mag, de acuerdo con los estudios a gran escala de Catchpole et al. y Schultheis et al., y consistente con nuestros límites inferiores. En adelante, asumiremos que nuestros datos están afectados por 30 mag de extinción visual. Para extrapolar la extinción visual a las longitudes de onda de las líneas del SWS hemos usado la ley de extinción derivada por Lutz (1999) hacia Sgr A*. Esta ley de extinción es prácticamente equivalente la de Draine (1989) para las longitudes de onda de las líneas que aquí se presentan. Para obtener la extinción para las líneas del LWS se ha usado la siguiente ley:

$$\mathrm{A}_\lambda = 0.014 A_\mathrm{V} (30/\lambda)^{1.5} \tag{5.1}$$

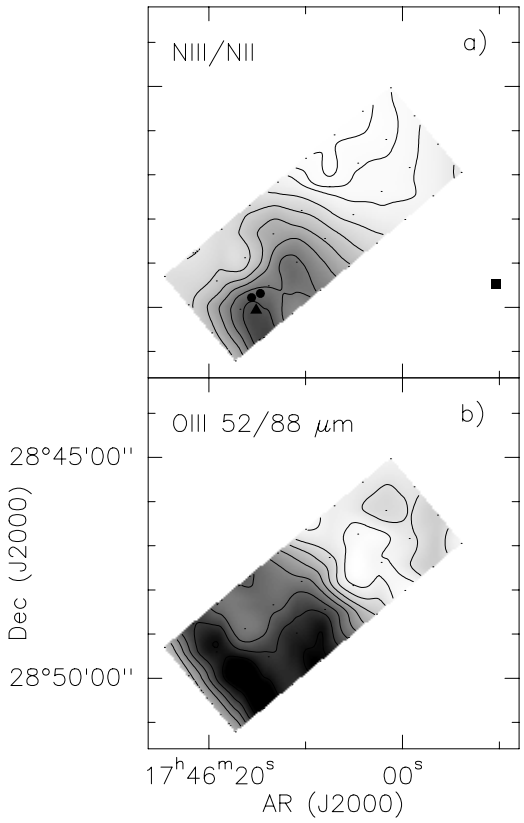


Figura 5.3: **a)** *Mapa del cociente entre las intensidades de las líneas N* III *57 μm y N* II *122 μm después de corregir por 30 mag de extinción visual (curvas de nivel: 0.35, 0.45, y de 0.55 a 2.35 cada 0.3). Los círculos indican la posición de las fuentes del Quintuplete GCS 4 y GCS 3II y el triángulo la posición de la nebulosa de La Pistola. El cuadrado indica la posición del cúmulo del Arco.* **b)** *Mapa de la razón de O* III *52 a 88 μm corregido por 30 mag. de extinción visual. Curvas de nivel: de 0.82 a 1.38 en pasos de 0.08*

donde λ es la longitud de onda en micras, A_λ es la extinción a esa longitud de onda, y A_V es la extinción en el visible.

5.4.2 Densidades electrónicas

La Tabla 5.4 muestra las razones de intensidades de O III 52 a 88 μm y de S III 18.7 a 33.5 μm (razones O III 52/88 y S III 18/33 en lo que sigue) una vez corregidas de extinción. La Figura 5.3b muestra el mapa de la razón O III 52/88 corregida de extinción. La estructura más prominente en este mapa es una cresta con orientación nordeste-suroeste en la zona de la nebulosa de la Pistola. La razón O III 52/88 μm en el mapa varía entre 0.78 y 1.43. La Tabla 5.4 también presenta las densidades electrónicas (n_e) que se derivan de esas razones asumiendo que las líneas están excitadas por colisiones con electrones y que las fuentes son extensas (ver Rubin et al. 1994). La razón O III 52/88 derivada implica una n_e de entre $10^{1.8}$ y $10^{2.6}$ cm^{-3}. De la razón S III 18/33 sólo se puede derivar una n_e de $\lesssim$100 cm^{-3} para la mayoría de las fuentes. Sin embargo, para las fuentes de la nebulosa de La Pistola y el Quintuplete (P, Q1 y Q2) las densidades que se derivan de las líneas de S III alcanzan los $10^{3.2-3.8}$ cm^{-3}. Estas densidades son mayores que las que se derivan en la misma región con las líneas de O III (en un haz mayor), lo que sugiere que en La Hoz y La Pistola hay estructuras densas de menor escala que el haz del LWS, tal y como se mencionó previamente en la Sección 5.3.3.

Tabla 5.4: *Razones entre líneas después de corregir por 30 mag. de extinción visual. Los números entre paréntesis son los errores rms de la última cifra significativa derivados a partir de los errores en los flujos de las líneas. Para calculas las razones se ha considerado que la emisión es extensa y se ha tenido en cuenta los distintos tamaños de haz.*

	S III R(18/33)	n_e(S III) log(cm^{-3})	Ne III/Ne II	O III R(52/88)	n_e(O III) log(cm^{-3})	N III/N II
M1	0.66(2)	< 2	0.148(7)	0.88(8)	1.96	0.9(2)
M2	0.697(13)	< 2	0.094(3)	1.04(5)	2.17	0.68(6)
B1	0.82(2)	2.48	0.134(6)	—	—	—
B2	0.59(2)	< 2	0.109(5)	—	—	—
B3	0.55(2)	< 2	0.047(7)	—	—	—
Q1	2.12(4)	3.3	0.221(3)	—	—	—
Q2	3.36(7)	3.78	0.19(2)	—	—	—
S1	0.86(3)	2.70	0.133(4)	—	—	—
S2	—	—	0.119(2)	—	—	—
P	1.71(2)	3.18	0.296(4)	—	—	—
B4	—	—	—	0.96(8)	2.07	0.68(7)
B5	—	—	—	0.79(10)	1.84	0.45(7)
R	—	—	—	0.78–1.43[a]	1.81–2.56	0.31–2.52[a]

[a] *Valores máximo y mínimo. Los errores típicos son menores del 10%*

5.4.3 La estructura de ionización

La Tabla 5.4 presenta las razones entre N III 57 y N II 122 μm y entre Ne III 15.5 y Ne II 12.8 μm después de corregir el efecto de la extinción (de aquí en adelante denominaremos estas razones como N III/N II y Ne III/Ne II). El mapa de la razón N III/N II corregida de extinción se muestra en la Figura 5.3a, donde los círculos indican la posición del Quintuplete, el triángulo la posición de la nebulosa de La Pistola y el cuadrado la situación del cúmulo del Arco. La razón N III/N II varía entre 0.33 y 2.52. Para el rango de n_e que se derivan de la razón O III 52/88, la relación entre las emisividades de las dos líneas de nitrógeno ($\epsilon_{57}/\epsilon_{122}$) solo cambia de ~ 6.3 a ~ 7.7 (Rubin et al. 1994). Por tanto, a pesar de la relativamente baja densidad crítica de la línea de N II. la razón N III/N II está trazando básicamente cambios en la fracción de ionización de N III respecto a N II y no fluctuaciones en la densidad. Aunque la razón N III/N II muestra un máximo en la posición de La Hoz, el máximo absoluto se encuentra en la zona de la nebulosa de La Pistola, cerca del Quintuplete (aunque su forma es alargada hacia el suroeste). La razón N III/N II presenta una clara tendencia a decrecer según aumenta la distancia de las fuentes al cúmulo del Quintuplete. Este efecto se ilustra en la Figura 5.4, donde hemos representado las razones N III/N II medidas en cada fuente en función de sus distancias proyectadas al cúmulo del Quintuplete. La dispersión de los puntos en esta gráfica se puede deber, al menos en parte, a la diferencia entre distancias reales y proyectadas. Tampoco se puede descartar una contribución menor de otras fuentes ionizantes. Es destacable el hecho de que el grado de ionización de

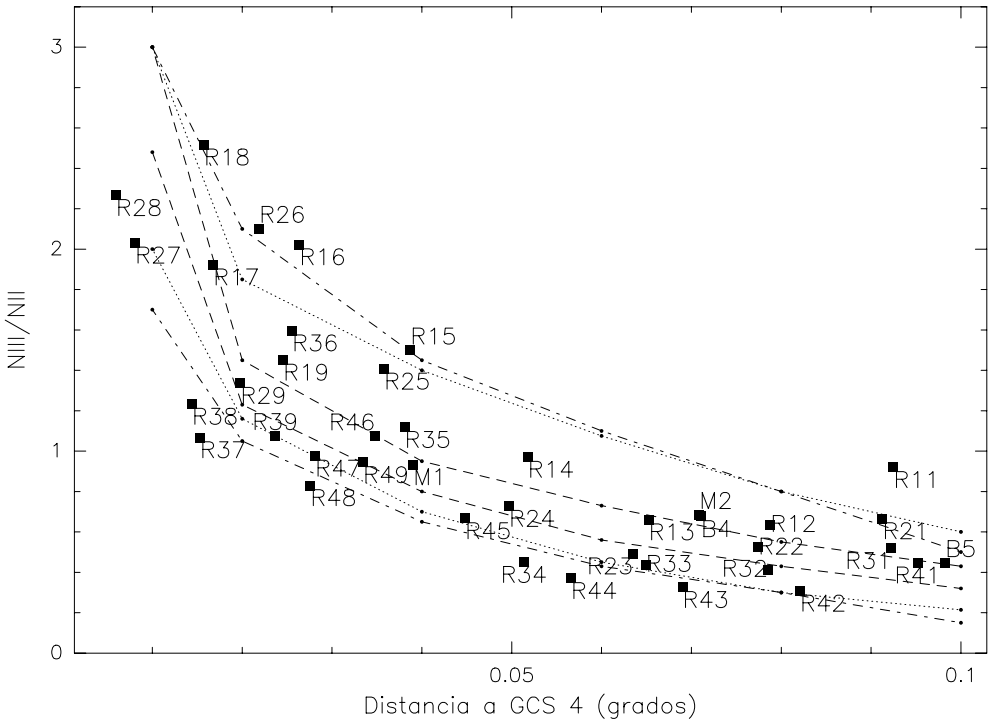


Figura 5.4: *Razón de intensidades entre las líneas de N* III *a 57 μm y N* II *a 122 μm en función de la distancia proyectada al cúmulo del Quintuplete (en concreto a la fuente GCS 4) y comparación con modelos: las líneas discontinuas con puntos representan las predicciones de* CLOUDY *(Sección 5.5) para Q(H)=$10^{50.5}$ s^{-1} y atmósferas de Kurucz (1994) con temperaturas efectivas de 35000 K (curva inferior) y 36000 K (curva superior). Las líneas a trazos son las predicciones para Q(H)=$10^{50.9}$ s^{-1} y atmósferas CoStar de 32600 K (curva inferior) y 33300 K (curva superior). Las líneas de puntos son las predicciones para Q(H)=$10^{50.5}$ s^{-1} con atmósferas CoStar de 33300 K (curva inferior) y 35500 K (curva superior).*

fuentes como M1, M2, B4 y B5, que se encuentran sobre el anillo de polvo, al sur y al este del Quintuplete, sea muy similar a la ionización de fuentes localizadas en otras direcciones pero a distancias del cúmulo parecidas. Todo esto sugiere que las estrellas del Quintuplete deben de ser la principal fuente de ionización de la BDA y no sólo de La Hoz y de la Nebulosa de la Pistola.

En la parte noroeste del mapa de N III/N II se puede apreciar otro gradiente que no apunta hacia el Quintuplete sino hacia otra fuente de ionización en la dirección del cúmulo del Arco. Como hemos dicho anteriormente, se cree que este cúmulo es la fuente de ionización de los FTs (Colgan et al. 1996; Cotera et al. 2000a; Lang et al. 2001). De hecho, el extremo oeste del mapa cubre la región norte del filamento E1 (para la notación ver, por ejemplo, Lang et al. 2001). Este efecto también se aprecia en la Figura 5.4. La razón N III/N II que se mide para los puntos del mapa que distan más de 0.05″ del Quintuplete muestra una clara tendencia. Para una columna (y) del mapa, la razón N III/N II decrece desde los puntos de la primera fila (R1y) hasta los puntos de la cuarta fila (R4y). Finalmente, este efecto se puede también observar en la Figura 5.5, donde se representa la razón N III/N II que se deriva para las cuatro

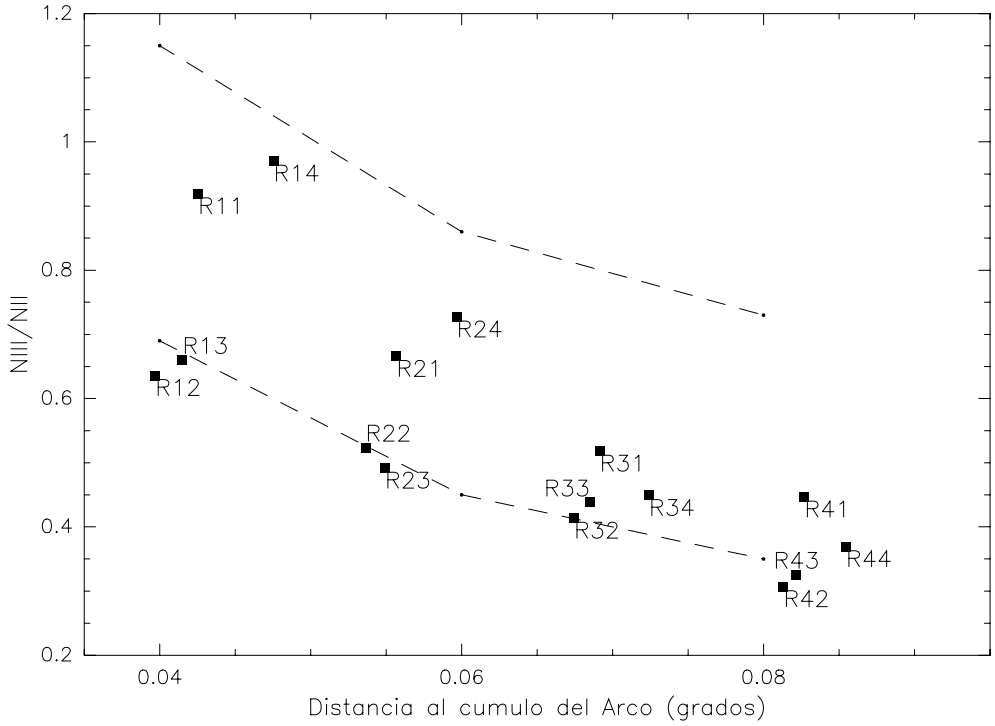


Figura 5.5: *Razón N* III*/N* II *de las cuatro primeras columnas del mapa representada en función de su distancia proyectada al cúmulo del Arco. También se muestran las predicciones teóricas (ver Sección 5.5) para* $Q(H)=10^{51.4}$ s^{-1} *con atmósferas CoStar de 30400 K (curva inferior) y 32600 K (curva superior).*

primeras columnas del mapa en función de su distancia proyectada al cúmulo del Arco. Por lo tanto, es probable que el gradiente que se observa en la parte noroeste del mapa de N III/N II se deba al cúmulo del Arco (ver también la siguiente sección).

Del mismo modo que la razón N III/N II, el máximo de la razón Ne III/Ne II también se encuentra en las cercanías del Quintuplete y la nebulosa de La Pistola. La Figura 5.6 muestra la razón Ne III/Ne II en función de su distancia proyectada al Quintuplete. Aunque el número de medidas disponibles es menor que para las líneas de nitrógeno, se observa que el comportamiento de la razón Ne III/Ne II es similar al de la razón N III/N II, decreciendo cuando aumenta la distancia al Quintuplete. Sin embargo, la variación de la razón Ne III/Ne II con la distancia es menor que el de la razón N III/N II (del orden de un factor ~ 3 en vez de ~ 10). Las densidades críticas de las líneas de Ne III y de Ne II son $\gtrsim 2\,10^5$ cm^{-3}. Por lo tanto, en el rango de densidades $n_{\rm e}$ que se han derivado para todas las fuentes, las emisividades de ambas líneas no dependen de $n_{\rm e}$, y al igual la razón N III/N II, la razón Ne III/Ne II traza la estructura de ionización.

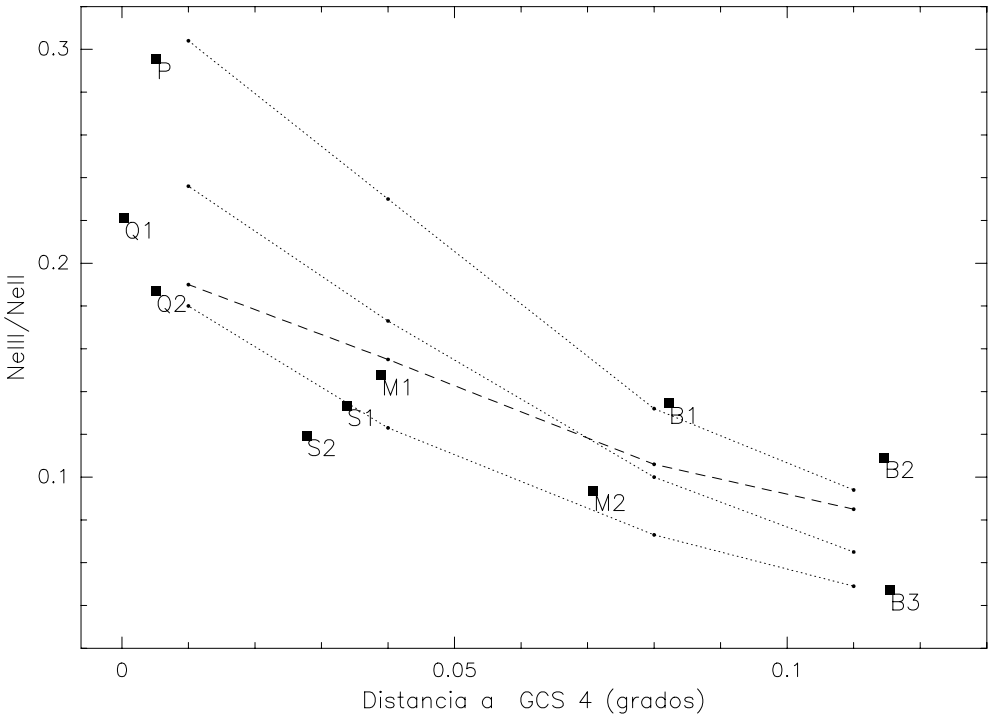


Figura 5.6: *Razón NeIII/NeII en función de la distancia proyectada a la fuente del Quintuplete GCS4. Las líneas de puntos son predicciones de modelos de foto-ionización (Sección 5.5) con $Q(H)=10^{50.5}$ s^{-1} y atmósferas CoStar de 34500, 35000 y 35500 K (curvas de abajo a arriba, respectivamente). Las línas de trazos son las predicciones usando $Q(H)=10^{50.9}$ s^{-1} y atmósferas CoStar de 34500 K.*

5.5 El origen de la ionización

Para estudiar la estructura de ionización a gran escala, hemos comparado el comportamiento observado de las razones N III/N II y Ne III/Ne II con las predicciones de modelos de foto-ionización con los cúmulos del Quintuplete y del Arco como principales fuentes de ionización. Hemos usado la versión 90.04 del código de foto-ionización CLOUDY (Ferland 1996). Para computar modelos para un conjunto de parámetros físicos (temperatura efectiva, $T_{\rm ef}$, y flujo de fotones del continuo de Lyman, Q(H), de las fuentes ionizantes) hemos usado el programa MICE [2] desarrollado por H. Spoon en el MPE. Para definir la forma de la radiación de continuo incidente sobre la nube hemos usado los modelos de atmósferas estelares de Kurucz (1994) y los modelos combinados de estructura y atmósferas estelares ("*CoStar*") de Schaerer & de Koter (1997) con metalicidad solar. Para las abundancias nebulares de N y Ne hemos tomado valores de $3\,10^{-4}$ y $2.8\,10^{-4}$, respectivamente, similares a las derivadas por Simpson et al. (1995) en regiones H II del centro galáctico. Estas abundancias son un factor 2-3 mayores que las medidas en regiones H II del disco galáctico. Hemos comprobado (con las atmósferas de Kurucz) que las razones entre líneas predichas por los modelos con metalicidades

[2]MICE y el centro de reducción de datos ISO del MPE han sido financiados por DLR (DARA) bajo contratos 50 QI 86108 y 50 QI 94023.

estelares 3 veces mayores que la solar varían en menos de un 15% respecto las razones predichas para metalicidades solares. Por tanto, las metalicidades solares no afectan significativamente los resultados de las siguientes secciones. Como densidad típica del material ionizado hemos tomado la media de las densidades derivadas a partir de la razón de las líneas de O III, $10^{2.2}$ cm^{-3}.

5.5.1 El cúmulo del Quintuplete

Ya que el Quintuplete parece dominar la ionización para la gran mayoría de fuentes observadas (Figura 5.4), hemos empezado considerando que este cúmulo es la fuente de ionización. En primer lugar, hemos usado CLOUDY para estimar el tamaño de la región ionizada suponiendo que la fuente ionizante está rodeada de material con una $n_{\rm e}$ de $10^{2.2}$ cm^{-3}. Como Q(H) hemos tomado el valor estimado por Figer et al. (1999a) para este cúmulo de $10^{50.9}$ s^{-1} y una $T_{\rm ef}$ de 36300 K (modelo B2 de Schaerer & de Koter). Las predicciones de CLOUDY respecto al tamaño de la región ionizada en torno al Quintuplete es que debe de ser de $\lesssim$6 pc, mucho menos que lo que se observa con las líneas de estructura fina ($\sim$ 18 pc, asumiendo una distancia de 8.5 Kpc al centro galáctico). Se puede, sin embargo, explicar la presencia de Ne III y N III a tan grandes distancias del Quintuplete con la $T_{\rm ef}$ y Q(H) derivadas para este cúmulo si el material que se encuentra entre las posiciones observadas y el cúmulo tiene una densidad de $\leq$ 10 cm^{-3}. Esto es consistente con la presencia del anillo, o burbuja prácticamente vacía, que se observa en la imagen de MSX.

Por tanto, para tratar esta geometría, hemos usado un modelo muy simple en el que las líneas de estructura fina que se observan en nuestro haz provienen de nubes con densidad de $10^{2.2}$ cm^{-3} situadas a una distancia del cúmulo del Quintuplete igual a su distancia proyectada en el cielo (tomamos una distancia al CG de 8.5 kpc). En estas condiciones, podemos caracterizar el efecto de la radiación de una fuente ionizante sobre una nube situada a una distancia D utilizando un parámetro de ionización (U) que se define como:

$$U = \frac{Q(\mathrm{H})}{4\pi D^2 n_e c} \tag{5.2}$$

donde c es la velocidad de la luz.

Siguiendo los modelos usados por Simpson et al. (1997) para la Hoz y la nebulosa de La Pistola, en primer lugar hemos computado las razones de N III/N II y Ne III/Ne II en función de la distancia de las nubes al cúmulo (es decir, en función de U) para $T_{\rm ef}$ en el rango de 34000-38000 K y Q(H) en el rango de $10^{49.5-50.5}$ s^{-1} con atmósferas de Kurucz (1994). Se encuentra que las razones de N III/N II predichas a distancias grandes con Q(H)=$10^{49.5}$ s^{-1} son demasiado pequeñas. Por el contrario, con Q(H)=$10^{50.5}$ s^{-1} se pueden explicar las razones derivadas si $T_{\rm ef}$ está entre 35000 y 36000 K (líneas de trazos y puntos en la Figura 5.4). Estos valores están de acuerdo con los de Simpson et al. (1997) e indican que nuestros resultados extienden a mayores distancias los resultados obtenidos para la Hoz por Simpson et al. Sin embargo, el modelo de atmósferas de Kurucz predice razones de Ne III/Ne II que son un factor $\sim$ 10 menores que las medidas. Este hecho debe estar relacionado con el bien conocido "problema del Ne III" que se observa en las regiones H II cuando de usan atmósferas de Kurucz, con las cuales se

predicen razones de Ne III/Ne II que son siempre mucho menores que las medidas. Modelos más modernos, como los modelos *CoStar* de Schaerer & de Koter (modelos combinados de estructura estelar y atmósferas no-LTE, que incluyen vientos estelares y las absorciones provocadas por las líneas de la atmósfera) predicen mayores razones Ne III/Ne II, mucho más cercanos a los observados (Stasińska & Schaerer 1997; ver también Sellmaier et al. 1996).

Hemos tratado de explicar las razones de Ne III/Ne II y de N III/N II de modo consistente con un mismo conjunto de parámetros de la fuente ionizante, utilizando modelos CLOUDY con $Q(\mathrm{H})=10^{50.9}\,\mathrm{s}^{-1}$ y atmósferas estelares de Schaerer & de Koter. La Figura 5.4 muestra con líneas a trazos que la variación de la razón de N III/N II con la distancia se puede explicar con T_{ef}=32600-33300 K (modelos *CoStar* B3 y A2). Las discrepancias entre los valores observacionales y los del modelo están dentro de un factor $\sim$ 1.5. El acuerdo entre ambos es bueno teniendo en cuenta la sencillez del modelo utilizado y de las incertidumbres introducidas por las aproximaciones. Estas consisten, básicamente, en asumir que las distancias proyectadas son similares a las distancias reales y que casi no hay material entre el cúmulo y las fuentes observadas. Además, el modelo usa un solo valor de n_{e} para todas las posiciones y la forma del continuo emitido por el cúmulo se aproxima por el de una estrella de temperatura similar a la temperatura promedio de las estrellas del cúmulo. La Figura 5.6 también muestra con líneas a trazos, que las predicciones de este modelo para la razón Ne III/Ne II son más parecidas a las razones derivadas de las observaciones, que aquellas predichas usando las atmósferas de Kurucz. Sin embargo, las curvas que se obtienen para la razón Ne III/Ne II, con los altos valores de $Q(\mathrm{H})$ que hemos usado para explicar las razones de N III/N II , son bastante planas. Además, para explicar las razones de Ne III/Ne II medidas se necesita una temperatura mínima de $\sim$ 34500 K, que es algo mayor que la requerida para explicar la razón de N III/N II ($\sim$ 33000 K).

Por completitud, las Figuras 5.4 y 5.6 también muestran como líneas de puntos las predicciones de los modelos con atmósferas *CoStar* pero con una $Q(\mathrm{H})$ ligeramente menor ($10^{50.5}\,\mathrm{s}^{-1}$). La Figura 5.4 muestra que es posible reproducir el comportamiento observado de la razón de N III/N II con una T_{ef} en el rango de 33300 a 35500 K. Por otra parte, la Figura 5.6 muestra que también hay un acuerdo bastante bueno entre las razones de Ne III/Ne II medidas y las predicciones para este $Q(\mathrm{H})$ con $T_{\mathrm{ef}}\sim$ 34500 – 35500 K. Temperaturas que son similares a la T_{ef} necesaria para explicar la razón de N III/N II. En resumen, las razones de N III/N II y Ne III/Ne II observadas con ISO en la región de la BDA se pueden explicar asumiendo que las líneas de estructura fina provienen de nubes situadas a diferentes distancias del cúmulo del Quintuplete, que sería la principal fuente ionizante. El flujo de fotones del continuo de Lyman y las temperaturas efectivas requeridas ($10^{50.5-50.9}$ s^{-1} y $\sim$ 35000 K, respectivamente) son coherentes con las estimaciones hechas a partir del contenido estelar del cúmulo (ver Figer et al. 1999a).

5.5.2 El cúmulo del Arco

Como hemos mencionado en la Sección 5.4.3, el gradiente que se observa en la parte noroeste en el mapa de la razón N III/N II no se puede explicar por el efecto del Quin-

tuplete. En esta sección discutiremos la influencia del cúmulo del Arco en la ionización del material del Arco. La Figura 5.5 muestra las razones de N III/N II medidas en las posiciones del mapa más cercanas al cúmulo del Arco en función de su distancia proyectada a este cúmulo. La Figura 5.5 también muestra, con líneas de trazos, los resultados de CLOUDY computados con atmósferas *CoStar*, $Q(\mathrm{H})=10^{51.4}$ s^{-1} y $n_\mathrm{e}=10^{2.2}$ cm^{-3}. El gradiente que se observa en la razón de N III/N II se explica bastante bien con una T_ef del orden de 30400-32600 K. Estos parámetros están de acuerdo con los estimados para el cúmulo del Arco (Morris et al. en prep.; ver también Lang et al. 2001). Por tanto, se puede concluir que el gradiente hacia el suroeste que se observa en el mapa de N III/N II puede ser debido al cúmulo del Arco y que el efecto de la radiación de este cúmulo, como en el caso del Quintuplete, se extiende hasta distancias de 7-13 pc.

5.5.3 El efecto conjunto de los dos cúmulos

Ahora vamos a considerar el efecto conjunto de los dos cúmulos en la región que los rodea. Como se discute en la Sección 5.5.1 las razones de N III/N II y Ne III/Ne II están directamente relacionadas con el parámetro de ionización U. Como la temperatura efectiva de la radiación derivada para ambos cúmulos es parecida (ver más arriba), hemos considerado el modelo más simple posible para estimar el efecto combinado de los dos cúmulos.

Como una primera aproximación, se puede definir un "parámetro de ionización total" (U_tot) como las suma de dos parámetros de ionización diferentes, uno debido al Quintuplete (U_Q) y otro al cúmulo del Arco (U_A). Así, para una nube situada a distancias D_Q y D_A del Quintuplete y el cúmulo del Arco, respectivamente, U_tot vendrá dado por:

$$U_\mathrm{tot} = U_\mathrm{Q} + U_\mathrm{A} = \frac{Q(\mathrm{H})_\mathrm{Q}}{4\pi D_\mathrm{Q}^2 n_e c} + \frac{Q(\mathrm{H})_\mathrm{A}}{4\pi D_\mathrm{A}^2 n_e c} \tag{5.3}$$

En la Figura 5.7 se muestran con trazos discontinuos algunos contornos de igual U_tot. Para ello se ha tomado una densidad constante de $n_\mathrm{e}=10^{2.2}$ cm^{-3}, una $Q(\mathrm{H})_\mathrm{Q}$ de $10^{50.9}$ s^{-1} y una $Q(\mathrm{H})_\mathrm{A}$ de $10^{51.4}$ s^{-1}. El acuerdo entre las curvas iso-U_tot con el mapa de contornos de la razón de N III/N II (curvas gruesas) es excelente teniendo en cuenta lo simple del modelo, que por ejemplo, no considera ningún apantallamiento de la radiación. El modelo reproduce los gradientes observados hacia los dos cúmulos. Sin embargo, no reproduce el máximo local de la zona de La Hoz. Algunos puntos que se encuentran al sur del Quintuplete (en latitud galáctica) presentan razones N III/N II menores que las derivadas en algunos puntos del norte a pesar de estar sobre la misma curva iso-U_tot. Esto se puede deber a que U_tot es más homogéneo en el haz del LWS al norte que al sur del cúmulo.

Este simple modelo también reproduce la distribución general del polvo caliente. En la Figura 5.7 también se muestra la imagen de MSX en la banda de 25 μm. Se puede apreciar que la morfología de la emisión del polvo sigue aproximadamente la forma de las curvas iso-U_tot. El polvo caliente en la zona de los FTs está bajo la fuerte influencia del cúmulo del Arco mientras que el polvo caliente de La Hoz sigue la forma de las curvas iso-U_tot que están dominadas por el Quintuplete. La forma

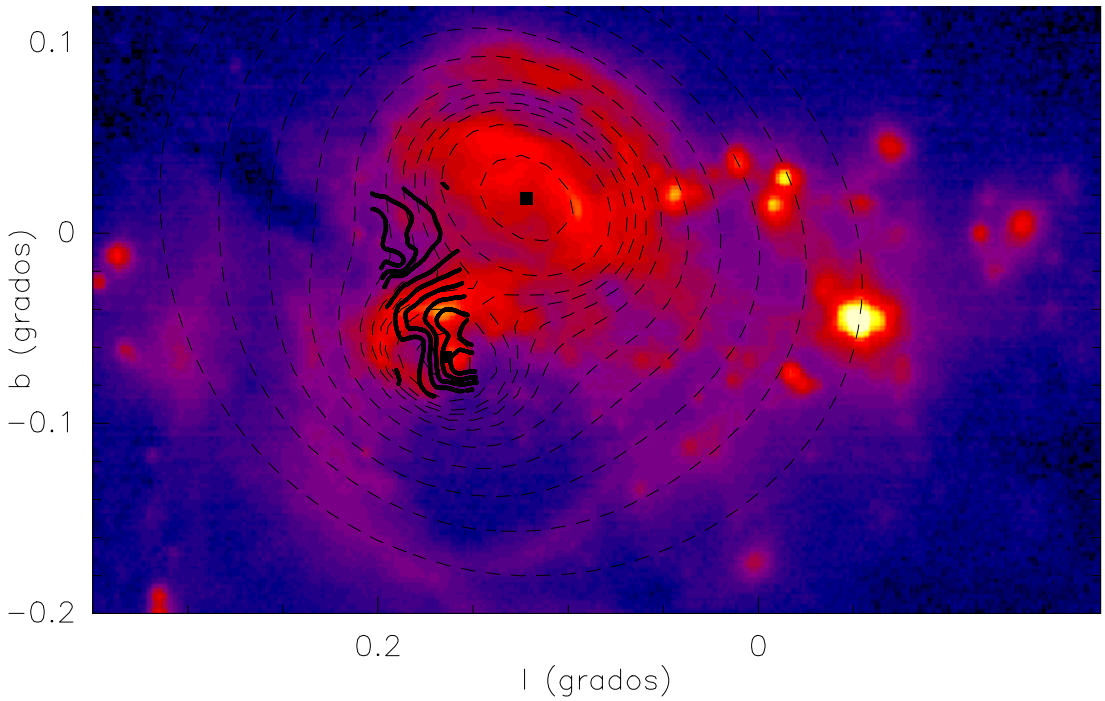


Figura 5.7: *Curvas de nivel de $U_{\rm tot}$ constante (curvas iso-$U_{\rm tot}$) sobre la imagen de la banda 18-25 μm de MSX. La escala es logarítmica de 10^{-6} a $2\,10^{-3}$ $W\,m^{-2}\,sr^{-1}$. Los niveles de son ($\log U_{\rm tot}$): -0.5, -1, -1.15, -1.22, -1.3, y de -1.4 a -2.15 cada -0.15). Las líneas gruesas son los contornos del mapa de N III/N II de la Fig. 5.3. Nótese que el modelo reproduce los gradientes hacia el cúmulo del Quintuplete y del Arco (representados con cuadrados) que se observan en el mapa de N III/N II. La emisión del polvo caliente también parece seguir la forma de las curvas iso-$U_{\rm tot}$.*

elíptica, en vez de circular, que exhibe la distribución del polvo caliente en torno a los dos cúmulos, en particular alrededor del cúmulo del Arco, se puede explicar teniendo en cuenta el efecto combinado de ambos cúmulos. Incluso a grandes distancias de éstos ($\gtrsim$15 pc), la distribución del polvo caliente parece seguir la forma de las curvas iso-$U_{\rm tot}$ (por ejemplo en $(l, b) \sim (0.^{\circ}2, -0.^{\circ}15)$ o en $(l, b) \sim (0.^{\circ}05, -0.^{\circ}12)$, ver la Figura 5.7). El acuerdo entre la morfología de la emisión de polvo caliente con las curvas iso-$U_{\rm tot}$ sugiere que ambos, el calentamiento del polvo y la ionización del gas, tienen el mismo origen (ver la siguiente sección).

En resumen, Las principales fuentes de ionización de la región del Arco son los cúmulos del Quintuplete y el Arco. Otros posibles mecanismos de ionización alternativos (como posibles efectos de tipo magnético) deben desempeñar un papel menor y estar restringidos a pequeñas regiones como por ejemplo la Hoz. Además, es probable que el polvo de las principales estructuras de polvo caliente haya sido calentado por ambos cúmulos.

5.6 La burbuja del Arco

5.6.1 El calentamiento del polvo y la geometría de la burbuja

Es posible que el polvo de la BDA esté siendo calentado por la radiación de los cúmulos que explican la estructura de ionización. Como hemos visto en la sección anterior, el polvo caliente y la ionización parecen estar correlacionados. Es posible examinar más profundamente esa posibilidad comparando, por ejemplo, la intensidad de la línea O III 88 μm con la emisión de continuo del polvo caliente en distintas posiciones de la BDA. La intensidad de esa línea de estructura fina es menor para puntos del interior del anillo observado (M1, R19, R29; es decir, donde la emisión del polvo caliente es relativamente débil, ver la Figura 5.2) que para puntos como M2, B4 o B5, que se encuentran en el borde del anillo. Por ejemplo, el flujo medio de la línea de O III 88 μm para los puntos del anillo es de $\sim 12\,10^{-18}$ W cm^{-2}, mientras que para aquellos del interior es $\sim 7\,10^{-18}$ W cm^{-2}. De los mapas de alta resolución de IRAS a 25 μm (con una resolución de $66'' \times 35''$) se obtiene que la intensidad promedio de la emisión del polvo a esta longitud de onda es de ~ 1500 MJy sr^{-1} para los puntos del borde del anillo, M2, B4 y B5 y ~ 750 MJy sr^{-1} para los puntos del interior (M1, R19, R29). Además, en las posiciones de la Hoz (R16-R46), el flujo promedio de la línea O III 88 μm es de $\sim 36\,10^{-18}$ W cm^{-2} mientras que la intensidad a 25 μm es de ~ 5000 MJy sr^{-1}. Por tanto, parece que la razón de luminosidades de las líneas de estructura fina respecto a la emisión del polvo caliente es aproximadamente constante para todas las posiciones en la zona de la BDA. Esta relación constante entre las líneas y el continuo indica que el polvo caliente debe estar calentado por radiación UV del cúmulo. La aparente falta de polvo caliente en el centro del anillo es sólo un efecto de densidad de columna pero no de falta de radiación UV puesto que la razón de N III/N II es mayor para puntos del interior de la BDA como M1 que para puntos del borde como M2.

La menor densidad de columna de material en el centro del anillo es consistente con diferentes geometrías como la de un anillo (o un cilindro con su eje próximo a la línea de mira) o la de una "cáscara" o burbuja prácticamente vacía. Para una geometría de tipo cáscara de densidad constante y radios interno y externo de 0.05° y 0.075°, respectivamente, es fácil demostrar que la densidad de columna en la línea de mira hacia el centro es un factor ~ 2 menor que en la línea de mira hacia el borde de la cáscara. Esta es la razón típica entre la línea de O III 88 μm o de la emisión a 25 μm del polvo entre M1, R19, R29 en el centro de la burbuja y M2, B4, B5 en el borde. Aunque esto no demuestra que la estructura observada sea una cáscara o burbuja en vez de un anillo, al menos muestra que los datos son consistentes con una morfología de tipo burbuja tridimensional de polvo calentado y gas ionizado por la radiación UV del Quintuplete y el cúmulo del Arco.

5.6.2 El origen de la burbuja

No está claro cual es el origen de la burbuja de polvo caliente pero los datos de ISO que aquí se presentan indican que la ionización del gas se debe principalmente al Quintuplete en lugar de una hipotética fuente en el centro del anillo. El centro de la burbuja

se encuentra aproximadamente en $(l, b) = (0.^{\circ}16, -0.^{\circ}11)$, sobre los FNTs. Hemos realizado una búsqueda de objetos en esta región utilizando la base de datos SIMBAD, [3] pero ha resultado relativamente infructuosa. Las fuentes más cercanas al centro de la BDA son los objetos 48 y 49 de Nagata et al. (1993; fuentes en el IR cercano) y nuestra fuente M1. No obstante no se puede establecer ninguna relación directa entre ellas y la BDA. Un poco más alejadas del centro se encuentran otras fuentes IR de Nagata et al. (1993), como los objetos 43-46 pero se trata de candidatos a estrellas de tipo-M. Sin embargo, cerca de estas fuentes también se conoce una luminosa fuentes de rayos-X: 1E 1742.9-2849 (representada por un círculo en la Figura 5.8), con una luminosidad en rayos-X de $\sim 8\,10^{34}$ erg s^{-1} (Predehl & Trümper 1994) y que también ha sido recientemente detectada por *Chandra*, (Yusef-Zadeh comunicación privada). Está a una distancia angular del centro de la burbuja de $\sim 0.^{\circ}04$ (~ 6 pc). Su posición también sugiere que prodría ser responsable de la forma alargada hacia el suroeste del máximo en el mapa de la razón de N III/N II. Hay otra fuente de rayos-X dentro de la burbuja y a una distancia del centro de la burbuja similar a la anterior, se trata de 1E 1743.1-2852, indicada con un triángulo en la Figura 5.8, pero tampoco se puede probar ninguna relación directa entre ella y el origen de la burbuja.

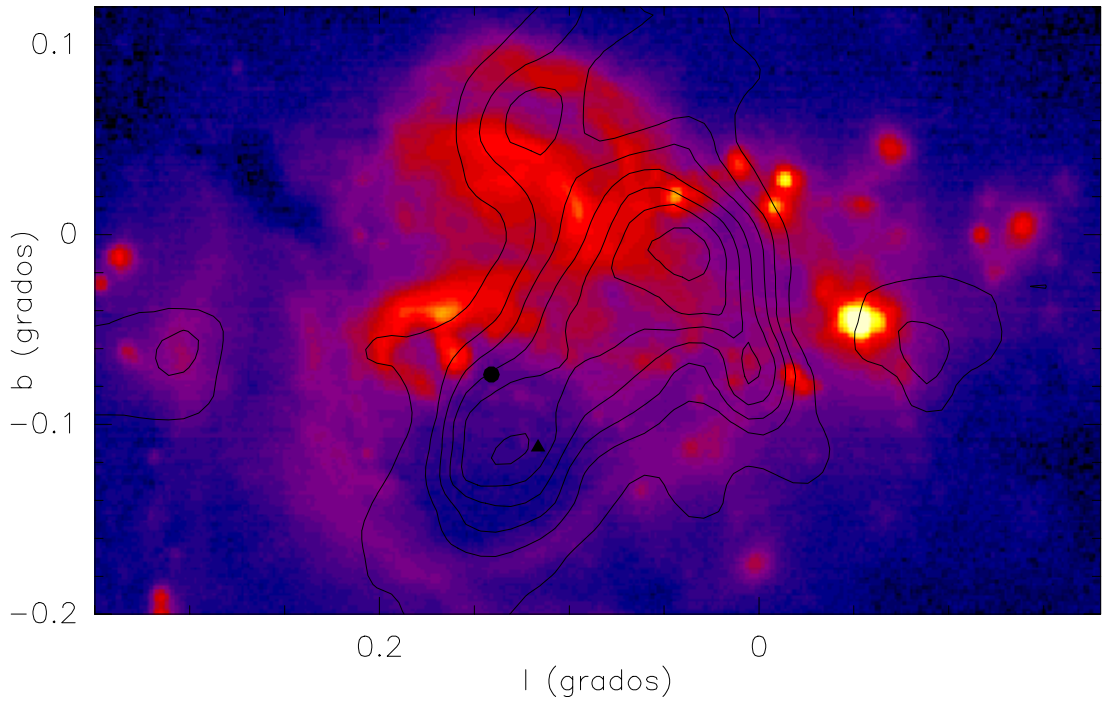


Figura 5.8: *Mapa de la emisión de la línea de Fe a 6.4 keV de Koyama et al. (1996) sobre la imagen de MSX de la Figura 5.7. En unidades de 10^{-6} cuentas/s/0.106 min^2, los niveles en el mapa de Fe 6.4 keV son: 0.25 y de 0.4 a 1.1 en pasos de 0.1). Nótese que la emisión de Fe 6.4 keV en torno a $(l, b) \sim (0.^{\circ}13, -0.^{\circ}11)$ llena la burbuja. Las posiciones de 1E 1742.9–2849 y de 1E 1743.1–2852 se indican con un círculo y un triángulo, respectivamente.*

Como se ha comentado en el Capítulo 1, la emisión de continuo de rayos-X duros

[3] La base de datos SIMBAD es mantenida por el CDS, Estrasburgo, Francia

(2-10 keV) observada por el satélite ASCA en el CG es extensa y cubre una importante fracción del Arco (Koyama et al. 1996). Esto indica que la BDA podría estar llena de gas caliente emitiendo en rayos-X. Una predicción interesante en el caso de una burbuja llena de gas muy caliente (varios millones de grados) la morfología de la línea de 6.4 keV del hierro (Fe) neutro o poco ionizado debería mostrar las paredes de la burbuja, puesto que es una línea que traza gas neutro irradiado por rayos-X duros (es decir XDRs, regiones dominadas por rayos-X). La Figura 5.8 muestra los contornos del mapa de emisión en la línea Fe 6.4 keV de Koyama et al. (1996) superpuestos en la imagen de MSX. La emisión en la línea de Fe 6.4 keV tiene dos máximos en las cercanías de Sgr A. Uno está en $(l, b) \sim (0\overset{\circ}{.}04, -0\overset{\circ}{.}01)$, contorneando la emisión de rayos-X de Sgr A, mientras que el otro máximo está en $(l, b) \sim (0\overset{\circ}{.}13, -0\overset{\circ}{.}11)$, dentro de la BDA. El máximo de la emisión de Fe 6.4 keV en la BDA se sitúa entre 1E 1742.9-2849 y 1E 1743.1-2852, aunque algo más cerca a esta última. Este máximo prácticamente cubre la región entre los FNTs a $l \sim 0\overset{\circ}{.}18$ y el borde la burbuja a $l \sim 0\overset{\circ}{.}08$.

En resumen, la BDA parece estar llena de gas extremadamente caliente que emite rayos-X duros que a su vez crean una gran XDR, delatada por la emisión en la línea de Fe 6.4 keV. Se puede especular con la posibilidad de que las fuentes de rayos-X del interior de la burbuja están relacionadas con los eventos energéticos que crearon la burbuja de polvo caliente. El hecho de que las fuentes no se encuentren en el centro geométrico de la burbuja se explicaría por los posibles movimientos relativos entre estas y el medio interestelar. Teniendo en cuenta la forma y el tamaño de la burbuja así como la presencia de las líneas de Fe, consideramos que el origen de la BDA podría deberse a una explosión de supernova.

5.7 Implicaciones generales en cuanto a la estructura del medio interestelar

Los resultados obtenidos para la región del Arco confirman la presencia de radiación dura y diluida. De la comparación entre los modelos y la ionización observada se deduce que el medio interestelar en la región del Arco es muy inhomogéneo. Esto mismo sugiere la presencia de la burbuja llena de gas ionizado relativamente poco denso y de gas extremadamente caliente que emite rayos-X. Esta estructura permite que la radiación de las estrellas calientes de los cúmulos del Quintuplete y del Arco alcance largas distancias y de lugar a extensas regiones ionizadas con densidades moderadas o bajas.

La inhomogeneidad parece ser una característica típica del medio interestelar del CG como sugiere la no detección de líneas de recombinación del hidrógeno y la detección de líneas de estructura fina de iones como Ne II, S III o O III en nuestro conjunto de fuentes observadas por ISO (Martín-Pintado et al. 2000; Rodríguez-Fernández et al. en preparación). Por otro lado, se han observado ejemplos de inhomogeneidades como son las cáscaras y filamentos reveladas por el mapa de CO de Oka et al. (1998) o los de la envoltura de Sgr B2 (Capítulo 2), las cuales, al igual que la BDA, también parecen estar correlacionadas con la emisión de la línea de Fe 6.4 keV (Capítulo 6). Una estructura inhomogénea producida por estrellas masivas evolucionadas podría ser

una característica general del medio interestelar del CG y explicaría muchas de sus particulares propiedades (véase también el Capítulo 7).

5.8 Conclusiones

En este capítulo se han presentado observaciones de ISO de líneas de estructura fina en la región del centro galáctico conocida como el Arco. Se han analizado las siguientes líneas: N III 57 μm, N II 122 μm, O III 52 y 88 μm, Ne III 15.6 μm, Ne II 12.8 μm y S III 18.7 y 33.5 μm. A continuación se resumen los principales resultados:

- Las densidades electrónicas que se derivan de la razón de O III 52 a 88 μm están en el rango de $10^{1.8}$ a $10^{2.6}$ cm^{-3}. Las densidades electrónicas derivadas de la razón entre las líneas de S III a 18.7 y a 33.5 μm (en el más pequeño haz del SWS) son de $\sim 10^{2}$ cm^{-3} para todas las fuentes excepto para el Quintuplete y la nebulosa de La Pistola, donde se alcanzan densidades de $\sim 10^{3.5}$ cm^{-3}.

- Una vez corregido el efecto de la extinción, las razones de N III/N II y Ne III/Ne II varían de posición a posición desde 0.3 a 2.5 y de 0.05 a 0.30, respectivamente. Ambas razones disminuyen para distancias crecientes al cúmulo del Quintuplete. En algunas de las posiciones observadas, la razón N III/N II también muestra un claro gradiente en la dirección del cúmulo del Arco.

- Comparando los datos de las razones de N III/N II y de Ne III/Ne II con modelos de foto-ionización se confirma que las razones observadas y su distribución espacial son consistentes con los parámetros de los cúmulos, temperaturas efectivas de 32000–35000 K, y un flujo de fotones del continuo de Lyman de $\sim 10^{51.4}$ s^{-1} y de $\sim 10^{50.9}$ s^{-1} para los cúmulos del Arco y del Quintuplete, respectivamente. Por tanto, la ionización en toda la región del Arco está completamente dominada por la radiación procedente de esos cúmulos. Estos provocan la existencia de una gran región ionizada con una tamaño aproximado de 30×30 pc^2. Otros mecanismos de ionización alternativos (como por ejemplo efectos magnéticos o la presencia de más estrellas calientes) parecen desempeñar un papel menor, al menos a gran escala.

- Un simple modelo en términos de un parámetro de ionización total definido como la suma de los parámetros de ionización debidos a los dos cúmulos puede explicar no solo la estructura de ionización, sino también la distribución del polvo caliente, y en particular, la forma elíptica en vez de circular de algunas estructuras como los Filamentos Térmicos. El polvo caliente parece estar correlacionado con el gas ionizado y por tanto parece estar calentado por los mismos dos cúmulos que ionizan el gas.

- El análisis confirma la presencia de radiación dura y diluida que alcanza largas distancias debido a la inhomogeneidad del medio. El largo alcance de la radiación de las estrellas del Quintuplete se debe, al menos en parte, a la presencia de una burbuja prácticamente vacía o una cáscara de polvo caliente y gas ionizado (la burbuja del Arco, BDA).

- La BDA esta llena de gas muy caliente que emite rayos-X duros que crean una gran XDR (región dominada por rayos-X) delatada por la emisión de la línea Kα a 6.4 keV del hierro neutro o poco ionizado.

- Teniendo en cuenta el tamaño y la forma de la burbuja así como la presencia de la linea de rayos-X del Fe, una posibilidad es que el origen de la burbuja se deba a una explosión de supernova.

Capítulo 6

La correlación entre el SiO y la línea Fe 6.4 keV a gran escala

6.1 Introducción

Como hemos visto en el Capítulo 1, el centro Galáctico (CG) es una intensa fuente difusa de emisión de rayos-X en el rango de 2-10 keV así como en líneas de diferentes iones (Kawai et al. 1988; Sunyaev et al. 1993; Koyama et al. 1989, 1996; Sidoli & Mereghetti 1999; Sidoli et al. 2001). El satélite ASCA ha observado recientemente la emisión de rayos-X en el CG (Koyama et al. 1989). Uno de sus resultados más interesantes es la distribución espacial y la intensidad de las líneas Kα del hierro (Fe). Las líneas Fe Kα de átomos muy ionizados (de tipo-He a 6.70 keV y tipo-H a $\sim$ 6.97 keV) provienen de gas muy caliente con temperaturas de $\sim$ 10 keV (ver también el Capítulo 1). Su emisión se centra en torno a Sgr A-Oeste y está distribuida de manera aproximadamente simétrica a lo largo del plano Galáctico de un modo similar la emisión de radio-continuo y las nubes moleculares (Maeda & Koyama 1996). Por el contrario, la línea Kα de átomos neutros o poco ionizados a $\sim$ 6.4 keV (de aquí en adelante la denominaremos como "línea de Fe°") sólo muestra emisión hacia las regiones de Sgr A y Sgr B (Koyama et al. 1996).

La emisión en la línea de Fe° es debida a fluorescencia y aparece cuando nubes moleculares frías y neutras son irradiadas por una fuente de rayos-X duros con energía $>$ 6.4 keV. Cuando una nube molecular se encuentra bajo la influencia de una fuente de rayos-X, como es el caso de las nubes del CG, se espera además que estos afecten al calentamiento, a la ionización y a la química de la nube (ver por ejemplo Maloney et al. 1996). Como hemos visto, las condiciones físicas (por ejemplo las altas temperaturas) y la química (abundancias de SiO, NH_3,...) de las nubes moleculares en el CG difieren sustancialmente de las de las nubes del disco de la Galaxia. Sin embargo, el origen de éstas poco usuales características no está claro. En este capítulo presentamos un estudio comparativo entre las distribuciones a gran escala de la emisión radio de la molécula de SiO y de la línea de Fe°. Se observa que ambas emisiones están bien correlacionadas, lo que sugiere que existe una cierta relación entre los rayos-X y el gas molecular y que los rayos-X podrían jugar un importante papel en el calentamiento y la química de las nubes del CG.

6.2 Observaciones

6.2.1 Observaciones de SiO

El mapa de la emisión de la línea $J = 1 \rightarrow 0$ de SiO (43.42 GHz) se llevo a cabo con el radio telescopio de 14 metros del Centro Astronómico de Yebes (Guadalajara, España). Este mapa contiene los datos de Martín-Pintado et al. (1997) pero ha sido extendido para cubrir la misma región que la observada por el satélite ASCA. Las características del receptor, el telescopio, el espectrómetro y el procedimiento utilizado son los descritos por Martín-Pintado et al. (1997). La única diferencia consiste en que la eficiencia del telescopio a bajas elevaciones se ha mejorado en un factor 1.5 gracias a la conformación del subreflector que consigue corregir la deformación gravitacional del reflector principal (Garrido et al. 1999). La anchura a media potencia del haz del telescopio es de $2'$. El receptor estaba equipado con un mezclador de tipo *Schottky*. La temperatura de receptor era de 75 K y la temperatura de sistema en banda lateral única era típicamente de 250–300 K. Como espectrómetro se usó un dispositivo acusto-óptico con 512 canales de 108 KHz con lo que se obtiene una resolución en velocidades de 0.74 km s^{-1}. Los datos se calibraron observando cargas calientes y frías de temperaturas conocidas. Las observaciones se realizaron en modo de conmutación de posición con una referencia alejada $15'$ del plano galáctico. Debido a la inesperada larga extensión de la emisión de SiO, se ha comprobado que los espectros de las posiciones más críticas del mapa no están contaminados por emisión en la referencia. El ruido rms típico en los espectros es de 0.10–0.15 K en los canales de 0.74 km s^{-1}. La Figura 6.1a muestra el mapa de la intensidad integrada de la línea SiO $J = 1 \rightarrow 0$ en el rango de –100 a 100 km s^{-1}.

6.2.2 Otros datos observacionales

Las Figura 6.1b muestra la distribución espacial de la línea de Fe°. Este mapa ha sido obtenido por Koyama et al. (1996) utilizando los espectrómetros de estado sólido del satélite ASCA (Tanaka et al. 1994). ASCA está equipado con cuatro telescopios de rayos-X de incidencia rasante. La resolución angular que se obtiene es de $3'$. En cada plano focal hay un espectrómetro. Dos de estado sólido y dos en fase gaseosa. Los espectrómetros de estado sólido tienen un campo de visión cuadrado de $20' \times 20'$. Su resolución espectral ($\Delta E/E$=50 para energías, E, de 6 keV) permite resolver las principales líneas como las distintas líneas Kα del Fe.

Las Figura 6.1c muestran la intensidad de la línea $J = 2 \rightarrow 1$ de CS (97.98 GHz) integrada en el rango de –100 a 100 km s^{-1}. El mapa ha sido realizado por Bally et al. (1987) con una resolución angular de $3'$. El rms típico de los espectros es de 0.15 K en canales de 1MHz ($\sim$5 km s^{-1}).

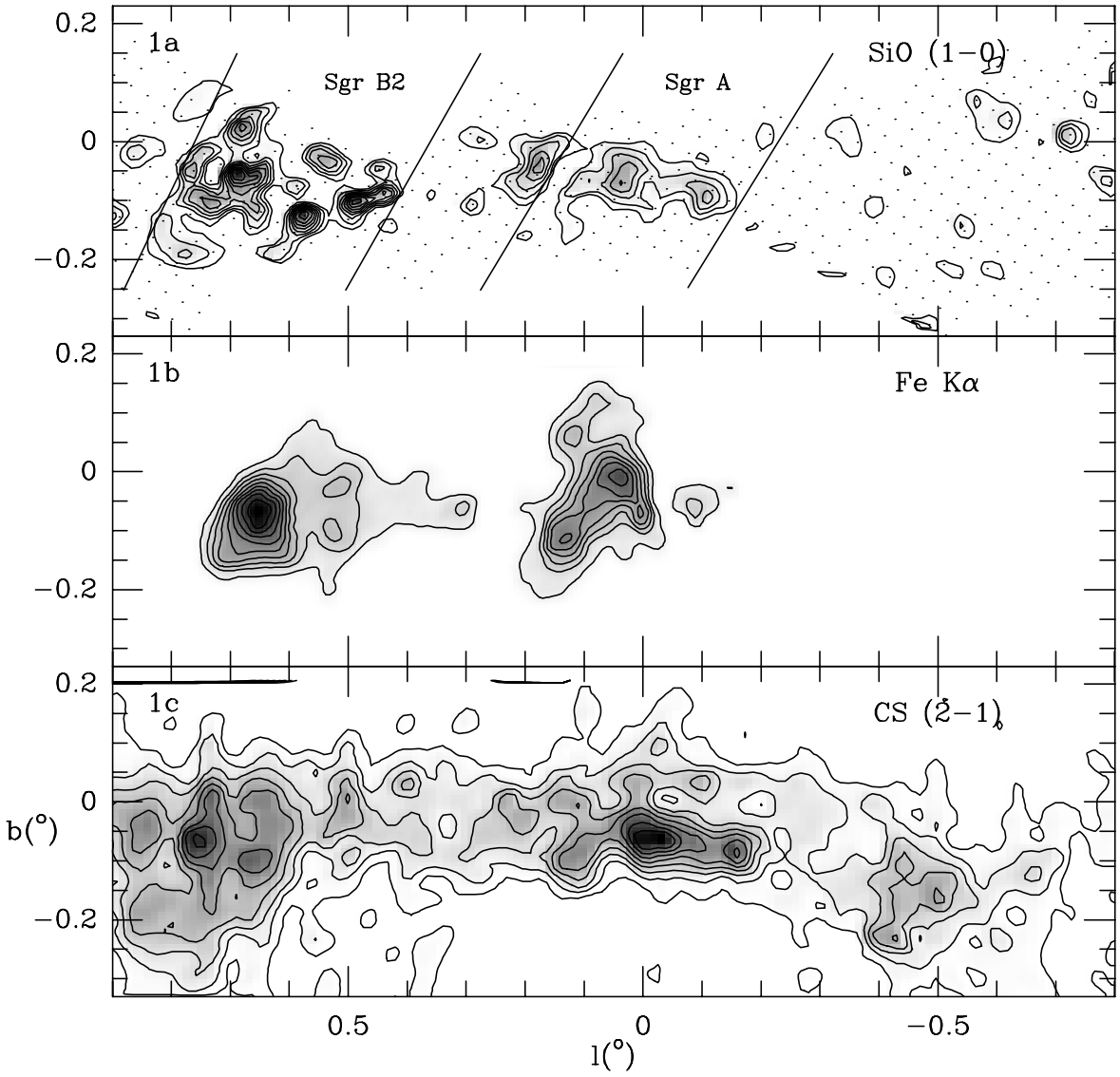


Figura 6.1: **a-c** *Distribución espacial de la emisión integrada de la líneas SiO J = 1 →0, Fe° (Koyama et al. 1996) y CS J = 2 →1 (Bally et al. 1987). El rango de velocidades usado para calcular la intensidad integrada de las líneas de SiO y CS es de –100 a 100 km* s^{-1}. *Los niveles de los contornos son de 10.9 a 100.6 K km* s^{-1} *en pasos de 11.2 K km* s^{-1} *para el mapa de SiO y de 14.4 a 136.4 K km* s^{-1} *en pasos de 15.3 K km* s^{-1} *para el mapa de CS. Para el mapa de la línea de Fe° los contornos están a niveles de 0.25 y de 0.4 a 1 en pasos de 0.1 (en unidades de* 10^{-6} *cuentas/s/0.106 min.arco*^{2}*). Los puntos en el mapa de SiO indican las posiciones en las que se tomaron espectros.*

6.3 Análisis

6.3.1 Morfología

Comparando las Figuras 6.1a y 6.1c se observa que la distribución espacial de la emisión integrada de SiO es apreciablemente diferente de la de CS. La distribución de la emisión integrada de CS es bastante suave. Por el contrario la emisión de SiO proviene principalmente de Sgr A y Sgr B.

En el mapa de SiO se han representado 8 niveles, decreciendo desde el máximo absoluto del mapa (con un valor de 100.6 K km s^{-1}) hasta el valor $\sim 2\sigma$ (10.9 K km s^{-1}). Por tanto, se ha representado un nivel cada 11.2 K km s^{-1}. Para ilustrar que las diferencias entre los mapas de SiO y CS no se debe a problemas de rango dinámico, en el mapa de CS se han representado también 8 niveles, decreciendo desde el valor máximo (136.4 K km s^{-1}, 1.36 veces mayor que el máximo de SiO) en pasos de $1.36 \times 11.2 = 15.3$ K km s^{-1}. Por tanto, el nivel más bajo del mapa de CS corresponde a 14.4 K km s^{-1} ($\sim 4\sigma$).

Independientemente de las consideraciones anteriores, la emisión integrada de CS sólo aumenta en un factor $\lesssim 3$ en los complejos de nubes moleculares de Sgr A, Sgr B y Sgr C respecto a su entorno. Sin embargo, la emisión de SiO en Sgr A y Sgr B aumenta respecto a las nubes de su entorno en un factor $\gtrsim 8$.

Por el contrario, la morfología de la emisión de SiO a gran escala muestra una buena correlación con la de la línea de Fe° (Figura 6.1b). Ambas se detectan en Sgr B y Sgr A pero no en Sgr C. También se observan regiones donde no parece cumplirse esa correlación, lo cual en realidad no es extraño habida cuenta de la diferencia en las condiciones requeridas para la excitación de ambas líneas. La principal excepción a la correlación es la presencia de emisión de SiO en el Arco a $l \sim 0.18°$, donde no se detecta la línea de Fe°. Por el contrario, no se observa emisión de Fe° sin emisión de SiO salvo por el máximo de Fe° a $(l, b) \sim (0.^\circ 14, -0.^\circ 11)$. Como se muestra en el Capítulo 5 la emisión de rayos-X en esta región se encuentra confinada por una burbuja de polvo caliente y podría deberse a una explosión de supernova. Por otro lado, las condiciones en esta región pueden de algún modo diferir del resto de las nubes del CG al estar la mayoría del gas directamente expuesto a la radiación UV de los cúmulos del Quintuplete y del Arco.

6.3.2 Velocidades y abundancias de SiO

Dentro de los propios complejos de Sgr A y Sgr B, también se observa una correlación entre las emisiones de SiO y de Fe°. Este efecto se ilustra en la Figura 6.2, donde se muestran los espectros de SiO y CS promediados las zonas de Sgr A y Sgr B con y sin emisión en la línea de Fe°. La intensidad de línea de CS varía en menos de un factor 2 entre las nubes con y sin emisión de Fe°. Por el contrario, la intensidad de la línea de SiO es un factor $\gtrsim 10$ mayor en las regiones con emisión de Fe° que en las regiones sin emisión de Fe°.

Por otro lado, en las regiones con emisión de Fe° se observa que los perfiles de las líneas de SiO y CS son diferentes. La emisión de SiO aparece principalmente en las

nubes con velocidades radiales entre 10 y 60 km s^{-1} (en adelante nos referiremos a éstas como las nubes de 40 km s^{-1}). En particular, en Sgr B no se detecta emisión de SiO en las nubes de CS con velocidades radiales entre 70 y 110 km s^{-1} (que llamaremos nubes de 90 km s^{-1}). Recientemente se ha encontrado que el C_2H_5OH exhibe el mismo comportamiento: se detecta principalmente en las nubes con velocidades radiales entre 10 y 70 km s^{-1} (Martín-Pintado et al. 2001).

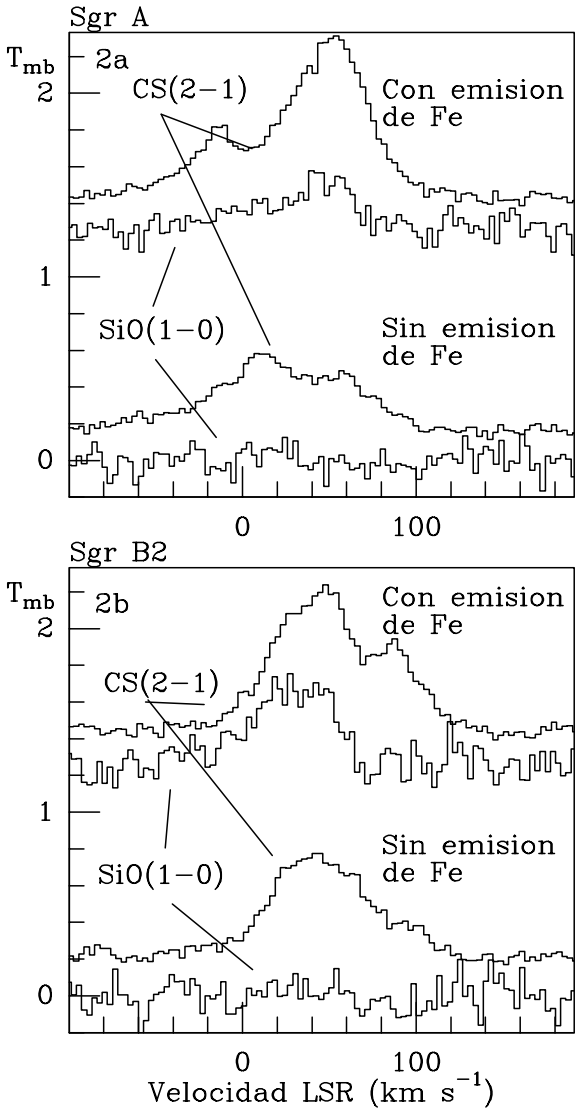


Figura 6.2: *Comparación de los perfiles de las líneas de SiO J = 1 →0 y CS J = 2 →1 promediados en las regiones con y sin emisión de Fe° para Sgr A y Sgr B. Las regiones usadas para promediar los espectros en Sgr B y Sgr A se muestran en la Figura 6.1a con líneas paralelas a declinación constante. La región sin emisión de Fe° se ha definido como aquella donde la emisión es menor de 0.25 ×10^{-6} cuentas/s/0.106 min.arco^2.*

La Figura 6.3 muestra las razones entre las intensidades integradas de las líneas de SiO y CS (razón SiO/CS) en función de la intensidad de la línea de Fe° para Sgr B. La razón SiO/CS para las nubes de 40 km s^{-1} se representa con triángulos negros. En la figura se puede apreciar que no se detecta emisión de SiO en las regiones sin o con débil emisión en la línea Fe° ($\lesssim 0.25 \times 10^{-6}$ cuentas/s/0.106 min.arco^2). Para estas nubes podemos fijar un límite superior de 4×10^{-2} para la razón SiO/CS. Sin embargo, la razón aumenta en más de un factor 20 en las nubes de 40 km s^{-1} con emisión intensa de Fe°. Para estas nubes, la razón SiO/CS muestra una cierta tendencia a

aumentar con la intensidad de la línea Fe°. Sin embargo es un efecto débil ya que está contenido dentro de la dispersión de las razones SiO/CS (ver la Figura 6.3). La razón SiO/CS para las nubes de 90 km s^{-1} se representa en la Figura 6.3 con un triángulo sin rellenar. En estas nubes no se detecta emisión de SiO independientemente de la intensidad de la línea Fe°. En Sgr B se puede fijar un límite superior para la razón SiO/CS en estas nubes de 6×10^{-2}, similar al derivado para las nubes moleculares de 40 km s^{-1} sin emisión de Fe° o donde ésta es muy débil.

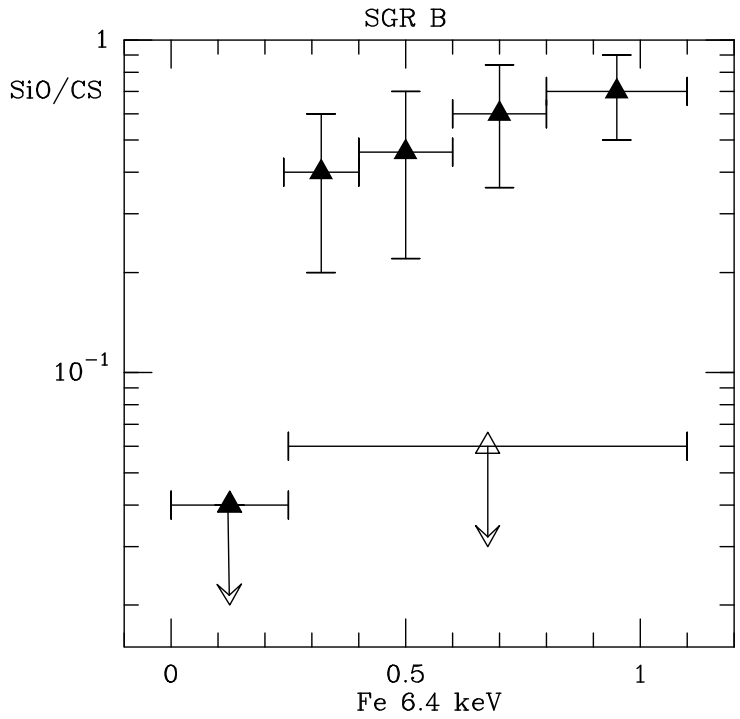


Figura 6.3: *Razón entre la intensidad integrada de las líneas de SiO y CS en Sgr B en función de la intensidad de la línea de Fe° en unidades de* 10^{-6} *cuentas/s/0.106 min.arco*^{2}. *Los triángulos negros y blancos representan las nubes de 40 y 90 km* s^{-1}, *respectivamente. Las barras de error indican el rango de variación de la razón SiO/CS en la región con emisión de Fe°. Las flechas indican que esos puntos representan límites superiores.*

Las diferencias entre las líneas CS $J = 2 \rightarrow 1$ y SiO $J = 1 \rightarrow 0$ no pueden ser debidas a efectos de excitación ya que las dos moléculas tienen momentos dipolares y constantes rotacionales similares y las dos transiciones tienen densidades críticas parecidas. También se pueden descartar posibles efectos de opacidad puesto que las dos líneas tienen opacidades parecidas (Hüttemeister et al. 1998). Por tanto, las diferencias entre las emisiones de SiO y CS son debidas a cambios en la abundancia de SiO relativa a CS (Martín-Pintado et al. 1997). No se esperan grandes variaciones en la abundancia de CS porque su distribución espacial es similar a la de ^{13}CO (Bally et al. 1987). Para una abundancia de CS de $\sim 5 \times 10^{-9}$ y las típicas condiciones de las nubes del CG (densidad de H_2 de $\sim 5 \times 10^4$ cm^{-3} y temperatura cinética entre 40 y 200 K), la abundancia de SiO en las nubes de 40 km s^{-1} con emisión de Fe° es de $\sim 10^{-9}$. Esta abundancia se reduce a $\lesssim 5 \times 10^{-11}$ para las nubes sin emisión de Fe° como Sgr C

así como para las nubes de 90 km s^{-1} en Sgr B. La correlación a gran escala entre el SiO y la línea de Fe°, así como el análisis del cociente SiO/CS a menor escala y con alta resolución espectral sugieren que la mayor parte de la emisión de Fe° proviene de las nubes moleculares de 40 km s^{-1}. Para comprobarlo se necesitarían observaciones de la línea de Fe° con muy alta resolución espectral, difícil de conseguir con la tecnología actual. Sin embargo, hay otros argumentos indirectos que apoyan esta hipótesis. Las nubes de 40 km s^{-1} constituyen el $\sim$ 60% de la masa de Sgr B. Este valor coincide con los resultados del modelo de Murakami et al. (2000) para explicar la intensidad de línea Fe° en Sgr B. Según estos autores sólo un $\sim$ 50% de la masa de Sgr B contribuye a la emisión de Fe°. En resumen, la emisión de Fe° en el CG debe provenir de las nubes moleculares con una gran abundancia en fase gaseosa de elementos refractarios como SiO y moléculas complejas como C_2H_5OH (ver Martín-Pintado et al. 2001).

6.4 Discusión

La relación entre la abundancia de SiO y la presencia de la línea de Fe° nos brinda la posibilidad de estudiar desde una nueva perspectiva el origen del SiO en fase gaseosa y de la línea de Fe° en el CG. La mayor parte de las nubes moleculares de los complejos con emisión en la línea de Fe° tienen una alta abundancia de SiO en fase gaseosa. La explicación más simple podría ser que la asociación entre ambas emisiones está relacionada con una alta abundancia de metales en algunas nubes moleculares como parece indicar la modelización de la línea de Fe° en Sgr B (Murakami et al. 2000). Estas nubes moleculares enriquecidas en metales podrían tener más silicio en fase gaseosa que sería convertido completamente en SiO (Herbst et al. 1989). Sin embargo, parece bastante improbable que haya grandes cambios en las abundancias de metales de nube a nube pues la metalicidad de la componente difusa caliente es bastante homogénea en la región de $1° \times 1°$ alrededor del CG (Maeda & Koyama 1996).

La correlación observada también podría explicarse si los rayos-X y el SiO tuviesen un origen común o bien, si hubiese algún tipo de relación causa-efecto entre ambos. Por ejemplo, si por efecto de una química peculiar inducida por los rayos-X se favoreciese fuertemente la formación de SiO. El origen de los rayos-X que producen la línea de Fe° en el CG no está claro en absoluto (Koyama et al. 1996; Sunyaev & Churazov 1998; Murakami et al. 2000; Sidoli et al. 2001). En cuanto a las altas abundancias de SiO en fase gaseosa en las nubes del CG y su distribución espacial, se pueden explicar por un aumento de Si y SiO en fase gaseosa debido a procesamiento de los granos por efecto de ondas de choque (Martín-Pintado et al. 1997; Hüttemeister et al. 1998). Es posible que las fuentes que generan los fuertes choques responsables de la destrucción de los granos también generen la emisión de rayos-X que excita la línea de Fe°. En este escenario ambas líneas tendrían de algún modo un origen común. En efecto, este podría ser el caso de Sgr A. De hecho, se ha propuesto un evento explosivo en Sgr A-Este para explicar el origen de la actividad a altas energías de esta región (Yusef-Zadeh et al. 1997a).

En cuanto a Sgr B, se ha sugerido que la línea de Fe° no puede ser excitada por el plasma caliente ya que la luminosidad observada en rayos-X es un orden de magnitud

menor que a necesaria para explicar la línea de Fe°. Por ello, se ha propuesto que este complejo de nubes es una nebulosa de reflexión de rayos-X iluminada por una fuente de rayos-X duros variable que estaría situada fuera del material frío neutro (Koyama et al. 1996; Murakami et al. 2000). Es posible que un destello de rayos-X que haya ocurrido hace unos cientos de años en la región de Sgr A (quizás en Sgr A*) esté ahora irradiando el complejo molecular de Sgr B (Koyama et al. 1996; Sunyaev & Churazov 1998). En el caso de una nebulosa de reflexión, los rayos-X incidentes estarían influenciando el calentamiento, la ionización y la química de las nubes (ver los modelos de XDRs –regiones dominadas por rayos-X– de Maloney et al. 1996). Las XDRs contienen zonas con altas temperaturas donde podrían contribuir a la formación de moléculas reacciones químicas con barreras de activación que otros entornos no se pueden producir (Neufeld et al. 1994). La abundancia de SiO en estas regiones calientes podría ser alta si hubiese silicio en fase gaseosa. La pequeña fracción de Si en fase gaseosa necesaria para explicar la abundancia de SiO en las nubes moleculares del CG, se podría conseguir por la evaporación de pequeños granos de silicatos (<10 Å) debido a los propios rayos-X (Voit 1991). En este escenario, al contrario que en el propuesto para Sgr A, los propios rayos-X serían de algún modo la causa de las altas abundancias de SiO.

Es interesante destacar que el máximo de la línea de Fe° en Sgr B coincide con la zona de la envoltura de Sgr B2 donde se han encontrado las burbujas que se presentan en el Capítulo 2. Estas burbujas, que parecen haberse producido por el efecto de los vientos de estrellas masivas evolucionadas, las cuales, en la fase de Wolf-Rayet o supernova, presentan emisión de la línea de Fe° (Kinugasa et al. 1999) y una gran abundancia de SiO (Ziurys et al. 1989). Una posibilidad es que alguna de las fuentes que generan las cáscaras moleculares calientes en expansión haya sufrido hace 30 años un fenómeno violento y haya emitido suficientes rayos-X duros para explicar la línea de Fe° que se observa en la actualidad.

6.5 Conclusiones

Hemos presentado un nuevo mapa de la emisión de SiO en los 400 pc centrales de la Galaxia. Comparando con la emisión en la línea de Fe a 6.4 keV (Fe°) se encuentra que ambas están correladas. La línea de Fe° debe originarse en las nubes donde la abundancia de C_2H_5OH y de SiO es alta (un factor 20 mayor que en las nubes donde no hay emisión de Fe°). Sin embargo, no está claro cual es el origen de la asociación entre ambas emisiones. Entre las posibles explicaciones están fuentes de rayos-X que además generen fuertes choques o bien nebulosas de reflexión de rayos-X.

Capítulo 7

Sumario, conclusiones y perspectivas

7.1 Sumario

7.1.1 La morfología del gas caliente en la envoltura de Sgr B2

Hemos comenzado estudiando con alta resolución espacial la morfología del gas caliente y la distribución de la temperatura cinética en la zona sur de la envoltura de Sgr B2. Este estudio se ha llevado a cabo gracias a las observaciones realizadas con el VLA de dos líneas metaestables del amoniaco: NH_3(3, 3) y (4,4). Se ha encontrado que la distribución del gas caliente es muy inhomogénea. Su morfología se caracteriza por la presencia de arcos y anillos de forma elíptica, cuyos tamaños varían entre 1 y 2.6 pc y su grosor entre 0.2 y 0.4 pc. La temperatura del gas que forma estas estructuras es de 50-150 K. Varios de los anillos se observan a distintas velocidades, lo que indica son la huella de burbujas o "cáscaras" tridimensionales que se expanden con una velocidad de 6–10 km s^{-1}. Al analizar las densidades de columna de NH_3 se encuentra que los anillos de gas caliente son regiones de alta densidad de H_2 , alta abundancia de NH_3 o ambas cosas.

El origen de estas burbujas podría ser la interacción de potentes vientos estelares de estrellas masivas evolucionadas con el medio interestelar circundante. De hecho, la energía y el momento de las burbujas observadas coincide con los esperables a partir de los modelos de burbujas creadas por efecto del viento de estrellas Wolf-Rayet. En este contexto el NH_3 puede ser calentado tanto por choques de baja velocidad como por la radiación (UV,X,...) de las estrellas.

7.1.2 El hidrógeno molecular caliente

La cantidad de gas caliente en las nubes de la ZMC

En los Capítulos 3 y 4 se ha determinado de manera directa la cantidad de gas caliente en 18 nubes de la ZMC gracias a observaciones de líneas rotacionales puras del H_2. La mayor parte del gas molecular caliente tiene temperaturas de $\sim$150 K y su densidad de

columna asciende a 1–2 10^{22} cm^{-2}. La columna de gas con temperaturas de ∼500 K es menor que el 1% de la de gas a 150 K. Exceptuando un par de nubes para las que la fracción de H_2 caliente respecto a CO es mayor del 70%, en el resto el promedio es de un 30%.

Comparando con modelos de choques y de regiones de foto-disociación se encuentra que el gas a ∼500 K debe de ser calentado por un choque de tipo-C o una PDR de alta densidad ($\sim 10^6$ cm^{-3}). Para explicar la cantidad de gas con temperaturas de ∼150 K se necesitarían varias PDRs de menor densidad ($\sim 10^3$ cm^{-3}), varios choques de baja velocidad (∼7 km s^{-1}) o una mezcla de ambos. La temperatura de esta componente también se puede explicar por la disipación de turbulencia supersónica en las nubes del CG.

Razón *orto/para* y polvo en dos nubes

En las dos nubes donde se observaron las cuatro transiciones más bajas del H_2 (líneas de la S(0) a la S(3)) se ha derivado una razón *orto/para* de ∼1 que no corresponde al valor de equilibrio para la temperatura del gas (a ∼250 K la ROP debe ser 3). Esta temperatura es similar a la derivada con las observaciones de NH_3 de Hüttemeister et al. (1993a). Analizando la emisión del polvo se obtiene que la mayor parte del polvo tiene baja temperatura (< 25 K). La cantidad de polvo con temperatura > 60 K es más de 200 veces menor que la cantidad de polvo frío.

La ROP de no-equilibrio y la temperatura del gas en estas fuentes se puede explicar por el calentamiento transitorio producido por un choque de baja velocidad actuando en gas inicialmente frío y con una ROP correspondiente al valor de equilibrio a bajas temperaturas. De la escala de tiempos característica del choque se deduce que debió de producirse hace $\sim 10^4$ años.

7.1.3 Emisión de rayos-X y gas neutro

Se ha encontrado una cierta correlación entre la emisión de SiO y la emisión de la línea a 6.4 keV del hierro neutro o poco ionizado. Ambas emisiones deben de tener un origen común. O bien la misma fuente que genera los rayos-X duros que excitan la línea del Fe a 6.4 keV también provoca los choques responsables de las altas abundancias de SiO en fase gaseosa, o bien los propios rayos-X duros que provocan la fluorescencia del hierro podrían destruir pequeños granos de silicatos liberando silicio a fase gaseosa y favoreciendo de este modo la formación de SiO.

La emisión de la línea Fe 6.4 keV en el CG presenta tres claros máximos: Sgr B2, Sgr A y otro en la zona del Arco. Los dos primeros están asociados con los complejos moleculares de Sgr B2 y Sgr A pero el del Arco no está claramente asociado con ninguna nube molecular. Por vez primera, se ha visto que el máximo de la línea Fe a 6.4 keV en la región del Arco coincide con una gran burbuja (∼17 pc de diámetro) de polvo caliente y de gas difuso principalmente ionizado por las estrellas masivas del Quintuplete. La emisión de rayos-X duros sugiere que la burbuja también está llena de plasma. Los rayos-X duros provocarían una XDR de donde provendría la emisión en la línea Fe 6.4 keV. La emisión extensa de rayos-X así como otras características

de la burbuja (forma, tamaño,...) sugieren que esta debe de haberse formado por un fenómeno energético, quizás una explosión de supernova.

Por otro lado, el máximo de emisión de la línea de Fe a 6.4 keV en la región de Sgr B2 se encuentra al sur del complejo, exactamente donde se han encontrado las burbujas de NH_3 en expansión que probablemente han sido causadas por estrellas masivas evolucionadas tipo Wolf-Rayet. Una de estas estrellas ha podido experimentar un fenómeno violento que haya dado lugar a suficientes rayos-X duros como para explicar la línea de Fe a 6.4 keV observada en la actualidad. Por tanto, este es un escenario alternativo al de una nebulosa de reflexión de rayos-X creada por una fuente en el centro de la Galaxia.

7.1.4 Química

Comparando las observaciones de H_2 con las de NH_3 de Hüttemeister et al. (1993a) se ha derivado la abundancia de NH_3 en la componente caliente ($\sim$150 K) de las nubes del CG. Esta abundancia es de unos pocos $\sim 10^{-7}$, similar a la que se deriva para la fase fría. En las burbujas de NH_3 de Sgr B2 la abundancia de NH_3 también podría alcanzar estos valores.

Las nubes del CG con una química más particular son aquellas con velocidades entre 10 y 70 km s^{-1}. Estas son las nubes que emiten en SiO y como hemos visto, probablemente también es donde se origina la emisión en la línea de Fe a 6.4 keV. Recientemente se ha encontrado que estas son también las nubes que presentan emisión de C_2H_5OH (Martín-Pintado et al. 2001).

7.1.5 Gas ionizado en la región del Arco

El análisis de la emisión de líneas de estructura fina en la zona del Arco revela la existencia de una componente extensa de gas ionizado con densidad electrónica del orden de 100 cm^{-3}. Se ha encontrado que la ionización del gas en una región de 30×30 pc^2 está dominada por el efecto conjunto de los cúmulos del Arco y del Quintuplete. No hay evidencias de que el estado de ionización este influenciado por los campos magnéticos de los FNT. Para explicar el alcance de la radiación a tan largas distancias es preciso que el medio sea muy inhomogéneo como también indica la presencia de una gran burbuja de polvo relativamente vacía. En definitiva, la radiación es dura ($\sim$35000 K) y diluida.

El cociente constante entre el flujo a 25 μm y la línea de O III a 88 μm sugiere que el polvo está calentado por las mismas fuentes que ionizan el gas. También apunta en esta dirección el hecho de que la morfología de la emisión del polvo coincide con la distribución espacial de la estructura de ionización. La forma arqueada de los FT se ha interpretado por vez primera como causada por el efecto conjunto de los dos cúmulos.

7.2 Calentamiento, ionización y química en el CG

En esta sección se resumen las conclusiones que se pueden obtener a partir de los datos presentados anteriormente respecto a los mecanismos que calientan, ionizan y provocan

la característica química de las nubes del CG. En primer lugar se repasan argumentos a favor y en contra de distintos mecanismos de excitación y finalmente se discuten algunos posibles escenarios en los que actuarían dichos mecanismos de excitación.

7.2.1 Posibles mecanismos de excitación

Choques

Hemos visto que el gas molecular más caliente ($\sim$500 K) y denso (10^6 cm^{-3}) se puede explicar tanto por el efecto de choques de tipo-C como por choques de tipo-J. El gas menos caliente ($\sim$150 K) y menos denso (como se deduce de las razones de las líneas de CO de bajo-J) es más difícil de explicar. Por un lado, los choques de tipo-J no predicen temperaturas tan bajas, por otro lado para explicar la gran cantidad de de gas a esas temperaturas se necesitan decenas de choques-C de baja velocidad ($\sim$7 km s^{-1}).

Las altas velocidades de los choques-J son difíciles de reconciliar con las anchuras de las líneas de CO o la separación entre distintas componentes de velocidad. Los choques-C no ionizan el gas. Por tanto, es difícil de explicar el material ionizado en un escenario de choques.

La ROP de no equilibrio medida en M+1.56 − 0.30 y M+3.06 + 0.34 también sugiere un calentamiento debido a choques de baja velocidad. Sin embargo, una de las principales evidencias de la existencia de choques en el CG es la detección de emisión extensa y las altas abundancias en fase gaseosa de moléculas normalmente asociadas a los granos de polvo como son el SiO, el NH_3 o el C_2H_5OH. Es difícil que las altas abundancias de estas moléculas en el gas se deban a la evaporación térmica de los mantos de los granos porque la temperatura de estos no es suficientemente alta. El NH_3, por ejemplo, se evapora a partir de temperaturas de $\sim$75 K. Además, se trata de moléculas frágiles que se fotodisocian fácilmente por efecto de la radiación UV. De hecho, en el CG la abundancia de C_2H_5OH y de SiO decrece en las nubes asociadas a fuentes de continuo térmico (Martín-Pintado et al. 1997, 2001).

Región de foto-disociación

Como ya hemos dicho, el H_2 caliente también puede provenir de una región PDR, lo que explicaría de manera sencilla el gradiente de temperaturas que se observa en las nubes del CG.

Por otro lado, ISO ha detectado lineas de estructura fina de iones de moderada excitación como O III, N III, Ne III, Ne II, S III,... a lo largo de toda la ZMC. Es lógico pensar que debe de haber PDRs en la interfase entre el gas ionizado y el gas molecular. Podemos comprobar esta hipótesis analizando las fuentes M+0.21 − 0.12 y M+0.16 − 0.10 que se encuentran en la conocida zona del Arco, cuya ionización a gran escala se ha estudiado en detalle en el Capítulo 5. En general la ionización está influenciada por los cúmulos del Arco y del Quintuplete pero la región donde se encuentran las fuentes M+0.21 − 0.12 y M+0.16 − 0.10 está dominada por el Quintuplete. No es difícil estimar el parámetro G_0 a una distancia dada del Quintuplete aproximando la emisión del cúmulo por la de un cuerpo negro (Apéndice D). Por ejemplo, tomando una temperatura de 35000 K y un flujo de fotones del continuo Lyman de $10^{50.9}$ s^{-1},

se obtiene que a una distancia de $\sim$10 pc (ligeramente mayor que la distancia proyecta de M+0.16 − 0.10 y M+0.21 − 0.12 al cúmulo del Quintuplete) el campo incidente, G_0, es de $\sim 10^4$ (en unidades del campo de Habing 1968). El acuerdo es excelente con los resultado de comparar los modelos de PDR con los datos observacionales (Capítulo 3). Por tanto concluimos que, al menos para algunas fuentes, es posible que parte del material molecular se caliente en regiones PDR.

En el estudio del medio interestelar del CG se ha usado con demasiada frecuencia el argumento de que las bajas temperaturas del polvo y las altas temperaturas del gas descartan cualquier calentamiento de radiativo. Sin embargo, lo único que descarta esa discrepancia de temperaturas es un calentamiento por colisiones del gas con los granos de polvo. En efecto, como se puede ver en el Apéndice C, en cualquier PDR el gas alcanza temperaturas mucho mayores que las del polvo en la región más externa de la nube donde el mecanismo de calentamiento dominante es el efecto foto-eléctrico sobre los granos de polvo, es decir, las colisiones entre el partículas del gas y los electrones que son arrancados de los granos por efecto de los fotones UV incidentes. En concreto, en una PDR con $G_0 = 10^3$ y $n = 10^3$ cm^{-3} el gas alcanza temperaturas de 100–200 K en las primeras 2 mag de extinción visual ($\sim 2\ 10^{21}$ cm^{-2}, por ello se necesitan $\sim$10 de estas PDRs para alcanzar las densidades de columna de gas a 150 K de las nubes del CG) mientras que en promedio la temperatura del polvo no es mayor que 35 K, de acuerdo con las estimaciones para el CG. En zonas más internas y para esas densidades, gas y polvo no están acoplados y por tanto nunca llegan a tener la misma temperatura. En resumen, no hay ningún problema por el hecho de que el polvo esté más frío que el gas.

Sin embargo, en el contexto de una región PDR no es sencillo explicar la abundancia de especies como el NH_3. El ritmo de disociación del NH_3 en la región caliente ($A_V \lesssim 2$) de una PDR con $G_0 = 10^3$ es de $4.3\ 10^{-9}$ s^{-1}, es decir, que si el frente de disociación es estático no quedaría NH_3 caliente después de 7 años. No obstante, se puede considerar un frente de ionización dinámico. Por ejemplo, este sería el caso si la típica turbulencia de las nubes del CG continuamente estuviese llevando a las zonas expuestas a la radiación UV material rico en NH_3 procedente de las zonas oscuras. Para mantener una abundancia de NH_3 constante de $\sim 10^-7$, debería entrar en la PDR $\sim 2\ 10^{14}$ cm^{-2} de NH_3 cada 7 años. Tomando una densidad de H_2 de 10^3 cm^{-3} y por tanto 10^{-4} cm^{-3} de NH_3 se deduce que el gas debería estar entrando en la PDR a una velocidad de varios miles de km s^{-1}. Por tanto, definitivamente no es posible explicar la química en un escenario sólo de PDRs ni aunque estas sean dinámicas o turbulentas.

En cualquier caso, el efecto de la radiación en las nubes del CG puede ser mayor de lo previsto puesto que se acumulan las evidencias de que el medio es muy inhomogéneo, lo que permite que la radiación alcance largas distancias (Capítulo 5 y referencias). Además, los tres espectaculares cúmulos de estrellas masivas que se conocen en el CG emiten menos de una quinta parte de los $2\ 10^{52}$ fotones del continuo de Lyman por segundo que se miden en el BN. Por tanto no se puede descartar *a priori* la existencia de algún otro gran cúmulo que, como el Quintuplete o el Arco, podría tener un gran efecto sobre el medio circundante.

Rayos-X

La línea de fluorescencia del hierro neutro o poco ionizado a 6.4 keV muestra que existe interacción entre los rayos-X duros y el material neutro. La correlación entre la línea Fe 6.4 keV y la emisión de SiO extiende esa interacción de modo directo o indirecto al gas molecular. Al contrario que la radiación UV, los rayos-X actúan directamente sobre el gas y su atenuación en una nube molecular es directamente proporcional a la densidad de columna del gas (en regiones PDR la atenuación provocada por el polvo es exponencial). Por ello pueden calentar a temperaturas de ∼100 K densidades de columna de hasta 10^{22} cm^{-2}, del orden de 10 veces mayores que las de una PDR. Es posible estimar el valor del parámetro de ionización efectivo, $\xi_{\rm ef}$, definido por Maloney et al. (1996) para caracterizar las regiones XDR (Apéndice C). Para nubes con densidades de 10^3 cm^{-3} y columnas de 10^{22} cm^{-2} el valor de $\xi_{\rm ef}$ es:

$$\xi_{\rm ef} = 1.1\,10^{-6} L_{34} r^{-2} \tag{7.1}$$

donde L_{34} es la luminosidad de rayos-X, L_X, en unidades de 10^{34} erg s^{-1} y r es la distancia de la nube a la fuente en pc. Por otro lado, la luminosidad en el rango de 2–10 keV en un radio de 8′ (∼20 pc) en torno a los máximos de los complejos Sgr B2, C, D es de ∼0.3 10^{35} erg s^{-1} mientras que en Sgr A puede ser 3 veces mayor.

Para $L_X = 10^{36}$ erg s^{-1} y escalas espaciales de 10 pc se obtiene $\xi_{\rm ef} = 1.1\,10^{-6}$. Según los resultados de Maloney et al. (1996 se necesitan parámetros $\xi_{\rm ef}$ del orden de $\gtrsim 10^{-3}$ para que el H_2 tenga temperaturas de ≳100 K. Por tanto no parece un mecanismo de calentamiento factible a gran escala (decenas de parsec).

La química podría ser la llave para entender la verdadera magnitud del efecto de los rayos-X en las nubes del CG. De modo análogo a la gran cantidad de gas que pueden calentar, la abundancia de moléculas reactivas como CO^+ o H_3^+ podría ser más de un factor 10 mayor que en PDRs.

Rayos cósmicos

Uno de los primeros mecanismos que se propusieron para explicar que la temperatura del gas en el CG fuese mayor que en las nubes del DG fue que el flujo de rayos cósmicos (RC) en el CG fuese mayor que en otras zonas de la Galaxia (Güsten et al. 1981). Con un flujo de RC ∼100 mayor que el local se pueden explicar temperaturas de ∼80 K (Apéndice C). Durante algún tiempo estas temperaturas se han considerado como típicas del CG. Sin embargo, los datos de H_2 confirman y extienden los resultados obtenidos con observaciones de NH_3 en cuanto a la presencia de toda una gama de temperaturas en las nubes del CG. Siendo el calentamiento por RC un mecanismo tan pervasivo y si el flujo de RC fuese 100 veces mayor que el local, ¿como explicar las temperaturas de 20–30 K?. Tampoco hay que olvidar que las recientes observaciones de rayos γ no muestran ningún indicio de que el flujo de RC en el CG sea mucho mayor que el el DG.

Campo magnético

Hemos estudiado la ionización y el gas molecular caliente en la zona del CG donde mejor se conoce el campo magnético. Se cree que los Filamentos No-Térmicos (FNT) de la zona del Arco implican intensidades del campo magnético de 1–2 mG. No se ha encontrado ninguna evidencia de que el campo magnético de la región de los FNT juegue algún papel en cuanto a la ionización del gas a gran escala. En cuanto a la química, hay alguna evidencia de que podría haber gas molecular interaccionando con los FNT y emitiendo SiO y C_2H_5OH (Martín-Pintado et al. 1997, 2001). Las fuentes de esta zona que han sido observadas en H_2 (M+0.16 − 0.10 y M+0.21 − 0.12) no tienen nada de particular, aunque se podría argumentar que si el campo magnético es uniforme y homogéneo en el CG esto no sería de esperar. Pero, como acabamos de ver un poco más arriba, precisamente en estas fuentes lo más probable es que el gas molecular se caliente en regiones PDR. No obstante, en función de la fracción de ionización y de la intensidad del campo magnético, éste podría jugar un papel en el calentamiento del gas, aunque es difícil de estimar.

Turbulencia

Hemos visto que la componente de gas a 150 K se puede explicar por la disipación de la turbulencia que revelan las grandes anchuras de las líneas en el CG. En ese contexto se espera que el gas este más caliente en las nubes que presentan líneas más anchas pero no está claro que esto ocurra con los datos de NH_3 (Mauersberger et al. 1986a; Hüttemeister et al. 1993a). Desafortunadamente, con la resolución espectral de los datos de H_2 no es posible hacer el mismo estudio.

7.2.2 Discusión: posibles escenarios

Es difícil precisar cual de los anteriores posibles mecanismos domina a gran escala o como se compensan los distintos mecanismos en cada región de modo que las propiedades de la ZMC son tan homogéneas. No hay que olvidar que a la distancia del núcleo de nuestra Galaxia, $1'$ son $\sim$2.5 pc y que además, debido al polvo, no es posible realizar ninguna observación en el UV o el visible.

Tampoco es sencillo explicar cuales pueden ser los escenarios en el que actúan los distintos mecanismos de excitación. Sobre todo cuando se habla genéricamente de choques o turbulencia. Podrían deberse a colisiones o "fricción"entre nubes por efecto de la dinámica galáctica en el contexto de un potencial barrado. Las escalas de tiempo derivadas del C_2H_5OH (Martín-Pintado et al. 2001) y de la ROP de no equilibrio son coherentes con este mecanismo ya que los choques a gran escala debidos a la dinámica galáctica deben ocurrir en una escala de tiempos menor que $\sim 10^6$ años, que es el periodo de rotación estimado para estos radios (Güsten 1989). Las altas abundancias de SiO que se han medido en las resonancias internas de Lindblad de nuestra Galaxia (Hüttemeister et al. 1998) y de NGC253 (García-Burillo et al. 2000) apoyan este escenario. La ROP de no equilibrio de M+1.56 − 0.30 y M+3.06 + 0.34 así como la gran abundancia de H_2 caliente en M−0.96 + 0.13 podrían también explicarse en este contexto. Por tanto, concluimos que la química y el calentamiento del gas de las nubes

situadas en los extremos de la ZMC, en torno a $l \sim 1\overset{\circ}{.}5$ o a $l \sim -1°$, así como en el *Clump 2* pueden deberse a choques de nubes en las órbitas x_1 más internas.

En cuanto a las nubes del interior de la CMZ la situación se complica. Algunos fenómenos, como la turbulencia magneto-hidrodinámica, podrían dar lugar a propiedades muy homogéneas pero son difíciles de evaluar. Hemos visto que no se puede despreciar el efecto de la radiación UV. De hecho, en algunas fuentes este puede ser el mecanismo de calentamiento dominante, favorecido por la inhomogeneidad del medio. Los rayos-X también podrían jugar un papel en ciertas regiones aunque probablemente no a gran escala. También puede haber choques de baja velocidad de origen local por ejemplo asociados a los vientos de estrellas evolucionadas.

No es fácil decir si nuestros hallazgos en la envoltura de Sgr B2 son extrapolables a otras nubes moleculares del CG. Sin embargo, muchas de las nubes del CG tienen características en común con la envoltura de Sgr B2, como son la emisión extensa de SiO y C_2H_5OH, altas abundancias de NH_3, altas temperaturas,... Es importante resaltar que este escenario da cabida de forma natural tanto a choques de moderada velocidad ($\sim$10 km s^{-1}) por la expansión de las burbujas como a regiones PDR e incluso XDR por la radiación de las estrellas. Además este escenario implica la existencia de un medio muy inhomogéneo en el cual la radiación puede alcanzar largas distancias y diluirse antes de incidir sobre el medio interestelar. Un medio inhomogéneo también favorece que la radiación pueda calentar grandes cantidades de gas. Además, con dos burbujas en la línea de mira habría 4 regiones PDR y 4 choques de baja velocidad con lo que prácticamente se conseguiría la cantidad de gas caliente que se observa. Las edades dinámicas de las burbujas de Sgr B2 son de $\sim 10^5$ años, consistentes con las derivadas del etanol (Martín-Pintado et al. 2001). De hecho las velocidades de las burbujas también podrían explicar las velocidades de entre 10 y 70 km s^{-1} a las que se detecta la emisión de C_2H_5OH y de SiO y que probablemente también sean estas las que emiten en la línea de 6.4 keV del hierro.

Eso sí, para explicar que las características de la mayor parte del gas molecular de la ZMC sean tan similares a las de la envoltura de Sgr B2 tiene que haber ocurrido un brote de formación estelar masiva en el CG hace unos $\sim 10^7$ años. Como hemos visto al discutir la formación estelar en el CG en el Capítulo 1, se trata de una idea razonable.

En resumen, es posible que las nubes situadas en los límites de la ZMC y en el *Clump 2* el principal mecanismo de excitación sean las colisiones de nubes en el contexto de un potencial barrado. En cuanto al resto del gas de la ZMC, sus propiedades (química, temperaturas, inhomogeneidad,...) se pueden explicar fácilmente si se ha producido un brote de formación estelar hace unos $\sim 10^7$ años. Los cúmulos de estrellas masivas del Quintuplete y del Arco, así como las estrellas que pueden haber producido las burbujas de gas caliente de la envoltura de Sgr B2, deben haberse creado en ese brote.

Teniendo en cuenta el flujo total de fotones del continuo de Lyman medido en la ZMC, no se puede descartar la existencia de algunos otros cúmulos como el Quintuplete.

7.3 Perspectivas

Sin duda queda mucho por hacer para entender en profundidad la física y la química de las nubes del CG y por extensión la formación estelar en esta región de la Galaxia. A continuación vamos a comentar algunas de las líneas de trabajo que son consecuencia de las presentadas en esta tesis.

En primer lugar, en relación a las burbujas de NH_3 caliente de la envoltura de Sgr B2, un paso lógico es intentar comprobar la hipótesis de que podrían deberse a la presencia de un cúmulo de estrellas masivas evolucionadas. Para ello habría que intentar observarlas directamente mediante observaciones profundas en el IR. Otro trabajo, actualmente en fase de realización, es el estudio de la emisión en la línea $NH_3(3, 2)$ para completar los datos en las líneas (3,3) y (4,4). Por las características de la molécula de amoniaco la distribución espacial y la excitación de la línea (3,2) nos puede ayudar a entender el papel de la radiación en la excitación del gas molecular en esta interesante región del CG. Los resultados obtenidos para la envoltura de Sgr B2 ponen de relieve el interés de estudiar el gas molecular caliente con alta resolución y la necesidad de extender estos estudios a los otros complejos de nubes del CG al igual que se fue haciendo con el continuo radio y el gas ionizado durante la pasada década.

En lo que respecta al estudio del gas molecular caliente a lo largo de toda la ZMC, hay un paso evidente: el estudio de la emisión de H_2 con alta resolución espectral. Esto haría posible discernir cuales de las componentes de velocidad que emiten en CO emiten también en H_2 (¿las que presentan una química particular?) y si la fracción del $\sim$30 % del gas es común a todas las nubes o un promedio entre nubes calientes y nubes frías. También nos permitiría buscar efectos cinemáticos a gran escala que pudiesen revelar choques entre nubes en el contexto de un potencial barrado. Actualmente no hay ningún instrumento capaz de hacer las observaciones requeridas. Parte de este trabajo se podrá realizar con SOFIA. Una alternativa es la observación de líneas de CO de alto J, a longitudes submilimétricas. La diferencia fundamental respecto a las líneas S(0) y S(1) del H_2 es que las líneas de CO de alto J requieren altas densidades para excitarse. Sin embargo, éstas también permitirían investigar la existencia de la fase densa y caliente que sugiere la comparación de los datos de H_2 con los modelos de choques y regiones PDR.

Otro proyecto en realización consiste en investigar en mayor profundidad la correlación entre la emisión de SiO y la de la línea del hierro a 6.4 keV. Para ello se han realizado mapas en varias especies moleculares con resolución de $\sim 20''$ en zonas del CG próximas a fuentes de rayos-X. La comparación de mapas de la emisión de moléculas compuestas de elementos refractarios (como la de SiO) con datos de rayos-X con alta resolución espacial como los de *Chandra* o XMM pueden ser decisivos para entender la correlación espacial observada y averiguar si ambas emisiones coexisten en el mismo espacio o bien, por ejemplo, una rodea a la otra.

También se encuentra en estado avanzado el análisis de los datos de ISO de lineas de estructura fina en comparación con las líneas de recombinación del hidrógeno a longitudes de onda de radio para el mismo conjunto de fuentes en las que se observó el H_2. Los resultados parecen indicar la presencia de radiación de alta temperatura efectiva pero bajo parámetro de ionización y de un medio interestelar muy inhomogéneo. En

el futuro, el satélite FIRST/HERSCHEL podrá contribuir decisivamente al estudio del gas ionizado en el CG por ejemplo realizando mapas de líneas de estructura fina como la línea a 205 μm del NII.

Y por supuesto no hay que olvidar la química, que como hemos discutido puede ser de una gran ayuda para entender los mecanismos de excitación del gas. Por ejemplo, sería útil la observación de otras moléculas ligadas a la química de los granos de polvo como el HOCO+, SO,... así como otras que pudiesen revelar la presencia de gas fuertemente irradiado como HCO^+, H_3^+ o CO^+.

7.4 Conclusiones finales

- La morfología del gas caliente en la envoltura de Sgr B2 a pequeña escala está dominada por arcos y anillos que corresponden a burbujas en expansión probablemente causadas por la interacción de vientos de estrellas masivas evolucionadas con el material interestelar.

- La emisión en líneas rotacionales-puras del H_2 es extensa en el Centro Galáctico. Las líneas más bajas trazan una componente de gas a $\sim$150 K con una densidad de columna de $\sim 10^{22}$ cm^{-2}que es un $\sim$30 % de la columna derivada de ^{13}CO y $C^{18}O$. Las líneas más S(5) y S(4) trazan una componente de gas a $\sim$500 K con una densidad de columna menor que el 1% de la de gas a 150 K. La abundancia de NH_3 en el gas a $\sim$150 K así como en el frío trazado por CO es de unos pocos 10^{-7}.

- En dos nubes se ha medido una razón *orto/para* del H_2 lejana al valor de equilibrio a la temperatura del gas. Se ha interpretado como consecuencia de un calentamiento transitorio por un choque de baja velocidad.

- Se ha encontrado que la ionización en la región del Arco está completamente dominada por los cúmulos del Quintuplete y el Arco. No se aprecia ninguna evidencia de fenómenos magnéticos que afecten a la ionización. La morfología de la emisión de polvo caliente parece estar relacionada con la estructura de ionización, lo que sugiere que el polvo se calienta por efecto de las mismas fuentes que ionizan el gas. La forma arqueada de los Filamentos Térmicos puede deberse de hecho al efecto conjunto de los dos cúmulos.

- Para que la radiación de los cúmulos del Quintuplete y del Arco alcance la distancia observada el medio interestelar debe de ser bastante inhomogéneo. La presencia de una burbuja (burbuja del arco, BDA) de polvo caliente casi vacía apunta en la misma dirección.

- La zona de la BDA presenta emisión difusa de rayos-X duros. Además, se ha encontrado que el prominente máximo de emisión de la línea a 6.4 keV del hierro de la región del Arco llena la burbuja de polvo caliente. El origen de la burbuja no está claro pero su perfecta forma esférica, el tiempo dinámico y la emisión de rayos-X sugieren que podría tratarse de una supernova.

- Comparando la emisión a gran escala de SiO(1–0) y la línea del hierro neutro o poco ionizado a 6.4 keV se ha encontrado que existe un cierta correlación entre ellas. Además comparando la emisión de SiO con CS en zonas con y sin emisión de Fe 6.4 keV se encuentra que la abundancia de SiO en las zonas con emisión de Fe aumenta (principalmente en las nubes con velocidades entre 0 y 70 km s^{-1}) respecto a las zonas sin emisión de Fe. Este hecho sugiere que la emisión de Fe también proviene de estas nubes que tendrían una alta abundancia en fase gaseosa de elementos refractarios.

- La correlación entre SiO y Fe sugiere que ambas emisiones tienen que estar relacionadas directa o indirectamente. O bien las propias fuentes de rayos-X duros que excitan la línea de hierro provocan choques que liberan silicio a fase gaseosa o bien los propios rayos-X duros rompen pequeños granos de silicatos aumentando la abundancia de Si y SiO en fase gaseosa.

- Es difícil decir cual es el mecanismo que domina el calentamiento en las nubes del CG. Varios mecanismos pueden explicar la emisión de H_2 caliente, entre ellos la disipación de turbulencia supersónica.

  La química parece dominada por choques que aumentan la abundancia en fase gaseosa de moléculas que habitualmente están en los mantos de los granos.

  Por el contrario, la detección de líneas de estructura fina de iones de moderada y alta excitación no parece explicarse por choques sino por radiación UV, como en la región del Arco. En la interfase con el gas molecular frío debe de haber regiones PDR que podrían explicar en parte la emisión de H_2 caliente en algunas fuentes. El hecho de que en el CG el polvo esté frío no descarta un calentamiento en PDRs de G_0 moderado.

  La luminosidad actual de los rayos-X no parece ser suficiente para elevar la temperatura del gas a 150–200 K en grandes escalas espaciales.

  La confirmación de que las nubes del CG exhiben toda una gama de temperaturas excluye la posibilidad de que las temperaturas de 150–200 K se deban a un flujo de rayos cósmicos en el CG mucho mayor que el local (del que por otra parte no hay ninguna evidencia a partir de la emisión de rayos-γ).

  En la zona del Arco, donde mejor se conoce el campo magnético en el CG, no hay evidencia de que este influya en la ionización o en el calentamiento del gas.

- En cuanto a las fuentes de calentamiento, el mecanismo dominante en las nubes que se encuentran cerca de las resonancias internas de Lindblad podría ser choques a gran escala en el contexto de un potencial barrado.

  En general, la mayor parte de las propiedades de la ZMC (turbulencia, inhomogeneidad, altas temperaturas, química...) se pueden explicar si se ha producido un brote de formación estelar masiva en la ZMC hace $\sim 10^7$ años. En este contexto hay cabida tanto para choques de baja velocidad por efecto de los vientos de estrellas masivas evolucionadas como para regiones PDR y XDR causadas por la radiación de las estrellas.

Apéndice A

El amoniaco

A.1 Propiedades de la molécula

La molécula de amoniaco es un trompo simétrico. Sus niveles rotacionales de energía se pueden expresar en función del momento angular total (J) y de su proyección (K) en el eje de simetría de la molécula (K). La degeneración de espín nuclear de los niveles con K distinto de 0 y múltiplo de 3 es 2 veces mayor que la de los niveles con $K = 0$ o no múltiplo de 3. Por motivos históricos los niveles con K múltiplo de 3 se denominan *orto* y el resto de los niveles se denominan *para*. La energía de los niveles en unidades de temperatura se puede aproximar por

$$E(J,K) = BJ(J+1) + K^2(C-B) \tag{A.1}$$

con $B = 14.295362$ K y $C = 9.0665217$ K.

Las reglas de selección para transiciones dipolares son $\Delta K = 0; \Delta J \pm 1$. Por tanto los niveles de $J = K$ no se pueden desexcitar radiativamente y son metaestables. Todos los niveles rotacionales (metaestables y no-metaestables) se desdoblan en dos subniveles de similar energía por la oscilación del núcleo de nitrógeno a ambos lados del plano formado por los tres núcleos de hidrógeno. Entre estos dos subniveles con mismo J y K se producen transiciones que se suelen denominar de inversión y tienen frecuencias del orden de 24 GHz. En la Tabla A.1 se muestra la energía de algunos niveles metaestables respecto al nivel fundamental. También se encuentran en esta tabla las frecuencias y los coeficientes de desexcitación espontánea de las transiciones de inversión en esos niveles rotacionales. También se muestra en la Tabla A.1 el factor de conversión que permite obtener la población en el estado $(J, K = J)$ a partir de la intensidad integrada de la línea de inversión entre los dos subestados con esos números cuánticos.

El NH_3 se evapora de los granos de polvo a temperaturas de $\sim$75 K (Gaustad 1963; Urey 1952). Su abundancia "típica" en el medio interestelar es de $3\ 10^{-8}$ (Irvine et al. 1987). El NH_3 se fotodisocia en NH_2 y H a un ritmo que se puede expresar en función del campo de radiación incidente, G_0, y de la columna de polvo que atenúa la radiación, $A_{\rm V}$, como: $\sim 3\,10^{-10} G_0 \exp[-2.16 A_V + 1.71\,10^{-2} A_V^2]$ (véase por ejemplo Sternberg & Dalgarno 1995). La reacción por la que pierde un electrón y se ioniza es unas 6 veces más lenta.

Tabla A.1: *Parámetros de las líneas metaestables de NH_3 (Adaptada de Mauersberger 1986).*

(J,K)	Frec. GHz	Energía K	A_{inv} 10^{-7} s^{-1}	$N/(T_b\Delta v)$ cm^{-2}/ (10^{13} K km s^{-1})
(1,1)	23.694496	23.2	1.67	1.38
(2,2)	23.722631	64.1	2.23	1.04
(3,3)	23.870130	122.9	2.56	0.92
(4,4)	24.139417	199.3	2.82	0.84
(5,5)	24.532985	293.6	3.09	0.80
(6,6)	25.056025	405.6	3.38	0.76

A.2 Conversión de temperaturas de brillo a densidad de flujo

La densidad de flujo S_ν medida por la antena es la integral de la intensidad especifica o brillo de la fuente, B_ν en el ángulo sólido del haz del telescopio (Ω):

$$S_\nu = \int_{\Omega_T} B_\nu \cos\theta d\Omega \tag{A.2}$$

Para un haz gaussiano de anchura a mitad de altura θ_b, la ecuación anterior se puede escribir como:

$$S_\nu = \frac{\pi}{4\ln 2} B_\nu \theta_b^2 \tag{A.3}$$

Podemos definir la temperatura de brillo T_b de una fuente como la temperatura que debe tener un cuerpo negro con el mismo brillo a una frecuencia dada. Si B_ν es la función de Planck entonces, en el límite de Rayleigh-Jeans, T_b vendrá dada por:

$$T_b = B_\nu \frac{c^2}{2k_B\nu^2} \tag{A.4}$$

donde k_B es la constante de Boltzmann. Usando las dos últimas ecuaciones se puede escribir:

$$T_b = S_\nu \frac{4\ln 2}{\pi} \frac{c^2}{2k_B\nu^2} \theta_b^{-2} \tag{A.5}$$

Para la frecuencia de las líneas NH_3 (3, 3) y (4, 4) y para $\theta_b = 2.7'' \times 2.8''$ (haz sintetizado del VLA con pesos naturales, ver Capítulo 2) se obtiene:

$$T_{b_{33}} = 0.284 S_{\nu_{33}}(\text{mJy}) \tag{A.6}$$

$$T_{b_{44}} = 0.278 S_{\nu_{44}}(\text{mJy}) \tag{A.7}$$

A.3 Columnas de densidad

Consideremos una transición desde un nivel u a otro l. Podemos estimar la densidad de columna de moléculas en el estado l a partir de la expresión general del coeficiente

de absorción κ_ν (ver Rohlfs & Wilson 1996, p. 278):

$$\kappa_\nu = \frac{c^2}{8\pi\nu_0^2}\frac{g_u}{g_l}n_l A_{ul}[1 - \exp\frac{-h\nu_0}{k_B T_{ex}}]\varphi(\nu) \tag{A.8}$$

donde c es la velocidad de la luz, ν_0 es la frecuencia en el centro de la línea, g_u y g_l son las degeneraciones del nivel superior e inferior respectivamente, A_{ul} es el coeficiente de Einstein de la transición, h es la constante de Planck, k_B la constante de Boltzmann, T_{ex} es la temperatura de excitación y $\varphi(\nu)$ es el perfil normalizado de la línea ($\int \varphi(\nu)\mathrm{d}v = 1$). Integrando la Ecuación A.8 en frecuencia (ν) y en la línea de mira (s) se obtiene la siguiente expresión para la densidad de columna de moléculas en el estado l:

$$N_l = \frac{8\pi\nu_0^3}{c^2}\frac{g_l}{g_u A_{ul}}[1 - \exp\frac{-h\nu_0}{k_B T_{ex}}]^{-1}\int \tau dv \tag{A.9}$$

donde la opacidad τ y la densidad de columna N_l provienen de integrar κ_ν y la densidad n_l, respectivamente, a lo largo de la línea de mira. También se ha tenido en cuenta que $\int \varphi(\nu)\mathrm{d}v = 1$ y que $d\nu = \nu_0/c\, dv$. Ahora, asumiendo ETL y si la línea es ópticamente delgada ($\tau \ll 1$) y despreciando la radiación de fondo cósmica, la temperatura de brillo T_b vendrá dada por $T_b \approx T_{ex}\tau$ por tanto en el rango de validez de la aproximación de Rayleigh-Jeans ($h\nu_0 \ll k_B\ T_{\mathrm{ex}}$) se puede escribir:

$$N_l = \frac{8\pi\nu_0^2}{c^2}\frac{g_l}{g_u A_{ul}}\frac{k_B}{h}\int T_b dv \tag{A.10}$$

y sustituyendo las constantes por su valor:

$$N_l(\mathrm{cm}^{-2}) = 2.07\,10^3\frac{g_l}{g_u}\nu_0^2(\mathrm{GHz})A_{ul}^{-1}(\mathrm{s}^{-1})\int T_b dv \tag{A.11}$$

Si estamos tratando con transiciones de inversión del NH_3, se suele asumir que la población en cada nivel rotacional es el doble de la dada por expresión anterior. Teniendo esto en cuenta y sustituyendo los valores de ν y A_{ul} en la Ecuación A.11 se obtiene el factor de conversión entre la densidad de columna total del nivel rotacional y la intensidad integrada de la línea de inversión.

$$N_{33}(\mathrm{cm}^{-2}) = 2.61\,10^{12}\int S_{\nu_{33}}(\mathrm{mJy})dv(\mathrm{km\,s}^{-1}) \tag{A.12}$$

$$N_{44}(\mathrm{cm}^{-2}) = 2.34\,10^{12}\int S_{\nu_{44}}(\mathrm{mJy})dv(\mathrm{km\,s}^{-1}) \tag{A.13}$$

Asumiendo perfiles gaussianos con anchura a mitad de altura Δv las integrales se pueden sustituir por:

$$\int S_\nu dv = \sqrt{\frac{\pi}{4\ln 2}}S_\nu \Delta v \tag{A.14}$$

A.4 Temperatura rotacional y densidad de columna total

A.4.1 Líneas en emisión

Una vez conocidas las densidades de columna en los dos niveles se puede derivar una temperatura rotacional, $T_{\rm rot}$, utilizando la distribución de Boltzmann. Para el caso que nos ocupa la temperatura rotacional vendrá dada por:

$$T_{\rm rot} = \frac{E_{44} - E_{33}}{k_B} \left[\ln \frac{N_{33} g_{44}}{N_{44} g_{33}} \right]^{-1} \tag{A.15}$$

Teniendo en cuenta que el nivel (4,4) se encuentra a 199.3 K del fundamental y el (3,3) a 122.9 K, usando las Ecuaciones A.12 podemos escribir $T_{\rm rot}$ como:

$$T_{\rm rot} = 76.4 \left[\ln 0.719 \frac{\int S_{\nu_{33}} \Delta v_{33}}{\int S_{\nu_{44}} \Delta v_{44}} \right]^{-1} \tag{A.16}$$

donde $T_{\rm rot}$ vendrá dada en Kelvins, las densidades de flujo en mJy y la anchura de las líneas en km s^{-1}.

El error en la temperatura rotacional debido a los errores en la determinación de los flujos de las líneas a partir de ajustes gaussianos se puede expresar como:

$$\Delta T_{\rm rot} = \frac{T_{\rm rot}^2}{76.4} \sqrt{\left(\frac{\Delta(\Delta v_{33})}{\Delta v_{33}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta(\Delta v_{44})}{\Delta v_{44}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta S_{\nu_{33}}}{S_{\nu_{33}}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta S_{\nu_{44}}}{S_{\nu_{44}}} \right)^2} \tag{A.17}$$

A.4.2 Líneas en absorción

Suponiendo que la temperatura de excitación $T_{\rm ex}$ es mucho menor que la del continuo (T_c), la temperatura de la línea de absorción (T_L) de una nube de gas que está delante de una región de continuo vendrá simplemente dada por:

$$T_L = T_c(1 - \exp(-\tau)) \tag{A.18}$$

Por lo tanto, una vez medida la temperatura del continuo y de la línea se puede estimar la opacidad. Como hemos visto más arriba en el caso ópticamente delgado $N_{jk} \propto \tau_{jk} T_{{\rm ex}jk}$. Si tenemos dos líneas termalizadas, por ejemplo NH_3 (3, 3) y (4,4), entonces $T_{\rm ex33} = T_{\rm ex44}$=$T_{\rm rot}$ y así el cociente entre las poblaciones de los dos niveles rotacionales vendría dado por el cociente entre las dos opacidades. Utilizando ahora la Ecuación A.15 podemos determinar una $T_{\rm rot}$.

A.5 Columna de densidad total

Una vez determinada $T_{\rm rot}$ podemos calcular la densidad de columna total, N_T, en todos los niveles metaestables asumiendo que la temperatura de excitación de todos ellos es T=$T_{\rm rot}$

$$N_T = \sum_{ii=00}^{\infty} N_{ii} = \frac{N_{33}}{g_{33}} \sum_{ii=00}^{\infty} g_{ii} \exp\left(\frac{E_{33} - E_{ii}}{k_B T} \right) \tag{A.19}$$

En la práctica, bastará con efectuar la suma de los seis o los siete primeros niveles. Si los niveles no-metaestables no están apreciablemente poblados está será densidad de columna total, en el caso contrario hay que que evaluar la función de partición Z

$$Z = \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{J} g_{jk} \exp\left(\frac{-E_{jk}}{k_B T}\right) \tag{A.20}$$

La densidad de columna total vendría entonces dada en función de la densidad de columna de moléculas en el estado (j, k) por:

$$N_T = \frac{N_{jk} Z}{g_{jk}} \exp\left(\frac{E_{jk}}{k_B T}\right) \tag{A.21}$$

Apéndice B

El hidrógeno molecular

B.1 Propiedades de la molécula y notación

La física de la molécula se encuentra descrita en detalle en los artículos de revisión de Field et al. (1966) y Shull & Beckwith (1982). Aquí sólo vamos a discutir algunos aspectos particulares.

El peso estadístico de cada nivel rotacional es función del número cuántico rotacional y del de espín nuclear. Los dos núcleos son fermiones idénticos. Por tanto, para conservar la antisimetría de la función de ondas total respecto al intercambio de nucleones, sólo es posible una combinación de espines nucleares para cada nivel rotacional. En el nivel electrónico fundamental todos los niveles con J impar (función de ondas de rotación antisimétrica) son tripletes de espín nuclear (espín nuclear total 1, simétricas) y se suelen denominar en conjunto como *orto*-hidrógeno. Los niveles con J par son singletes de espín nuclear (espín nuclear total 0) y se denominan *para*-hidrógeno. Por tanto, el peso estadístico de un nivel J en el estado electrónico fundamental es $3(2J+1)$ si J es impar y $(2J+1)$ si J es par.

Por el carácter homonuclear del H_2, las transiciones dipolares eléctricas están prohibidas, pero no las transiciones cuadrupolares cuyas reglas de selección son $\Delta J = 0, \pm 2$ (siempre que no sea $J = 0 \rightarrow 0$). Debido a la anarmonicidad de las funciones del potencial electrónico no hay ninguna regla de selección estricta en Δv. La notación para una transición de (v_i, J_i) a (v_f, J_f) es $(v_i - v_f)$ O(J_f), $(v_i - v_f)$ Q(J_f) y $(v_i - v_f)$ S(J_f) para $J_f - J_i = 2, 0, -2$, respectivamente. Las transiciones con $\Delta v = \pm 1$ tienen energías ~ 0.5 eV y longitudes de onda en torno a 2 μm. Las líneas rotacionales puras (0–0) S(J) se suelen denominar simplemente por S(J), sus longitudes de onda están entre las 3 y las 28 μm.

La Tabla B.1 lista algunas propiedades de los niveles rotacionales más bajos de la molécula de H_2 y de las transiciones que tienen lugar entre ellos. Como el H_2 tiene un momento de inercia muy pequeño los niveles rotacionales están muy espaciados. El primer nivel que da lugar a una línea de emisión observable está a 510 K sobre el fundamental. Por ello el H_2 traza gas con temperaturas de varios cientos de grados. Como se trata de transiciones cuadrupolares, las probabilidades de desexcitación espontánea , A_{if}, son bastante pequeñas. Las densidades críticas que se muestran en la Tabla B.1 indican que las transiciones rotacionales puras más bajas no necesitan

Tabla B.1: *Energías de los primeros niveles rotacionales del* H_2. *Ritmos de desexcitación espontánea y densidades críticas para las transiciones de* J *a* $J-2$.

J	$E_J^{\rm a}$ K	$A^{\rm b}_{J,J-2}$ s^{-1}	$n_{\rm crit}(H)^{\rm c}$ cm^{-3}	$n_{\rm crit}(H_2)^{\rm c}$ cm^{-3}
0	0	...	...	...
1	170	...	...	...
2	510	$2.9\,10^{-11}$	$1.3\ 10^{2}$	12
3	1015	$4.8\,10^{-10}$	$1.4\ 10^{3}$	$2.1\ 10^{2}$
4	1682	$2.8\,10^{-9}$	$1.2\ 10^{4}$	$2.0\ 10^{3}$
5	2504	$9.8\,10^{-9}$	$5.2\ 10^{4}$	$1.4\ 10^{4}$
6	3476	$2.6\,10^{-8}$	$2.2\ 10^{5}$	$7.8\ 10^{4}$
7	4587	$5.9\,10^{-8}$	$4.9\ 10^{5}$	$3.5\ 10^{5}$
8	5832	$1.1\,10^{-7}$	$1.3\ 10^{6}$	$1.2\ 10^{6}$
9	7199	$2.0\,10^{-7}$	$2.0\ 10^{6}$	$3.4\ 10^{6}$

[a] *Mandy & Martin (1993)*

[b] *Turner et al. (1977)*

[c] *Densidades críticas a la temperatura de 500K (Le Bourlot et al. 1999); los coeficientes para las colisiones* H_2-H_2 *se pueden encontrar en Flower (98) y para las colisiones* H-H_2 *en Mandy & Martin (1993). Otras referencias se pueden encontrar en Le Bourlot et al. (1999).*

grandes densidades para excitarse.

B.2 Columnas de densidad y temperaturas de excitación

Las probabilidades de las transiciones cuadrupolares son pequeñas. Por ello las líneas no suelen tener problemas de opacidad. Sin embargo, debido a que la emisión se produce en el infrarrojo medio y cercano, el polvo interestelar sí absorbe los fotones emitidos por estas líneas. Por tanto, la intensidad *observada* de la línea emitida por la transición desde i a f se puede escribir simplemente como:

$$I_{if} = (A_{if} E_{if} N_i e^{-\tau_{if}})/4\pi \ [\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}] \qquad \text{(B.1)}$$

donde E_{if} es la energía de la transición (erg), N_i es la densidad de columna (cm^{-2}) de moléculas en el nivel superior y τ_{if} es la opacidad del polvo a la frecuencia de la transición. Como A_{if} y E_{if} son conocidos e I_{if} es observable, si estimamos la extinción que provoca el polvo podremos determinar N_i. Y observando varias transiciones podemos derivar temperaturas de excitación entre pares de niveles usando la ecuación de Boltzmann. Cuando se observan varias líneas es útil representar los resultados en un diagrama de poblaciones, es decir, representar el logaritmo de las poblaciones en cada nivel divididas por la degeneración del nivel frente a la energía del mismo. En el caso en que la emisión del gas se pueda caracterizar por una distribución de Boltzmann el

diagrama de poblaciones lógicamente será una línea recta con pendiente inversamente proporcional a la temperatura. Si la emisión observada proviene de varias componentes de gas con distintas temperaturas el diagrama de poblaciones mostrará un curva en vez de una línea recta. Por ejemplo, en la Figura B.1 se muestra el diagrama de poblaciones que se obtiene al integrar la emisión de H_2 a lo largo del perfil continuo de temperaturas y de abundancias de H_2 de una PDR (Burton et al. 1990) suponiendo que la emisión está en ETL a cada temperatura.

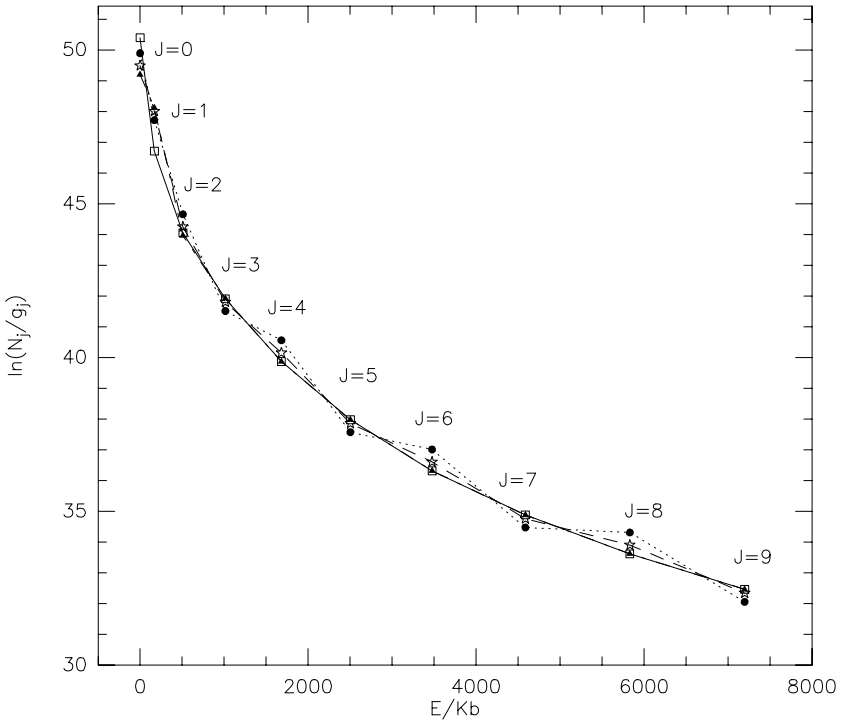


Figura B.1: *Diagrama de poblaciones para los nueve primeros niveles rotacionales puros del* H_2 *obtenido calculando la emisión total a lo largo del perfil de temperaturas en una PDR hallado por Burton et al. (1990). Los cuadrados representan la distribución en equilibrio termodinámico local. Triángulos, estrellas y círculos han sido hallados considerando* orto- *y* para-H_2 *como dos especies diferentes con ROP=3,2 y 1 respectivamente (ver Sección B.4.2).*

B.3 Excitación

Para comparar con nuestros datos se han calculado diagramas de poblaciones a partir las predicciones de modelos de choques y de regiones PDR. La Figura B.2 muestra los diagramas de poblaciones que se derivan de algunos de los modelos de choques-C de Draine et al. (1983). Los parámetros de los modelos representados se indican en la Tabla B.2. Las densidades n son densidades totales de núcleos de hidrógeno, es decir, $n = n(\mathrm{H}) + 2n(\mathrm{H_2})$. Hemos calculado las temperaturas de excitación entre los niveles $J = 3$ y $J = 2$, T_{32}. Sus valores también constan en la Tabla B.2. Se puede observar que dos choques con la misma velocidad producen diagramas de poblaciones con la

Tabla B.2: *Parámetros de los modelos de Draine et al. (1983) representados en la Figura B.2. Velocidad del choque, densidad antes del paso del choque e intensidad del campo magnético. También se muestra la temperatura de excitación T_{32} estimada a partir de los modelos.*

Modelo	v km s^{-1}	$\log(n)$ $\log($ cm$^{-3})$	B mG	T_{32} K
1	10	6	0.5	320
2	20	6	0.5	414
3	30	6	0.5	621
4	10	6	1	236
5	20	6	1	414
6	30	6	1	469
7	10	4	0.05	320
8	20	4	0.05	591
9	30	4	0.05	537
10	10	4	0.1	236
11	20	4	0.1	487
12	30	4	0.1	414

misma pendiente (misma temperatura) pero la emisión aumenta con la densidad del gas (compárese por ejemplo los modelos 1 y 7). Comparando modelos con la misma velocidad y densidad pero distinto valor del campo magnético (por ejemplo el 1 y el 4) se observa que cuando la intensidad del campo aumenta, la temperatura del H_2 disminuye pero la cantidad de gas caliente es mayor. Esto probablemente se deba al efecto del precursor magnético. Hay una mayor cantidad de gas en cada instante que se "entera" de la presencia del choque pero la energía del mismo es similar y por tanto el gas se calienta menos.

La Figura B.3 muestra los diagramas de poblaciones que se derivan de algunos de los modelos de choques-J de Hollenbach & McKee (1989). Los parámetros de los modelos representados se indican en la Tabla B.3. Los resultados para $v < 30$ km s^{-1} se han derivado de la extensión de los modelos de Hollenbach & McKee (1989) realizada por Burton et al. (1992). Las T_{32} que hemos calculado también constan en la Tabla B.3. Los diagramas de poblaciones son considerablemente más complejos que los derivados para choques-C porque los choques-J de ciertas velocidades disocian las moléculas de H_2. El efecto es más notorio para densidades bajas porque la velocidad de reformación del H_2 en la región post-choque es entonces menor. Para gas denso la propia reformación del H_2 es una importante fuente de calentamiento.

En la Figura B.4 aparecen los diagramas de poblaciones que hemos obtenido combinando los resultados de los modelos de regiones PDR de Burton et al. (1990) y Burton et al. (1992). Los parámetros de los modelos se muestran en la Tabla B.4. Se puede apreciar que la temperatura de excitación de los niveles bajos depende débilmente del campo incidente siendo fundamentalmente función de la densidad. Esto se debe a que para $G_0/n < 1$ cm^3 la transición H/H_2 está dominada por el auto-apantallamiento del

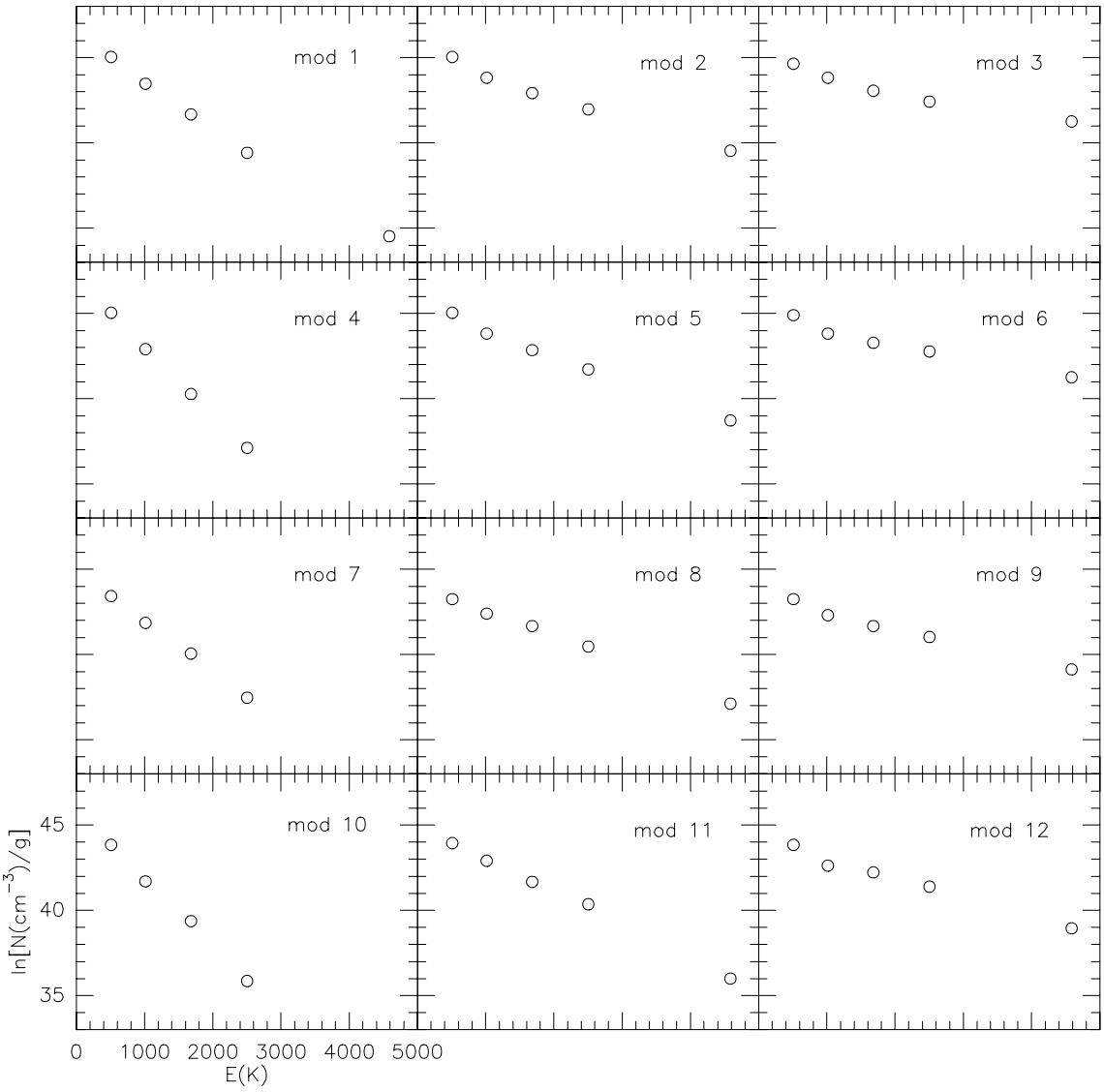


Figura B.2: *Diagramas de poblaciones obtenidos a partir de los modelos de choque de tipo-C de Draine et al. (1983)*

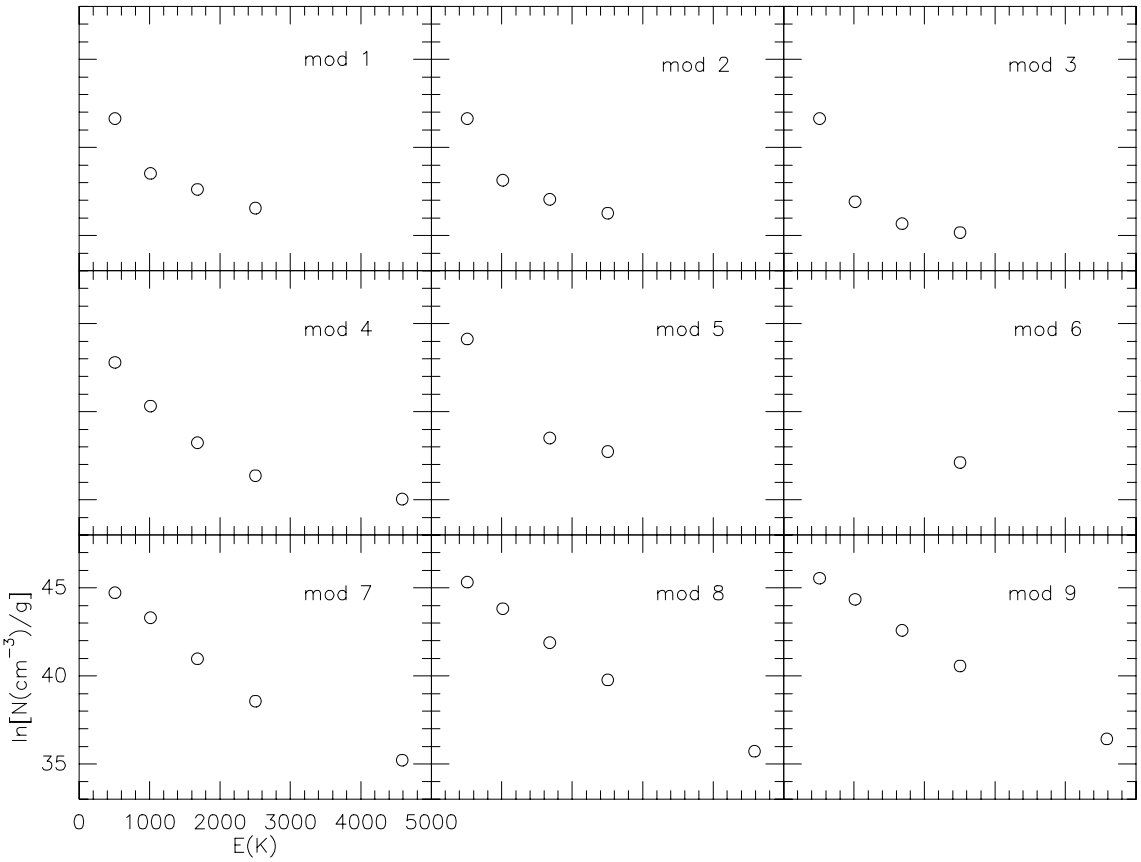


Figura B.3: *Diagramas de poblaciones obtenidos a partir de los modelos de choque de tipo-J de Hollenbach & McKee (1989).*

Tabla B.3: *Parámetros de los modelos de Hollenbach & McKee (1989) representados en la Figura B.3. Velocidad del choque y densidad antes del paso del choque. También se muestra la temperatura de excitación T_{32} estimada a partir de los modelos.*

Modelo	v km s^{-1}	log(n) log(cm^{-3})	T_{32} K
1	10	4	162
2	20	4	144
3	30	4	106
4	130	4	203
5	10	6	...
6	20	6	...
7	30	6	355
8	50	6	335
9	120	6	421

Tabla B.4: *Parámetros de los modelos de Burton et al. (1990, 1992) representados en la Figura B.4. Densidad, campo UV-lejano incidente en unidades del campo de Habing (1968) y temperatura de excitación* T_{32}.

Modelo	$\log(n)$ $\log(\ \mathrm{cm}^{-3})$	$\log(G_0)$	T_{32} K
1	3	3	130
2	4	3	150
3	5	3	140
4	6	3[a]	140
5	6	3[b]	110
6	7	3[a]	160
7	7	3[b]	100
8	3	4	150
9	4	4	180
10	5	4	220
11	6	4	260
12	7	4	310
13	3	5	160
14	4	5	200
15	5	5	260
16	6	5	310
17	7	5	320

[a] *Solución de alta temperatura (véase Burton et al. 1990)*

[b] *Solución de baja temperatura (véase Burton et al. 1990)*

H_2 en vez de por el apantallamiento debido al polvo (Hollenbach & Tielens 1997). De este modo, al aumentar la densidad, la formación del H_2 ocurre cada vez en capas más externas de la PDR y por tanto más calientes. Las líneas que se originan en niveles de J alto son más sensibles al campo incidente (compárese los modelos 10 y 15) porque provienen del gas más caliente y la temperatura máxima que se alcanza en las regiones externas de una PDR es mayor para valores altos de G_0 independientemente del cociente G_0/n (ver Tielens & Hollenbach 1985; Hollenbach et al. 1991).

B.4 La razón *orto/para*

La ROP, R, es el cociente entre la población total del *orto*-H_2 y la de *para*-H_2

$$R = \frac{N_T^o}{N_T^p} \tag{B.2}$$

La población en un estado *para*, i, vendrá dada de la forma habitual por:

$$N_i^p = \frac{N_T^p}{Z^p} g_i e^{\frac{-E_i}{KT}} \tag{B.3}$$

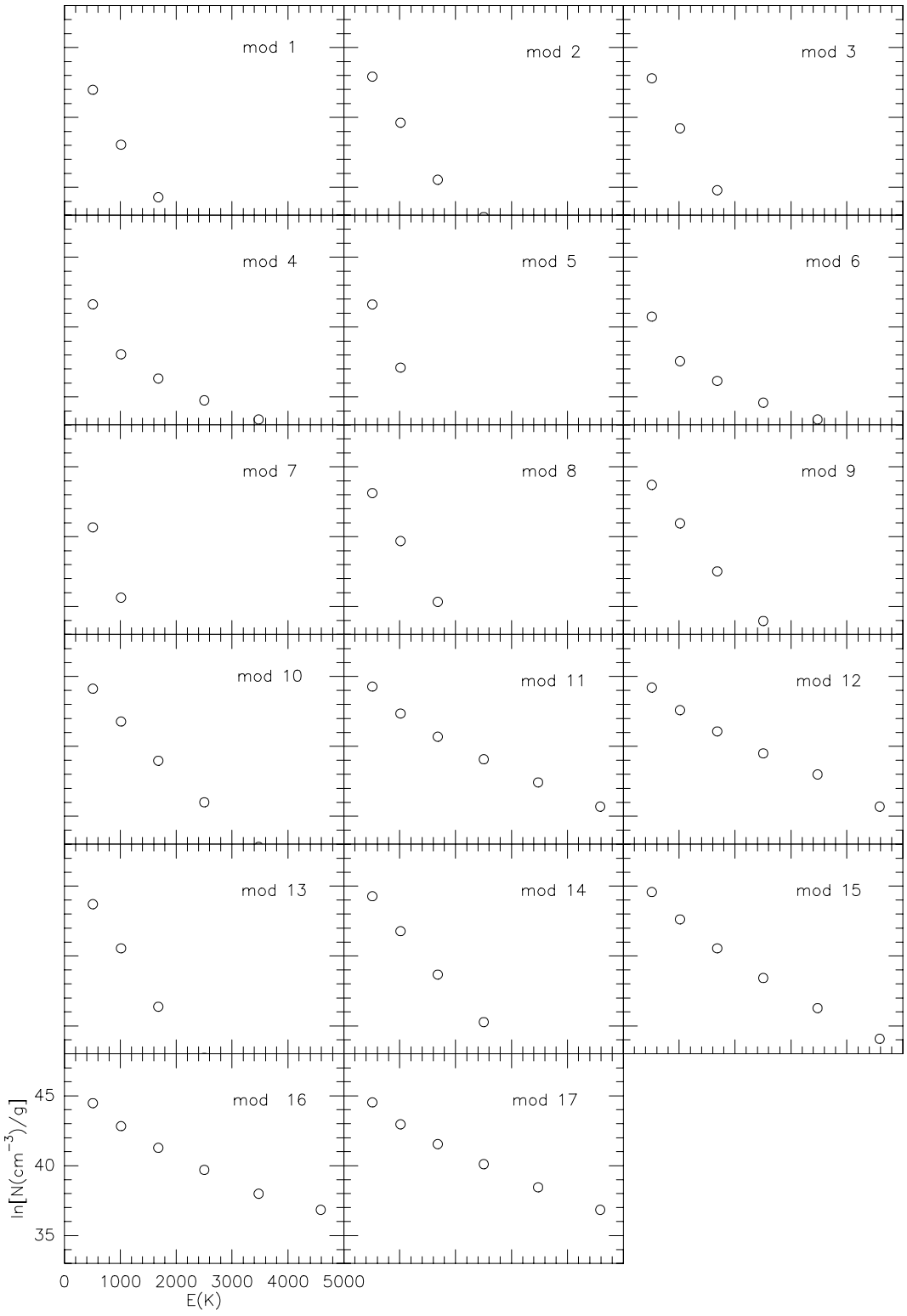


Figura B.4: *Diagramas de poblaciones obtenidos a partir de los modelos de PDRs de Burton et al. (1990, 1992)*

donde la función de partición *para* es:

$$Z^p = \sum_{i\,\mathrm{par}} g_i e^{\frac{-E_i}{KT}} \tag{B.4}$$

Para cualquier estado *orto* se puede derivar unas expresiones equivalentes en términos de N_T^o y Z^o. Por otro lado, si *orto* y *para*-H_2 están en equilibrio podemos escribir la población en cualquier estado (*orto* o *para*) como:

$$N_i = \frac{N_T}{Z} g_i e^{\frac{-E_i}{KT}} \tag{B.5}$$

Donde la función de partición Z vendrá dada por:

$$Z = \sum_{i=0}^{\infty} g_i e^{\frac{-E_i}{KT}} \tag{B.6}$$

Comparando las Ecuaciones B.3 y B.5 se deduce que:

$$\frac{N_T}{Z} = \frac{N_T^p}{Z^p} = \frac{N_T^o}{Z^o} \tag{B.7}$$

y por lo tanto la ROP en equilibrio se puede escribir a partir de la Ecuación B.2 como:

$$R = \frac{Z^o}{Z^p} = \frac{\sum_{i\,\mathrm{impar}} g_i e^{\frac{-E_i}{KT}}}{\sum_{i\,\mathrm{par}} g_i e^{\frac{-E_i}{KT}}} \tag{B.8}$$

donde, como ya hemos dicho, $g_i = 2i+1$ si i es par y $g_i = 3(2i+1)$ si i es impar. La Figura B.5 se muestra la ROP de equilibrio en función de la temperatura obtenida a partir de la Ecuación B.8. Está función es aproximada porque se ha obtenido sumando solamente sobre niveles rotacionales, sin embargo es casí igual a la que se obtiene si tomásemos toda la estructura de niveles del H_2. Para $T \geq 200$ K, la ROP tiende asintóticamente a un valor de 3, que es justo la razón entre las degeneraciones de espín. Para temperaturas menores la ROP desciende, ya que en el límite $T = 0$ todas las moléculas estarían en el nivel J=0, que es *para*-H_2, con lo que la ROP sería 0.

B.4.1 Procesos de conversión *orto-para* y razón de equilibrio

Ningún proceso radiativo puede lugar a conversión *orto-para*. En particular, las transiciones en las bandas de Lyman y Werner en regiones PDR o las transiciones rovibracionales no pueden provocar conversión *orto-para*. Sí puede haber conversión gracias a colisiones que cambien el espín como son los procesos de intercambio de protones y las colisiones reactivas con hidrógeno atómico. Estos procesos se han discutido ya en detalle en el Capítulo 4.

Una tercera vía de conversión *orto-para* son las reacciones de intercambio en la superficie de los granos. Habitualmente se considera que no es probable que estas reacciones alteren la ROP significativamente (Burton et al. 1992; Sternberg & Neufeld 1999). Sin embargo, recientemente Le Bourlot (2000) ha modelizado estas reacciones

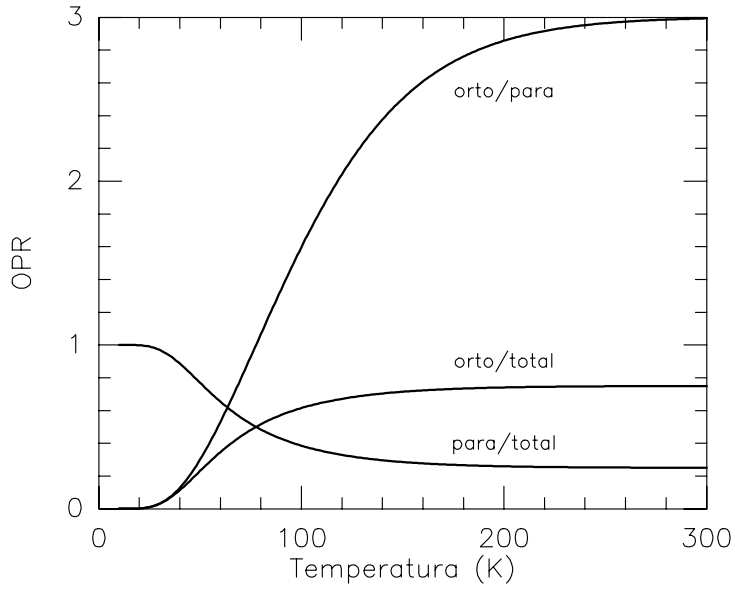


Figura B.5: *Razón* orto-para *de equilibrio en función de la temperatura. También se muestran las fracciones de* orto-H_2 *y* para-H_2 *respecto al total*

pues los resultados de laboratorio indican que de hecho, el tiempo de conversión *orto-para* en la superficie de los granos es muy corto, del orden de 1 minuto. Por tanto, la eficiencia del proceso depende fundamentalmente de si la molécula de H_2 permanece en la superficie de los granos un tiempo comparable al tiempo de conversión. El tiempo de permanencia en el grano depende de la temperatura de los granos y de la energía de ligadura del H_2 al manto del grano. La energía de ligadura varía de 100 K sobre una capa de H_2, a $\sim$500 K si el manto es de H_2O, CH_3OH o de carbono amorfo y llega hasta 800 K sobre un grano desnudo. Le Bourlot (2000) ha mostrado que para energías de ligadura de 800 K la conversión *orto-para* en los granos es efectiva si su temperatura es menor de 25 K. Por el contrario, si la energía de ligadura de las moléculas de H_2 a los granos es de sólo 100 K, la temperatura de estos debe ser menor que 3 K para que haya conversión. Le Bourlot (2000) sostiene que la conversión *orto-para* en los granos de polvo puede ser un mecanismo competitivo en PDRs de bajo G_0, donde el polvo esta muy frío.

Independientemente de cuales sean los mecanismos de conversión, cuando estos son suficientemente rápidos, la razón de abundancias *orto/para* alcanza el equilibrio termodinámico local (LTE) y *orto-* y *para*-H_2 se comportan a todos los efectos como una sola especie y la ROP es sólo función de la temperatura según muestra la Figura B.5.

B.4.2 Razones *orto/para* de no-equilibrio

Un diagrama de poblaciones en forma de zig-zag es una clara indicación de que la ROP no está en equilibrio. La Figura B.1 muestra diagramas de poblaciones obtenidos calcu-

lando la emisión total de H_2 en una región con el perfil de temperaturas y abundancias de H_2 de la PDR de Burton et al. (1990). Considerando que la ROP está en equilibrio a la temperatura del gas se obtiene una curva suave para el diagrama de poblaciones (cuadrados y línea de puntos). Por el contrario, considerando *orto*- y *para*-H_2 como dos especies diferentes con una ROP de 2 (estrellas) y 1 (círculos) se obtienen diagramas de poblaciones en forma de zig-zag. También se muestra el diagrama de poblaciones obtenido considerando *orto*- y *para*-H_2 como dos especies diferentes con una ROP de 3 (triángulos). Como a la temperatura del gas caliente en esta PDR la ROP de equilibrio es 3, las diferencias entre considerar que la ROP está en equilibrio o considerar que tiene un valor constante de 3 sólo se pueden apreciar en las poblaciones de los niveles más bajos ($J = 0, 1$), pues corresponden a gas relativamente frío para el que la ROP de equilibrio es menor que 3.

Si la ROP no está en equilibrio, la temperatura T_{ij} derivada entre un nivel *orto*, i, y otro *para*, j, no es una verdadera temperatura de excitación rotacional, T. Si podemos estimar T, por ejemplo observando dos niveles *para*, podremos estimar la ROP en función de ambas temperaturas, T y T_{ij}, y de la ROP en equilibrio a la temperatura T tal y como se describe a continuación.

Las poblaciones *orto* y *para* totales serán:

$$N_T^o = Z^o(T)\frac{N_i}{g_i}e^{\frac{E_i}{KT}} \tag{B.9}$$

$$N_T^p = Z^p(T)\frac{N_j}{g_j}e^{\frac{E_j}{KT}} \tag{B.10}$$

y la ROP, R:

$$R = \frac{N_T^o}{N_T^p} = \frac{Z^o(T)}{Z^p(T)}\frac{N_i g_j}{N_j g_i}e^{\frac{E_i - E_j}{KT}} \tag{B.11}$$

que en función de la ROP en equilibrio a la temperatura T, $R(T)_{\rm LTE} = \frac{Z^o(T)}{Z^p(T)}$, y de la temperatura de excitación entre el nivel i y el j, T_{ij} ($\frac{N_i g_j}{N_j g_i} = e^{\frac{-(E_i - E_j)}{KT_{ij}}}$) se puede escribir como:

$$R = R(T)_{\rm LTE} \exp\left[(E_i - E_j)\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{ij}}\right)\right] \tag{B.12}$$

B.4.3 La evolución de la ROP en nubes oscuras, PDRs y material chocado

Imaginemos que el H_2 se forma en los granos de polvo de una nube fría ($T \sim 30$ K) y es expulsado a fase gaseosa con ~ 3. ¿Cuanto tiempo tardaría la ROP en alcanzar el equilibrio a la temperatura del gas (ROP(30 K)$<$ 0.1)? Flower & Watt (1984) han analizado este caso teniendo en cuenta la química y la tasa de ionización por rayos cósmicos, $\zeta_{\rm RC}$, encontrando que en nubes con $10^4 < n(H_2) < 10^5$ cm^{-3} y $\zeta_{\rm RC} \sim 10^{-17} - 10^{-18}$ s^{-1} (que en el modelo de Flower & Watt implican densidades de protones de 10^{-4}–10^{-5} cm^{-3}, adecuadas para nubes oscuras), se necesitan al menos $10^7 - 10^8$ años (Fig. B.6). Obviamente a mayor flujo de rayos cósmicos menos tiempo se necesita porque aumenta la densidad de protones. Si la nube es menos densa también

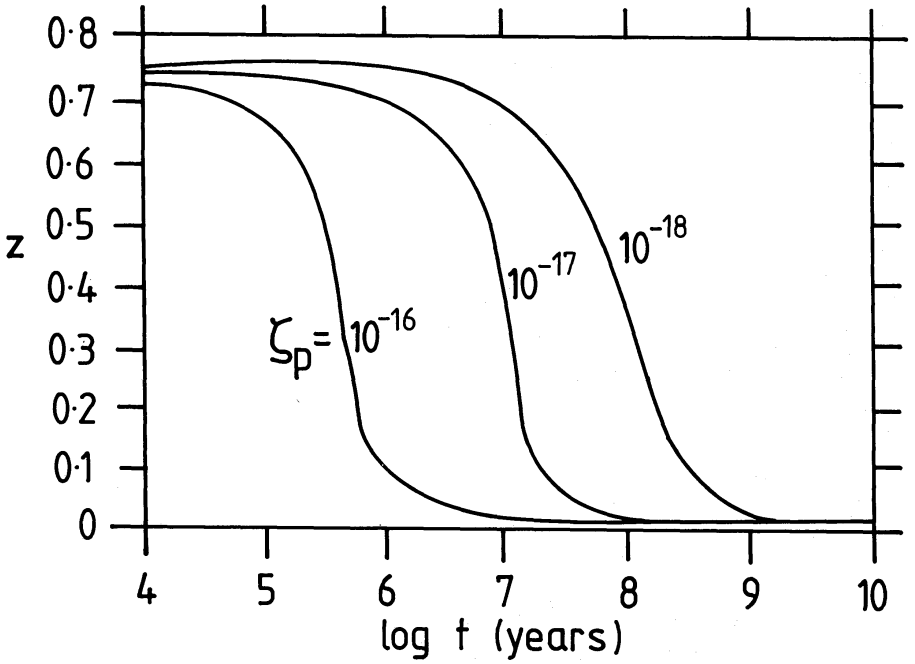


Figura B.6: *La razón $z = n(orto)/n(H_2)$ en función de la edad (log t (años)) y de la tasa de ionización primaria por rayos cósmicos, $\zeta(s^{-1})$. La densidad de la nube es $n(H_2)=10^4$ cm^{-3} y la temperatura cinética es T=30 K. (Figura de Flower & Watt 1984)*

se necesitaría menos tiempo pues aumenta el efecto de la radiación UV. En cualquiera de los casos el tiempo mínimo necesario es 10^6 años.

Timmermann (1998) y Wilgenbus et al. (2000) han estudiado el comportamiento de la ROP en choques tipo-C de baja velocidad. La abundancia de H^+ en estos choques es pequeña, como en la nube inicial, y la temperatura que se alcanza no es suficiente para que las colisiones reactivas con átomos de H sean efectivas. Por tanto, si la ROP inicial es bastante diferente de 3, el tiempo en que el H_2 está caliente por efecto del choque puede no ser suficiente para que se alcance el equilibrio. Nótese que el H_2 sólo es observable mientras su temperatura es > 100 K. Sólo los choques que son capaces de aumentar apreciablemente la temperatura del gas y la abundancia de H llevarán la ROP al equilibrio. Como hemos visto, en ese caso las colisiones reactivas con H son muy efectivas para la conversión *orto-para*. Según Timmermann, para que se alcance una ROP de 3 son necesarios choques de $v > 20$ km s^{-1} para $n \lesssim 10^3$ cm^{-3} o bien de $v \geq 25$ km s^{-1} para densidades mayores. Los modelos de Wilgenbus et al. predicen menores abundancias de protones y de hidrógeno atómico en el gas chocado pero la velocidad mínima necesaria para una conversión *orto-para* eficaz sigue siendo de $\sim$25 km s^{-1}. Wilgenbus et al. también han estudiado la conversión en choques-J. En estos choques los procesos de conversión son muy rápidos por las altas temperaturas que se obtienen, sin embargo el gas chocado es muy denso y su enfriamiento muy eficiente de modo que la la ROP no llega a 3 si la velocidad del choque es menor que 10 km s^{-1}.

La Figura B.7 muestra los diagramas de poblaciones que hemos obtenido a partir de los modelos 2 y 3 de Timmermann (1998) cuyos parámetros básicos listamos en la Tabla B.5. La ROP antes del choque era 1. En la tabla también aparece la tem-

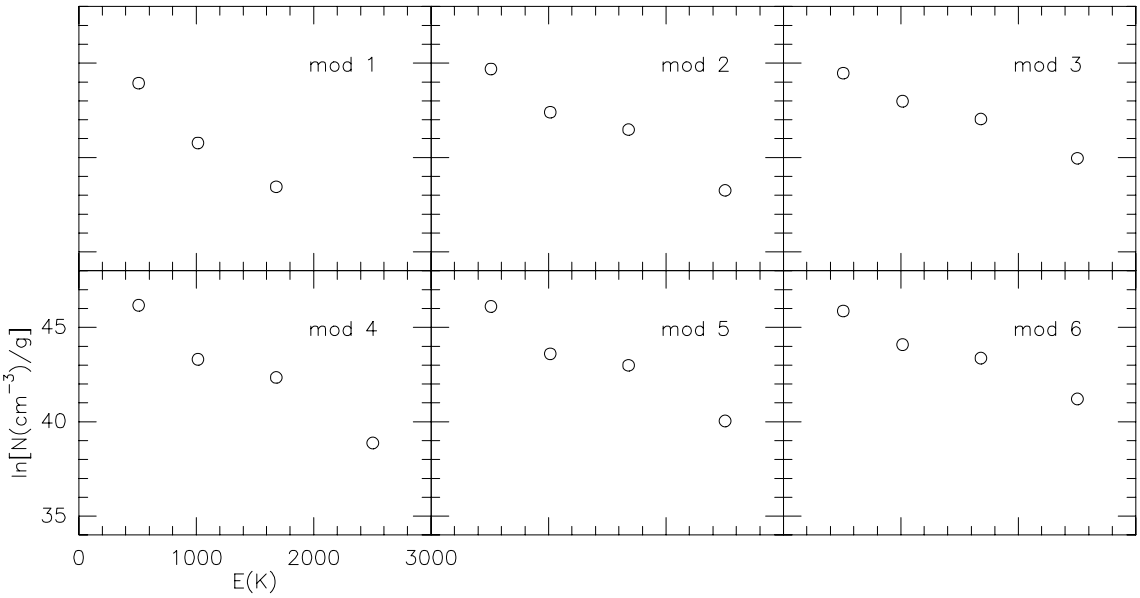


Figura B.7: *Diagramas de poblaciones obtenidos a partir de los modelos de choques de Timmermann (1998) con ROP=1 antes del choque.*

peratura de excitación T_{32}. En este caso esta temperatura no es una temperatura de excitación rotacional, porque como se puede ver la ROP no ha alcanzado el equilibrio y los diagramas de poblaciones son tipo zig-zag, aunque menos marcado según aumenta la velocidad.

En regiones PDR, la evolución de la ROP es diferente. Como se discute en Fuente et al. (1999), en las capas expuestas a la radiación el H_2 es disociado en menos tiempo que el necesario para que la ROP alcance el equilibrio por colisiones con H (el ritmo de disociación en la superficie de la PDR es $\sim 5\ 10^{-11}\ G_0\ s^{-1}$). De este modo, si después de formarse pasa a fase gaseosa con ROP< 3, nunca llegará al valor de equilibrio a alta temperatura. En el interior de la nube, suponiendo que el H_2 se forma a la misma

Tabla B.5: *Parámetros de los modelos de Timmermann (1998) representados en la Figura B.7. Velocidad del choque, densidad antes del paso del choque y temperatura de excitación entre los niveles $J = 3$ y $J = 2$.*

Modelo	v km s^{-1}	log(n) log(cm^{-3})	T_{32} K
1	10	4	160
2	15	4	220
3	20	4	340
4	10	6	180
5	15	6	200
6	20	6	280

velocidad que se destruye, se encuentra que el tiempo de conversión es similar al tiempo de vida medio de la molécula, en consecuencia la ROP debe ser 3. Sin embargo, ésto es la tendencia contraria a la que se se observa en NGC 7023, donde el gas menos caliente (∼200 K) muestra mayores diferencias respecto a la ROP de equilibrio que el gas a ∼700 K. Además, en este escenario estático se esperaría también que otras PDRs presentasen una ROP de no equilibrio y sin embargo, NGC 7023 fué el primer caso conocido (ahora se conoce alguno más como la PDR de ρ Oph). Por ejemplo, usando las líneas rotacionales puras, en S140 no se encuentra ninguna evidencia de no equilibrio. La diferencia en el caso de NGC 7023 (véase Fuente et al. 1999) puede ser que debido a un flujo de H I detectado por Fuente et al. (1998) el frente de ionización puede ser dinámico. De ese modo estaría entrando continuamente gas frío con ROP<3 en la la PDR. Allí el gas se calentaría a temperaturas de varios cientos de grados pero abandonaría de nuevo la PDR antes de que la ROP alcanzase en valor de equilibrio a la nueva temperatura. En este escenario, el gas que tendría una menor ROP sería el que se haya incorporado más recientemente a la PDR, que es también el gas menos caliente. Este comportamiento sí que es consistente con lo observado en NGC 7023. Por tanto, en una PDR dinámica nuevamente tenemos un calentamiento transitorio del H_2, como en el caso de los choques estudiados por Timmermann.

Por último, hay que señalar la confusión que existe en la literatura entre la ROP *observada* y la *razón de abundancias orto/para*. En PDRs es posible observar ROP<3 usando líneas vibracionales pero no se corresponden a verdaderas razones de abundancias *orto/para* menores que 3. Son consecuencia de que el ritmo de bombeo del *orto*-H_2 es menor que el del *para*-H_2 debido a que el *orto*-H_2 se auto-apantalla con más eficiencia que el *para*-H_2.

B.5 Formación

Prácticamente todo el H_2 se forma en la superficie de los granos (véase, por ejemplo, Shull & Beckwith 1982). La tasa de formación depende del ritmo de colisiones entre átomos de H y granos de polvo, de la probabilidad de que los átomos sean absorbidos, de la movilidad y el tiempo de permanencia en la superficie y de la probabilidad de que la molécula sea eyectada una vez formada. El ritmo de formación es $R \approx 3\,10^{-18} T^{1/2} n\ \mathrm{s}^{-1}$, donde n es la densidad total de núcleos de hidrógeno en cm^{-3}. La expresión general depende también de la temperatura de los granos (Hollenbach & McKee 1979). La formación es un proceso rápido si la temperatura de los granos es menor de 100 K. Por encima de ese valor los átomos se evaporan de la superficie antes de asociarse. La reacción de formación de la molécula de H_2 es muy exotérmica pues la energía de ligadura, E_{dis}, del H_2 es ~ 4.5 eV. De esta energía aproximadamente 1/3 va a parar al grano, 1/3 a la energía de translación de la molécula y el 1/3 restante se transforma en excitación ro-vibracional del H_2 según una distribución de Boltzmann a la temperatura $T_{\mathrm{form}} = (1/3)E_{\mathrm{dis}}/k = 1.73 \times 10^4$ K (Black & Dalgarno 1976, Black & van Dishoeck 1987). Se cree que al formarse a temperaturas tan elevadas, la ROP de formación es 3. Sin embargo, la formación del H_2 en los granos de polvo dista mucho de ser entendida en su totalidad. Por ejemplo, no se sabe a ciencia cierta si después de formarse es eyectado

con la ROP con la que se formó (3) o bien se alcanza el equilibrio a la temperatura del grano (normalmente $\ll$ 100 K) antes de pasar a fase gaseosa con lo que la ROP sería menor que 3. El estado de excitación del H_2 cuando sale del grano depende de si se ha formado sobre hielos de agua y materiales poliméricos carbonáceos o de si se forma en material carbonáceo aromático. En el primer caso el H_2 quedaría en estados vibracionalmente excitados, mientras que en el segundo quedaría en estados de poca excitación (Duley & Williams 1993).

La formación del H_2 por asociación de dos átomos de H en fase gaseosa no puede ocurrir porque la molécula no podría deshacerse de la energía sobrante, es por ello que se necesitan los granos para catalizar la reacción. Sin embargo, sí son posibles otras reacciones en fase gaseosa del tipo

$$H_3^+ + X \longrightarrow HX^+ + H_2 \tag{B.13}$$

donde X es O, CO, N_2 o e^-. Estos procesos son el 90% de los que ocurren en fase gaseosa, pero en general no pueden competir con la formación en la superficie de los granos.

Pirronello (1987) ha sugerido que el H_2 puede formarse en fase gaseosa cuando compuestos ricos en H son irradiados por rayos cósmicos y que este mecanismo puede ser competitivo cuando los granos están calientes, pues entonces, como ya hemos dicho, el tiempo de permanencia de los átomos de H en la superficie de los granos es corto, ya que se evaporan rápidamente.

Apéndice C

Calentamiento y enfriamiento del medio interestelar

En este capítulo vamos a ver los principales agentes que calientan y enfrían el gas interestelar. Se puede encontrar un resumen de estos mecanismos en Black (1987) y Genzel (1991).

C.1 Calentamiento por radiación UV

En esta sección vamos a presentar los mecanismos de calentamiento típicos de una región de foto-disociación (PDR) que se define como una zona del medio interestelar predominantemente neutra donde la radiación UV lejana (6 eV $< h\nu <$ 13.6 eV) domina el calentamiento y la química. Estas regiones se extienden hasta una profundidad de unas 5-10 magnitudes de extinción visual (A_V). Las regiones PDR se pueden caracterizar por el campo UV lejano incidente, G_0, en unidades del campo de radiación interestelar de Habing (1968) (1.6 10^{-3} erg cm^{-2} s^{-1}) o de Draine (1978) (2.5 10^{-3} erg cm^{-2} s^{-1}), y por la densidad de núcleos de hidrógeno n en la región. Tielens & Hollenbach (1985) y Hollenbach et al. (1991) han modelizado PDRs en función de estos parámetros, teniendo en cuenta la química y diferentes mecanismos de calentamiento y enfriamiento.

C.1.1 Efecto fotoeléctrico en los granos de polvo

Como se puede ver en la Figura C.1, el efecto fotoeléctrico en los granos de polvo es el mecanismo de calentamiento dominante hasta $A_V \sim 6$. Consiste en la absorción de un fotón UV por un grano de polvo y la posterior eyección de un electrón que calienta colisionalmente el gas (Draine 1978; de Jong 1977). Un fotón incidente con una energía de $\sim$ 10 eV, produce un electrón con 1 eV disponible para calentar el gas. Los 9 eV restantes se invierten en arrancar el electrón del grano La eficiencia de este proceso depende de la densidad de energía UV (pues llega un momento en que debido a la carga de los granos es muy difícil arrancar nuevos electrones) y de la densidad, puesto que a mayor densidad mayor número de recombinaciones. Típicamente, sólo 1 de cada 10 fotones incidentes consigue arrancar un electrón aunque esto depende

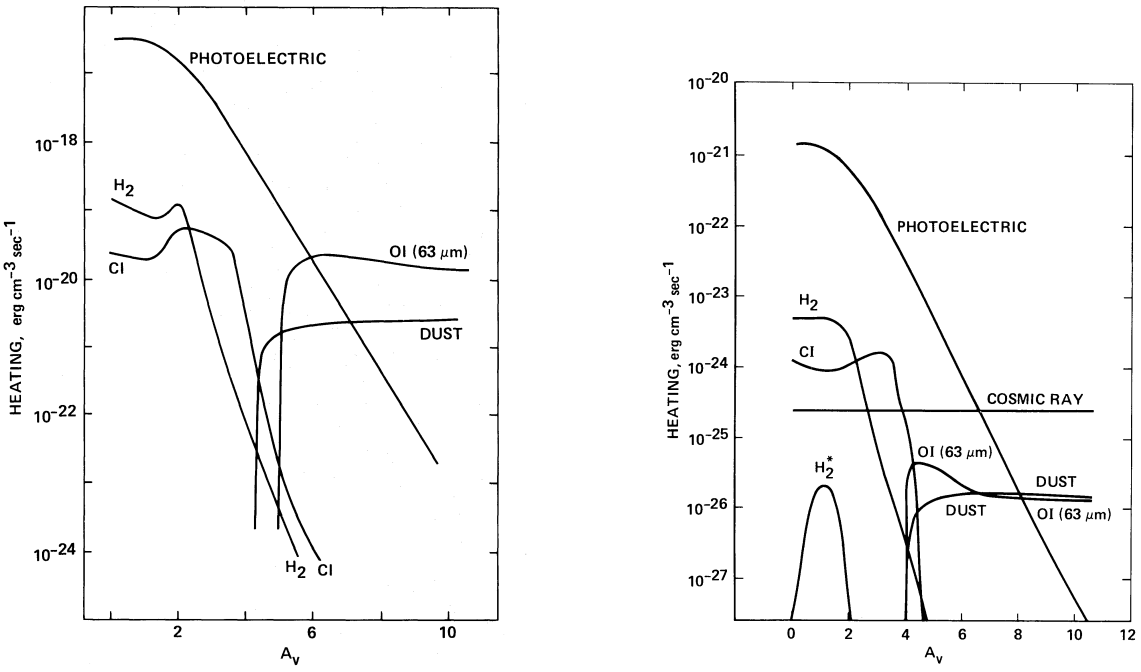


Figura C.1: *Panel izquierdo: Ritmos de calentamiento para una región PDR con* $G_0 = 10^5$ *y* $n = 10^5$ cm^{-3} *en función de la extinción visual,* A_V. *"*H_2*"se refiere a la desexcitación colisional de* H_2 *bombeado por fotones UV, "dust" a las colisiones granos-gas y "photoelectric" al efecto fotoeléctrico en los granos. Panel derecho: Temperaturas del polvo y del gas y ritmos de calentamiento para una PDR con* $G_0 = 10^3$ *y* $n = 10^3$ cm^{-3} *en función de la extinción visual,* A_V. *"*H_2*"se refiere a la fotodisociación del* H_2 *y "*H_2^**" a la desexcitación colisional de* H_2 *bombeado por fotones UV. "Dust" y "photoelectric" como en el panel izquierdo. "Cosmic ray" es la tasa de calentamiento por impacto de rayos cósmicos (Adaptada de Tielens & Hollenbach 1985 y Hollenbach et al. 1991).*

del modelo de grano utilizado, fundamentalmente de la abundancia de carbono y de la distribución de tamaños. A los granos muy pequeños y los PAHs (hidrocarburos aromáticos policíclicos) es más fácil arrancarles electrones que a los granos grandes. De hecho, estos deben ser la mayor fuente de calentamiento en el medio interestelar difuso.

El ritmo de calentamiento por el efecto fotoeléctrico se puede expresar como (de Jong 1977; Black 1987)

$$\Gamma_{\rm ef} = n_{\rm p}\sigma_{\rm p}\eta_{\rm ef}\chi \approx 3 \times 10^{-26} G_0 \exp(-1.8A_V) n_{\rm H} \ [\rm erg\ cm^{-3} s^{-1}] \qquad (C.1)$$

donde se ha utilizado que el producto de la densidad de polvo, $n_{\rm p}$ por la sección eficaz $\sigma_{\rm p}$ de los granos es $\sim 1.5\ 10^{-21} n_{\rm H}$ (Spitzer 1978). χ es el flujo UV lejano y por supuesto depende de la profundidad en la nube, de ahí el término exponencial. $\eta_{\rm ef}$ es la fracción de energía de los fotones incidentes que se disipa como calor.

C.1.2 Bombeo UV del H_2

Como se muestra en la Fig. C.1, el segundo mecanismo de calentamiento más importante en regiones PDR densas es el bombeo UV del H_2. Después de haber absorbido radiación en las bandas de Lyman y Werner (transiciones electrónicas) en 9 de cada 10 ocasiones se produce un decaimiento radiativo hasta un nivel vibracional excitado del nivel electrónico fundamental. A continuación, en regiones más densas que la densidad crítica de las transiciones vibracionales del H_2 ($n_{\rm crit} \sim 7\ 10^4$ cm^{-3}) se pueden producir desexcitaciónes colisionales que den lugar a un calentamiento del gas. Hasta un 30 % de la energía de los fotones absorvidos se puede convertir en energía cinética para la molécula de H_2. No obstante la eficiencia total depende de la fracción de radiación incidente que es absorbida por el H_2 en toda la nube. Esta fracción a su vez depende de la razón gas-polvo y de la razón G_0/n y no suele ser mayor del 10 %. El el apéndice de Tielens & Hollenbach (1985) se pueden encontrar expresiones para evaluar la tasa de calentamiento.

C.1.3 Disociación del H_2

En regiones menos densas que las anteriores, el segundo mecanismo de calentamiento después del efecto fotoeléctrico en los granos es la disociación de las moléculas de H_2 (Fig. C.1). El 10% de las absorciones en las bandas de Lyman y Werner son seguidas de la desexcitación del H_2 hasta el continuo vibracional del estado electrónico fundamental, es decir, provocan la disociación de la molécula. Los átomos resultantes se alejan con una cierta energía cinética que contribuye al calentamiento del gas. El ritmo de calentamiento viene dado por (Tielens & Hollenbach 1985)

$$\Gamma_{\rm H_2} = 1.36\ 10^{-23} n({\rm H_2}) \beta(\tau) G_0 \exp\left(-2.5 A_V\right)\ [\text{erg cm}^{-3}\text{s}^{-1}] \qquad \text{(C.2)}$$

donde $n(H_2)$ es la densidad de moléculas de H_2 en el estado fundamental. El factor exponencial da cuenta de los fotones que son absorbidos por el polvo y el factor $\beta(\tau)$ del autoapantallamiento del H_2 (es relativamente díficil de calcular, ver Tielens & Hollenbach 1985).

C.1.4 Colisiones gas-polvo

En regiones PDR densas ($n \gtrsim 10^5$ cm^{-3}) y con campo FUV intenso ($G_0 \gtrsim 10^5$) las colisiones del gas con el polvo caliente y la desexcitación colisional de la línea de O I a 63 μm son los mecanimos de calentamiento dominantes en la zona $6 < A_V < 10$ (véase la Fig. C.1). La tasa de calentamiento por colisiones gas-polvo depende de la densidad al cuadrado y de la composición del gas a través de las secciones eficaces de colisión. Como es lógico también depende de la diferencia de temperaturas entre el gas ($T_{\rm K}$) y el polvo ($T_{\rm p}$). Así para gas molecular se tiene:

$$\Gamma_{\rm p-gas} = 2\ 10^{-33} T_{\rm K}^{1/2} (T_{\rm p} - T_{\rm K}) n^2\ [\text{erg cm}^{-3}\text{s}^{-1}] \qquad \text{(C.3)}$$

Claramente, gas y polvo sólo están acoplados para densidades elevadas. Nótese que la ecuación anterior es también válida para el enfriamiento del gas cuando $T_K > T_p$

C.1.5 Otros efectos

En las capas externas de una región PDR también contribuye al calentamiento la ionización del carbono neutro con una tasa similar a la del bombeo UV del H_2 en regiones densas o a la de disociación del H_2 en regiones menos densas (Tielens & Hollenbach 1985; Hollenbach et al. 1991; Figura C.1)

En regiones PDR densas el mecanismo de calentamiento dominante en la zona $6 < A_V < 10$ es la desexcitación colisional del OI (Tielens & Hollenbach 1985) Si la densidad de la PDR es menor que la densidad crítica de la línea del OI a 63 μm el mecanismo de calentamiento que domina en las zonas internas es la ionización que provocan los rayos cósmicos (Hollenbach et al. 1991).

C.2 Calentamiento por rayos-X

De modo análogo a las PDRs se suele denominar XDRs a las regiones dominadas por radiación X. La diferencia básica en cuanto al calentamiento en los dos tipos de regiones es que en las PDRs el gas se calienta gracias a los foto-electrones arrancados del polvo, mientras que los rayos-X duros ($\geq$1 keV) contribuyen al calentamiento de las nubes moleculares debido a las ionizaciones que provocan al chocar con el gas de un modo similar a los rayos cósmicos. Los rayos-X pueden alterar apreciablemente la química y la estructura de temperaturas de nubes opacas a la radiación UV. Esto es debido a la alta energía de los fotones y a las grandes densidades de columna ($> 10^{22}$ cm^{-2}) que pueden atravesar los rayos-X duros antes de ser absorbidos.

La energía que depositan por partícula los rayos-X se puede aproximar por (Maloney et al. 1996):

$$H_{\rm X} \approx 7 \times 10^{-28} \left(\frac{N}{10^{22}\ {\rm cm}^{-2}}\right)^{-1} \left(\frac{L_{\rm X}}{10^{34}\ {\rm erg\,s}^{-1}}\right) \left(\frac{R}{\rm pc}\right)^{-2} \quad [{\rm erg\ s}^{-1}] \qquad \text{(C.4)}$$

donde L_X es la luminosidad de rayos-X, R es la distancia a la que se encuentra la fuente en pc y N la densidad de columna de gas atenuante. Si se asume que la fracción de energía de los electrones primarios que se transforma en calor es un 0.3, el ritmo de calentamiento vendrá dado por:

$$\Gamma_{\rm X} \approx 2 \times 10^{-28} \left(\frac{N}{10^{22}\ {\rm cm}^{-2}}\right)^{-1} \left(\frac{L_{\rm X}}{10^{34}\ {\rm erg\,s}^{-1}}\right) \left(\frac{R}{\rm pc}\right)^{-2} n \quad [{\rm erg\ cm}^{-3}\ {\rm s}^{-1}] \qquad \text{(C.5)}$$

El modelo de Maloney et al. (1996) tiene en cuenta muchos mecanismos de calentamiento provocados tanto por electrones primarios como secundarios así como un seguimiento de la química. Para analizar el efecto de los rayos-X en función de la profundidad en la nube de un modo similar a los modelos de regiones PDR, Maloney et al. (1996 definen un parámetro de ionización efectivo, $\xi_{\rm ef}$, que se puede expresar como:

$$\xi_{\rm ef} = 1.1 \times 10^{-6} \frac{L_{34} r^{-2}}{n_3 N_{22}^{0.9}} \qquad \text{(C.6)}$$

donde n_3 es la densidad de la nube en unidades de 10^3 cm^{-3}, L_{34} la luminosidad de rayos-X en unidades de 10^{34} erg s^{-1} y N_{22} la densidad de columna de gas que atenúa la radiación en unidades de 10^{22} cm^{-2}.

Algunas diferencias entre regiones PDR y XDR son que en estas últimas la atenuación de la radiación directamente proporcional a la densidad de columna de gas mientras que en las regiones PDR la atenuación es debida al polvo y es exponencial. Por eso los rayos-X penetran mucho más en las nubes. Otra diferencia, es que en las regiones XDRs el gas emite alrededor del 10% de lo que emite el polvo y sin embargo en las regiones PDR esa fracción es solo del $\leq 1\%$.

C.3 Calentamiento por rayos cósmicos

Cuando un rayo cósmico (RC) colisiona con un átomo de hidrógeno neutro produce un protón y un electrón de alta energía,

$$\mathrm{H} + \mathrm{RC}(1 \rightarrow 100\mathrm{MeV}) \longrightarrow \mathrm{H}^+ + \mathrm{e}^-(E \approx 35\ \mathrm{eV}) + \mathrm{RC} \tag{C.7}$$

Por el contrario, si el RC colisiona con una molécula de H_2 se produce un ion clave para la química ion-molécula, el ion $H_2{}^+$. El electrón producido, electrón primario, puede contribuir directamente al calentamiento o bien provocar otras ionizaciones, pues tiene energía suficiente para ello. La tasa total de calentamiento por RC depende de la densidad de núcleos de hidrógeno, del ritmo de ionización $\zeta_{\mathrm{RC}}(\mathrm{s}^{-1})$ y de la cantidad de energía por ionización primaria que se transforma en calor, E_{c}. En gas neutro denso ($x = n(\mathrm{H}_2^+)/n(\mathrm{H}_2) \simeq 10^{-3}$) se estima que, por cada ionización primaria se inyecta al gas unos 7 eV (Cravens & Dalgarno 1978; incluyendo los procesos secundarios).

El ritmo de ionizaciones por átomo en la vecindad solar puede medirse directamente a partir del flujo de RC cerca de la Tierra, aunque necesita ser corregido debido a la interacción con el campo magnético interplanetario y los vientos solares. Es más fiable determinarlo analizando la ionización y las abundancias químicas en nubes interestelares, pues ambas dependen de la tasa de ionización primaria. Estudiando nubes difusas locales, van Dishoeck & Black (1986) encontraron $\zeta_{\mathrm{RC}} \approx 4 \times 10^{-17}$ s^{-1}. Usando este valor se puede expresar la tasa de calentamiento como:

$$\Gamma_{\mathrm{RC}} = 4.7\ 10^{-28}(\zeta_{\mathrm{RC}}/4\ 10^{-17})(E_{\mathrm{c}}/7\mathrm{eV})n\ [\mathrm{erg\ cm^{-3}s^{-1}}] \tag{C.8}$$

C.4 Calentamiento mecánico

Los movimientos macroscópicos del gas también pueden dar lugar a calentamiento del gas. Los movimientos ordenados en ondas de choque se pueden caracterizar fácilmente por sus velocidades, momento, tamaños y las energías de sus fuentes (por ejemplo remanentes de supernova o burbujas en expansión causadas por vientos estelares). Los movimientos turbulentos son mucho más difíciles de caracterizar.

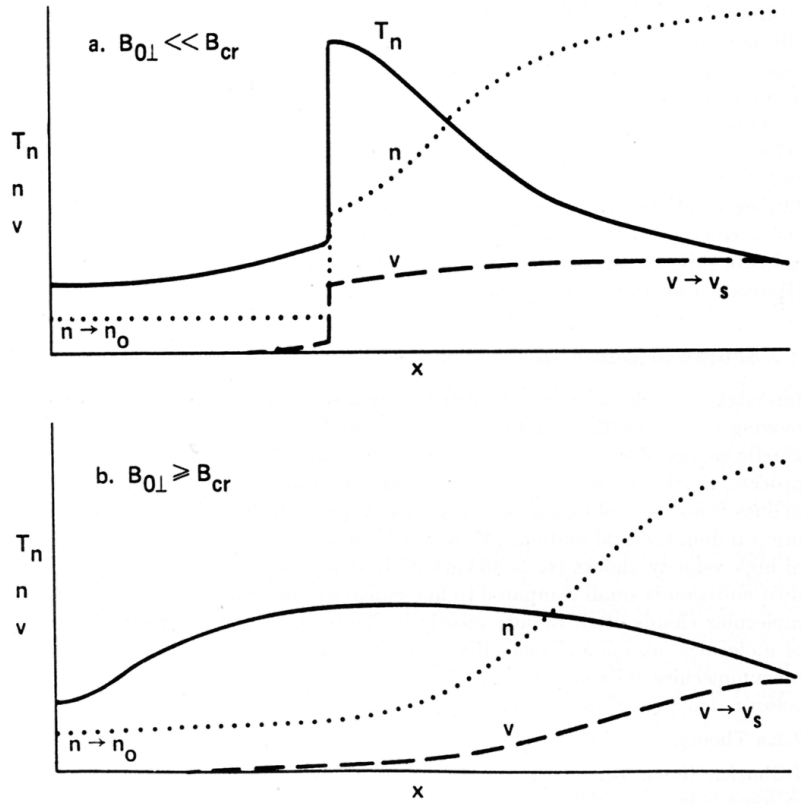


Figura C.2: *Estructura esquemática de un choque-J (arriba) y -C (abajo, Figura de Genzel 1991)*

C.4.1 Frentes de choque

Las ondas de choque en el medio interestelar se generan por movimientos de masa supersónicos, por ejemplo por choques entre nubes, flujos en estrellas jóvenes, vientos estelares o explosiones de supernova. La energía cinética de estos movimientos se convierte en energía térmica. En el proceso el gas y el polvo son comprimidos y acelerados. En la zona post-choque el movimiento ordenado de la onda se transforma en movimientos térmicos caóticos y se emite radiación. Los choques producen emisión principalmente en líneas. Los choques tipo-J pueden llegar a disociar moléculas e ionizar átomos. Los choques de tipo-C, magneto-hidrodinámicos, pueden dar lugar a grandes densidades de columna de gas molecular caliente.

Choques tipo J

Estos choques han sido modelizados por Hollenbach & McKee (1989), a continuación vamos a comentar algunas de sus características.

Los choques tipo-J se producen cuando una onda de presión de gran velocidad (> 50 km s^{-1}) alcanza una masa de gas frío (velocidad del sonido ~ 1 km s^{-1}) sin campos magnéticos (o con campos muy débiles). En este tipo de colisiones la densidad, la temperatura y la velocidad del material sufren un salto discontinuo (de ahí la J, del

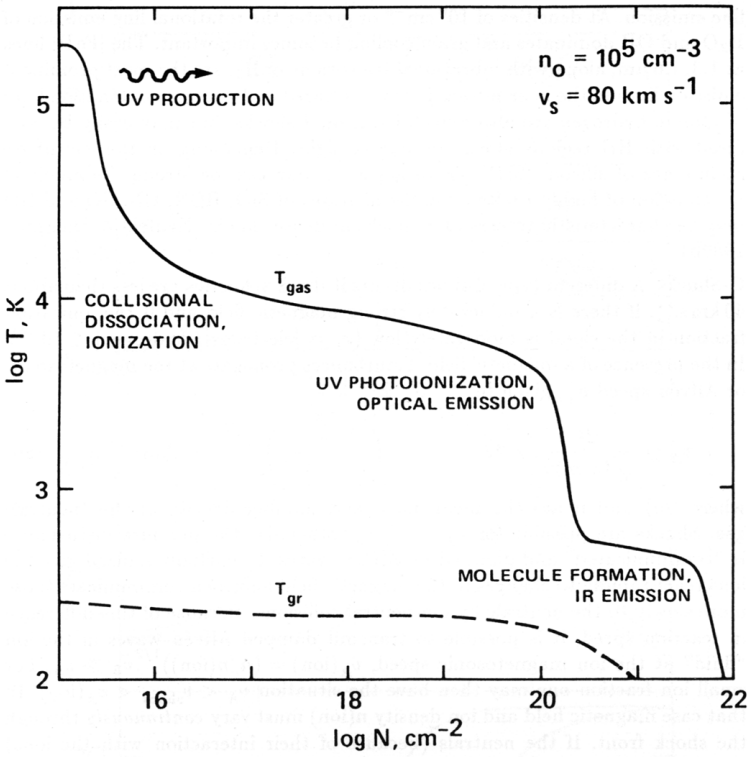


Figura C.3: *Estructura de temperaturas de un choque-J. (Figura adaptada de Genzel 1991).*

inglés *jump*, ver Fig. C.2). La estructura detrás del frente de choque está ilustrada en la Fig. C.3. Inmediatamente después de un choque de alta velocidad la temperatura es tan alta que el gas se disocia e ioniza. Emite en el UV y en el visible, líneas prohibidas y semiprohibidas del hidrógeno, helio y de iones de oxígeno, carbono, azufre y hierro. Esos fotones UV son capaces de ionizar el hidrógeno de la región post-choque, de este modo la temperatura se mantiene constante en torno a 10^4 K. Aquí se originan líneas de recombinación de hidrógeno y líneas de estructura fina de [Ne II]. A continuación el gas se recombina y se enfría rápidamente. Cuando las temperaturas descienden a unos cientos de grados comienza la formación de moléculas. El carbono se convierte eficientemente en CO y el oxígeno restante en OH y H_2O. En gas de densidad $\gtrsim 7\ 10^4$ cm^{-3}, la energía de formación del H_2 contribuye al calentamiento, con lo que se obtiene otra zona de temperatura constante con $T \sim 400$ K (Neufeld & Dalgarno 1989a). La mayor parte de la emisión en el IR proviene de esta región y de la inmediatamente anterior donde T $< 10^4$ K y las densidades son unas 100 veces mayores que la inicial del gas. Entre un 1 y un 10% de la energía del choque es radiada en el IR. Los principales agentes que enfrían el gas son [O I] 63 μm, [O I] 6300 Å y [C I] 9849 Å, seguidos por la emisión rotacional y vibracional del H_2 y el CO. No obstante para densidades de 10^6 cm^{-3} o mayores domina la emisión rotacional de OH y H_2O y el continuo FIR emitido por el polvo empieza a ser importante. La línea de [SiII] 35 μm puede ser también intensa si la abundancia de silicio en fase gaseosa es suficiente. También se espera emisión rotacional de SiO, HNC, CN, SO y NO (Neufeld & Dalgarno 1989b).

Choques tipo C

Si la velocidad de un choque es moderada < 40 km s^{-1} y además el campo magnético moderadamente intenso y la fracción de ionización es pequeña (x=[electrones]/[hidrógeno] $\leq 10^{-6}$) el choque será tipo-C. En presencia de un campo magnético las perturbaciones se propagan a la velocidad magnetosónica de Alfvén, $v_{\rm A}$, que viene dada por

$$v_{\rm A} = 22(B/1{\rm mG})(n/10^4\ {\rm cm}^{-3})^{-1/2}\ [{\rm kms}^{-1}] \qquad (C.9)$$

Por lo tanto para que haya un choque, su velocidad, $v_{\rm c}$, tiene que ser mayor que $v_{\rm A}$, de otro modo la variación de presión se transmite y se disipa por ondas de Alfvén. En un gas con una cierta fracción de ionización, los iones reaccionan rápidamente a los cambios en el campo magnético y "comunican" esos cambios a los neutros por colisiones. Esto se debe a que la velocidad magnetosónica de los iones es mayor que la de los neutros ($v_{\rm A}$ (ion) $=x^{-1/2}v_{\rm A} \gg v_{\rm A}$). Si además la fracción de ionización es suficientemente baja, se puede tener la situación en que $v_{\rm A} < v_{\rm c} < v_{\rm A}$(ion). En este caso aparece lo que se suele llamar un "precursor magnético"que hace que el campo magnético y la densidad de iones varíe de forma continua a lo largo del frente de choque. Si además los neutros, debido a su interacción con los iones también varían de forma continua, se dice que el choque es tipo-C (continuo; ver por ejemplo Draine et al. 1983). La situación está ilustrada en la Figura C.2. El frente de choque avisa de su llegada gracias a los iones y al campo magnético. Así los neutros se van calentando y acelerando de modo gradual.

Los choques-C radian la mayor parte de la energía a través de líneas moleculares y atómicas. La línea de [O I] a 63 μm domina para choques lentos (~ 10 km s^{-1}). Para velocidades mayores y densidades moderadas, las líneas ro-vibracionales del H_2 dominan el enfriamiento. Para densidades de 10^6 cm^{-3} o mayores la emisión de líneas rotacionales de OH y H_2O es más y más importante.

C.4.2 Turbulencia

Muchas nubes presentan líneas espectrales que son considerablemente más anchas que las esperables por el efecto Doppler a la temperatura del gas. Esto se debe a que existe turbulencia por ejemplo por el efecto de explosiones de supernova. Cox (1979) estimó que una nubes típica de la Galaxia recibe una energía mecánica de $\Gamma_{mec} = 10^{-25}$ erg cm^{-3}s^{-1} por efecto de las explosiones de supernova.

Si estamos interesados en la cantidad de energía mecánica que recibe una nube en particular debemos modelizar como se disipa esa energía. En general, si existe turbulencia de velocidad v_t (km s^{-1}) en una escala l igual al radio de una región interestelar de densidad de masa $\rho = 2.17\ 10^{-24} n$ gr cm^{-3} (que incluye la masa en helio y elementos pesados para las abundancias normales), el ritmo de calentamiento vendrá dado por (Black 1987)

$$\Gamma_{turb} = \frac{1}{2}\rho v_t^3/l \approx 3.5 \times 10^{-28} v_t^3 n(1{\rm pc}/l)\ [{\rm erg\ cm^{-3}s^{-1}}] \qquad (C.10)$$

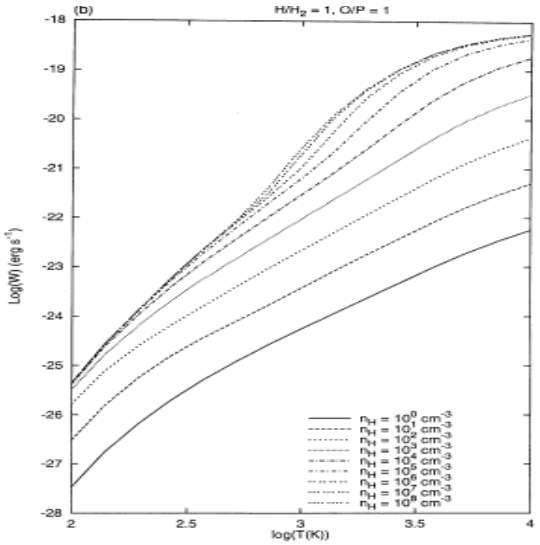


Figura C.4: *Enfriamiento (erg s^{-1}) por partícula de* H_2 *para densidades de 1 (curva inferior) a* 10^8 cm^{-3} *(curva superior).*

C.5 Difusión ambipolar

Aparte de los choques, hay procesos mecánicos que pueden calentar el gas en presencia de campos magnéticos debido a que las partículas cargadas se acoplan al campo pero no las neutras. Las partículas neutras sólo interaccionan con el campo indirectamente, a través de las colisiones con los iones. Se puede calcular la velocidad relativa que tendrán iones y neutros en función del campo, y después estimar la tasa de calentamiento teniendo en cuenta la energía cinética relativa y el tiempo medio entre colisiones, t. Así tendríamos

$$\Gamma_{amb} = \frac{\mu n_i v^2}{t} \approx 10^{-31} \frac{B_{\mu G}^4}{L_{\rm pc}^2 n_n^2 x_i (\mu/m_{\rm H})} \ [\text{erg cm}^{-3}\text{s}^{-1}] \qquad \text{(C.11)}$$

Donde n_n y n_i son las abundancias de neutros e iones, respectivamente, x_i es la fracción de ionización (n_i/n_n), μ la masa reducida del sistema y L_{pc} la escala de la nube expresada en pc. En la ecuación (C.11) se puede ver que si B y L son variables independientes, entonces $\Gamma_{amb} \sim n_n^{-2}$, y sería más importante en el medio difuso internube. Sin embargo $n_n L_{\rm pc}$ es aproximadamente constante (Larson 1981) y se estima que B$\sim n_n^{1/2}$ (Troland & Heiles 1986), así que finalmente $\Gamma_{amb} \sim n_n^2$. Por tanto, la importancia del efecto aumenta si el gas es denso. Nótese que es más eficiente para fracciones de ionización pequeñas.

C.6 Mecanismos de enfriamiento

El principal mecanismo de enfriamiento es el radiativo. Estimar el enfriamiento que se produce por la radiación que emiten los átomos o moléculas puede ser complicado

cuando la opacidad de las líneas es alta. En ese caso es necesario resolver de forma simultanea las ecuaciones de transferencia de radiación y de equilibrio estadistico además de tener en cuenta la evolución química. Existen sin embargo algunas expresiones generales que hay que utilizar con la debida cautela. Por ejemplo, Goldsmith & Langer (1978) han estimado que para densidades menores que $3\,10^4$ cm^{-3} y temperaturas cinéticas entre 10 K y 60 K, el mayor agente a la hora de enfriar el gas es la molécula de CO. Para densidades mayores otras especies como el CI pueden contribuir al enfriamiento de manera significativa. Asumiendo un gradiente de velocidades de 1 km s^{-1} pc^{-1}, Goldsmith & Langer (1978) derivaron que la tasa de enfriamiento total en unidades de erg cm^{-3} s^{-1} varía de $1.5 \times 10^{-27} T^{1.4}$ para densidades de H_2 de 100 cm^{-3}, a $2.3 \times 10^{-26} T^{2.2}$ para densidades de $4\,10^3$ cm^{-3}, o $3.8 \times 10^{-26} T^{2.9}$ para densidades de 10^5 cm^{-3}. Una expresión un poco más general en un rango de parámetros similar sería (Genzel 1991):

$$\Lambda_{CO} \approx 10^{24} \left(\frac{T}{10\mathrm{K}}\right)^{2.75} \left(\frac{n}{10^3 \mathrm{cm}^{-3}}\right)^{0.3} \left(\frac{\Delta v/\Delta l}{1 \mathrm{kms}^{-1}\mathrm{pc}^{-1}}\right) [\mathrm{erg\ cm}^{-3}\mathrm{s}^{-1}] \qquad \text{(C.12)}$$

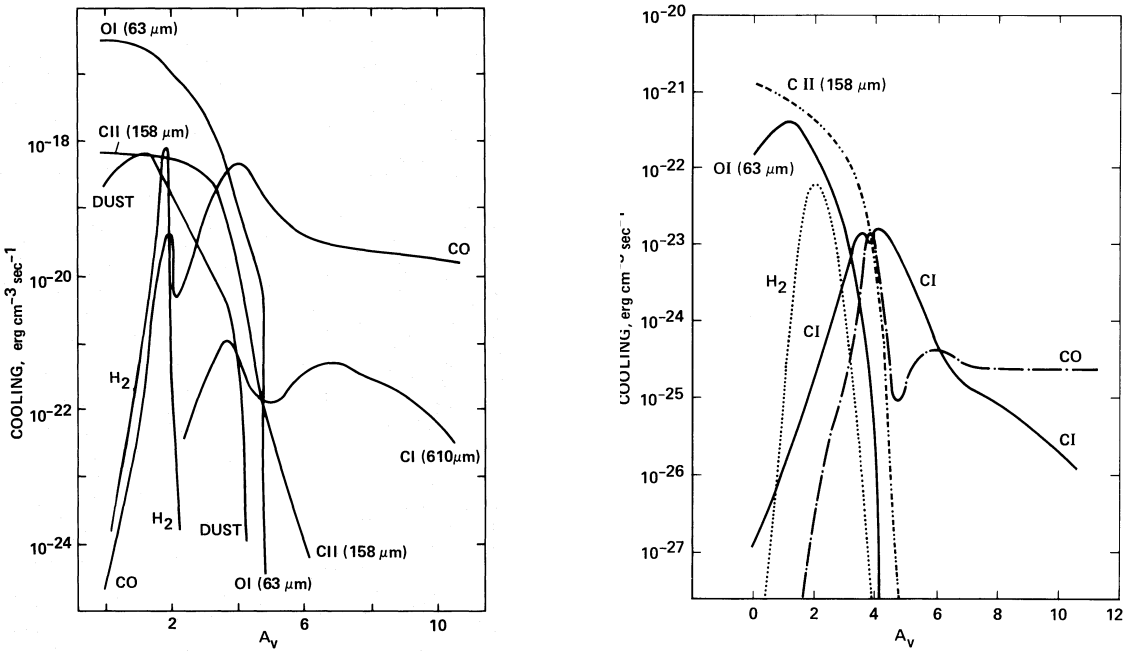


Figura C.5: *Ritmos de enfriamiento en función de la extinción visual para distintos átomos y moléculas así como para el polvo (dust) en dos regiones PDR de parámetros:* $G_0 = 10^5$ *y* $n = 10^5$ cm^{-3} *(panel izquierdo) y* $G_0 = 10^3$ *y* $n = 10^3$ cm^{-3} *(panel derecho).*

Para temperaturas $100 < T < 500$ y bajas densidades ($n < 10^4$ cm^{-3}) la molécula que más enfría es el H_2, pues la temperatura es suficiente para que emita las líneas rotacionales puras pero la densidad no es suficiente para que emitan las líneas de CO de alto J. Shull & Hollenbach (1978) han calculado la siguiente expresión analítica para la tasa de enfriamiento:

$$\Lambda_{H_2} \approx 1.4\ 10^{-35} T^{4.74} n(H_2)\ [\mathrm{erg\ cm}^{-3}\mathrm{s}^{-1}] \qquad \text{(C.13)}$$

Recientemente, Le Bourlot et al. (1999) han revisado el enfriamiento que produce el H_2. La Figura C.4 muestra la tasa de enfriamiento por molécula en función de la temperatura para densidades entre 1 y 10^8 cm^{-3}.

En regiones predominantemente atómicas, por ejemplo en regiones PDR (Figura C.5), las principales líneas a la hora de enfriar el gas son las de estructura fina del O I a 63 μm y la del C II a 158 μm. Cual de las dos domina depende de la densidad ya que la densidad crítica de la línea de O I es mayor que la del C II.

C.7 Balance energético

Comparando las tasas de enfriamiento y calentamiento de los mecanismos más efectivos en unas condiciones determinadas se puede estimar la temperatura del gas.

Por ejemplo se puede deducir que los rayos cósmicos por si solos pueden dar cuenta de la temperatura cinética de las nubes frías sin formación estelar ($T \approx 10$ K; véase, por ejemplo, Solomon et al. 1987). Como hemos visto, el mecanismo principal de enfriamiento será la emisión rotacional del CO. Comparando éste con el ritmo de calentamiento por rayos cósmicos dado por la Ecuación C.8 se deduce que es un mecanimo plausible para explicar T=10 K. Los rayos cósmicos también puede explicar temperaturas > 10 K en las proximidades de fuentes de RCs, como los remanentes de supernova.

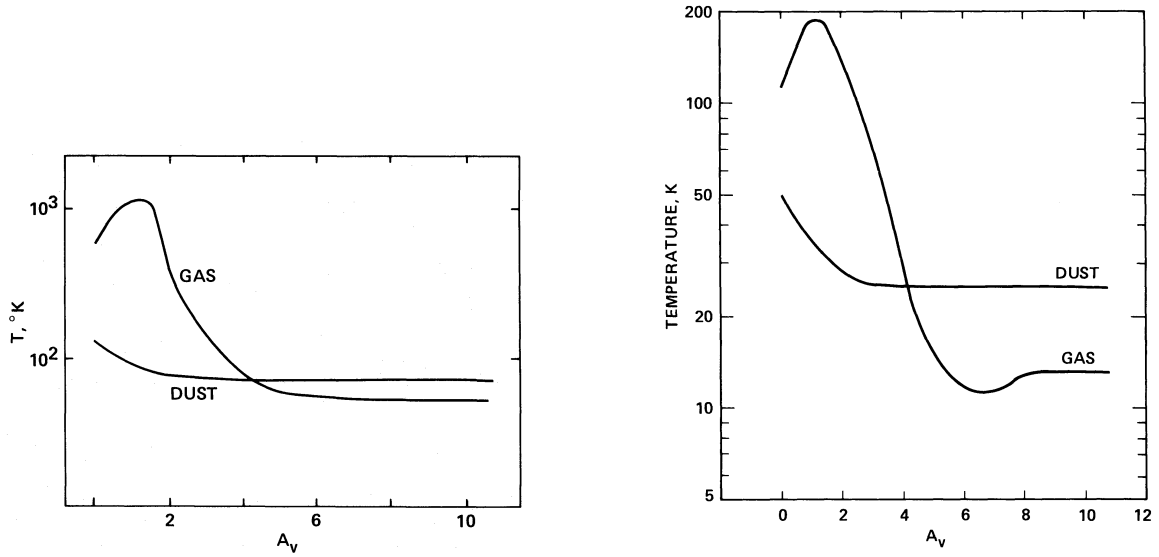


Figura C.6: *Estructura de temperaturas del gas y del polvo en dos regiones PDR de parámetros:* $G_0 = 10^5$ *y* $n = 10^5$ cm^{-3} *(panel izquierdo) y* $G_0 = 10^3$ *y* $n = 10^3$ cm^{-3} *(panel derecho).*

De un modo similar, comparando la tasa de calentamiento por difusión ambipolar (Ec. C.11) con las tasas de enfriamiento total dadas por Goldsmith & Langer (1978)

se deduce que la temperatura del gas debe de cumplir:

$$T \approx 27 \left(\frac{B}{2\,\mu\mathrm{G}}\right)^{1.8} \left(\frac{x}{10^{-7}}\right)^{-0.45} \left(\frac{N}{5\,10^{22}\,\mathrm{cm}^{-2}}\right)^{-0.9} \left(\frac{n}{10^{5}\,\mathrm{cm}^{-3}}\right)^{0.45} \quad [\mathrm{K}] \qquad (C.14)$$

En función del valor de la intensidad del campo y de la fracción de ionización, la difusión ambipolar podría explicar temperaturas de $\sim$100 K.

En el caso de regiones PDR, al hacer el balance entre los distintos mecanismos de enfriamiento y calentamiento de los que hemos hablado, las estructuras de temperatura para gas y el polvo son las que aparecen en la Figura C.6.

Apéndice D

Estimación de G_0 a partir de Q(H)

En este apéndice vamos a describir brevemente como se puede estimar la intensidad UV-lejana incidente (G_0) en una región PDR causada por una fuente, F, que se encuentra a una distancia R de la PDR y que emite Q(H) fotones del continuo de Lyman por segundo.

Supongamos que la intensidad especifica, $I(\nu)$, emitida por una la fuente F se puede caracterizar por la función de Planck para un cuerpo negro a la temperatura T, $B(\nu, T)$. Entonces:

$$I(\nu) = B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2}\left(e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1\right)^{-1} \tag{D.1}$$

La intensidad UV-lejana (UVL) total con energía menor de 13.6 eV (incapaz de ionizar el hidrógeno) emitida por la fuente se puede expresar como:

$$I_{UVL} = \int_{\nu_0=\frac{6\,eV}{h}}^{\nu_1=\frac{13.6\,eV}{h}} B(\nu, T)d\nu \tag{D.2}$$

La intensidad incidente sobre una nube que se encuentra a una distancia R de la fuente F (cuyo tamaño denotaremos por R_F) se puede expresar en unidades del campo de Habing ($1.2\ 10^{-4}$ erg s^{-1} cm^{-2} Hz^{-1} sr^{-1}) como:

$$G_0 = \frac{I_{UVL}}{1.2\,10^{-4}}\frac{R_F^2}{R^2} \tag{D.3}$$

Por otro lado, el número total de fotones del continuo de Lyman, Q(H), emitidos por la fuente será:

$$Q(\mathrm{H}) = 4\pi R_F^2 \int_{\nu_1=\frac{13.6\,eV}{h}}^{\infty} B(\nu, T)\frac{d\nu}{h\nu} \tag{D.4}$$

Por tanto la relación entre el campo UV-lejano a la distancia R y el número total de fotones del continuo Lyman será:

$$\frac{G_0}{Q(\mathrm{H})} = (1.2\,10^{-4}\,R^2\,4\pi)^{-1}\left[\frac{\int_{\nu_0}^{\nu_1} B(\nu, T)d\nu}{\int_{\nu_1}^{\infty} B(\nu, T)\frac{d\nu}{h\nu}}\right] \tag{D.5}$$

Cambiando la variable de integración a $x = \frac{h\nu}{k_B T}$, la ecuación anterior se puede escribir como:

$$\frac{G_0}{Q(\mathrm{H})} = \frac{k_B T}{1.2\,10^{-4}\,R^2\,4\pi}\left[\frac{\int_{x_0}^{x_1} \frac{x^3}{e^x-1}dx}{\int_{x_1}^{\infty} \frac{x^2}{e^x-1}dx}\right] \tag{D.6}$$

Tabla D.1: *Estimación numérica de $\psi(T)$ para algunos valores de T.*

T	$\psi(T)$
K	K
25000	$8.8\,10^5$
30000	$5.0\,10^5$
35000	$3.3\,10^5$
40000	$2.4\,10^5$

donde ahora $x_0 = \frac{6\,eV}{k_B T}$ y $x_1 = \frac{13.6\,eV}{k_B T}$. Definiendo una función $\psi(T)$ como:

$$\psi(T) = T\left[\frac{\int_{x_0}^{x_1} \frac{x^3}{e^x-1}dx}{\int_{x_1}^{\infty} \frac{x^2}{e^x-1}dx}\right] \tag{D.7}$$

y sustituyendo valores numéricos se obtiene finalmente:

$$G_0[\mathrm{Habings}] = 10^{-50}\frac{1}{R^2[\mathrm{pc}]}\psi(T)Q(\mathrm{H})[\mathrm{s}^{-1}] \tag{D.8}$$

En la Tabla D.1 se encuentran los valores de $\psi(T)$ calculados numéricamente para varias temperaturas.

Publicaciones

Publicaciones relacionadas directa o indirectamente con los trabajos presentados en esta Tesis

Publicaciones en revistas internacionales con sistema de arbitraje

- *Hot expanding shells in the envelope of the Sagittarius B2 molecular cloud*; Martín-Pintado, J., Gaume, R. A., **Rodríguez-Fernández, N.**, de Vicente, P., & Wilson, T. L. 1999, ApJ, 519, 667

- *Non-equilibrium H_2 ortho-to-para ratio in two molecular clouds of the Galactic center*; **Rodríguez-Fernández, N. J.**, Martín-Pintado, J., de Vicente, P., Fuente, A., Hüttemeister, S., Wilson, T. L., & Kunze, D. 2000, A&A, 356, 695

- *A correlation between the SiO and the Fe 6.4 keV line emission from the Galactic center*; Martín-Pintado, J., de Vicente, P., **Rodríguez-Fernández, N. J.** , Fuente, A., & Planesas, P. 2000, A&A, 356, L5

- *Warm H_2 in the Galactic center*; **Rodríguez-Fernández, N. J.**, Martín-Pintado, J., Fuente, A., de Vicente, P., Wilson, T. L., & Hüttemeister, S. 2001, A&A, 365, 174

- *Large scale ionization of the Radio Arc region by the Quintuplet and the Arches clusters*; **Rodríguez-Fernández N. J.**, Martín-Pintado J., de Vicente P., 2001, A&A, 377, 631

- *Infrared Space Observatory observations toward the reflection nebula NGC 7023: a non-equilibrium ortho-to-para-H_2 ratio*; Fuente, A., Martín-Pintado, J., **Rodríguez-Fernández, N. J.,** Rodríguez-Franco, A., de Vicente, P., & Kunze, D. 1999, ApJ, 518, L45

- *ISO SWS-LWS observations of the prototypical reflection nebula NGC7023*; Fuente, A., Martín-Pintado, J., **Rodríguez-Fernández, N. J.**, Cernicharo, J., & Gerin, M. 2000, A&A, 354, 1053

- *Large-scale grain mantle disruption in the Galactic center*; Martín-Pintado, J., Rizzo, J. R., de Vicente, P., **Rodríguez-Fernández, N. J.**, & Fuente, A. 2001, ApJ, 548, L65

Presentaciones en congresos internacionales

- *Hot gas in the Galactic center: CO/H_2*; **Rodríguez-Fernández, N. J.**, 1998, presentación oral en la escuela de Les Houches, "Infrared Space Astronomy, today and tomorrow", Les Houches (Francia), 4–28 de Agosto de 1998

- *The hot gas and the cold dust in the Galactic center as seen by ISO*; Martín-Pintado J., **Rodríguez-Fernández N. J.**, de Vicente P., Fuente A., Wilson T.L., Hüttemeister S., Kunze D., 1999, Actas de la conferencia "The Universe as seen by ISO", Paris (Francia), 20-23 Octubre 1998. Eds.: Cox P. & Kessler M., ESA-SP 427, 711

- *Hot expanding shells in the envelope of the Sagittarius B2 molecular cloud*; Martín-Pintado, J., Gaume, R. A., **Rodríguez-Fernández, N.**, de Vicente, P., & Wilson, T. L. 1999, Actas del tercer Symposium Cologne-Zermatt, "The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium", Zermatt (Suiza), del 22–25 de Septiembre de 1998, Eds.: V. Ossenkopf, J. Stutzki, and G. Winnewisser, GCA-Verlag Herdecke, ISBN 3-928973-95-9, 140

- *Ionized gas in the Galactic center "molecular" clouds?*; **Rodríguez-Fernández, N. J.**, 1999, presentación oral en la "XXXIst Young European Radio Astronomers' conference", Manchester (Reino Unido), 14–18 de Agosto de 1999

- *"The 6.4 keV Fe line and the SiO emission in the GC*; Martín-Pintado, J., de Vicente, P., **Rodríguez-Fernández, N. J.**, Fuente, A., & Planesas, P. 2000, Actas del Symposium la Unión Astronómica Internacional, "Galaxies and their Constituents at the Highest Angular Resolution", Manchester (Reino Unido), Agosto 2000. IAU Symposium 205, E84

- *ISO LWS-SWS observations of the prototypical reflection nebula NGC 7023*; Fuente, A., Martín-Pintado, J.,**Rodríguez-Fernández, N. J.**, Cernicharo, J., & Gerin, M. 2000, Actas de la conferencia "ISO beyond the peaks: The 2nd ISO workshop on analytical spectroscopy", Villafranca del Castillo (España), 2–4 de Febrero de 2000, Eds. A. Salama, M.F.Kessler, K. Leech & B. Schulz., 2001, ESA-SP 456., 95

- *Non-equilibrium H_2 ortho-to-para ratio in two molecualr clouds of the Galactic center*; **Rodríguez-Fernández, N. J.**, Martín-Pintado, J., Fuente, A., de Vicente, P., Hüttemeister, S. H., Wilson, T. L., & Kunze, D. 2000, Actas de la conferencia "ISO beyond the peaks: The 2nd ISO workshop on analytical spectroscopy", Villafranca del Castillo (España), 2–4 de Febrero de 2000, Eds. A. Salama, M.F.Kessler, K. Leech & B. Schulz., 2001, ESA-SP 456, 127

- *Ionized bubbles in the Galactic center*; Martín-Pintado, J. , **Rodríguez-Fernández, N. J.** de Vicente, P., Fuente, A., Hüttemeister, S. H., Wilson, T. L., & Kunze, D. 2000, Actas de la conferencia "ISO beyond the peaks: The 2nd ISO workshop on analytical spectroscopy", Villafranca del Castillo (España), 2–4 de Febrero de 2000, Eds. A. Salama, M.F.Kessler, K. Leech & B. Schulz., 2001, ESA-SP 456, 111

- *The Galactic Center Interstellar Medium: from ISO to FIRST*; **Rodríguez-Fernández, N. J.**, Martín-Pintado, J., 2000, Actas de la conferencia "The promise of FIRST", Toledo (España), 12–15 Diciembre 2000, Eds. G.L. Pilbratt, J. Cernicharo, A.M. Heras et al., 2001, ESA SP-460, 491

- *The warm molecular gas in the Galactic center*; **Rodríguez-Fernández, N. J.**, Martín-Pintado, J., de Vicente, P., Fuente, A., 2001, Actas de la conferencia "The evolution of galaxies II: Basic building blocks", Isla de la Reunión (Francia), 16–21 Octubre 2001, Eds. M. Sauvage, G. Stasinska, L. Vigroux, et al., 2002, Kluwer, en prensa

- *The ionized gas in the Galactic center Radio Arc*; **Rodríguez-Fernández, N. J.**, Martín-Pintado, J., de Vicente, P., 2001, Actas de la conferencia "The evolution of galaxies II: Basic building blocks", Isla de la Reunión (Francia), 16–21 Octubre 2001, Eds. M. Sauvage, G. Stasinska, L. Vigroux, et al., 2002 Kluwer, en prensa

Bibliografía

Abbott, D.C., & Conti, P.S. 1987, ARA&A, 25, 113

Aitken, D. K., Griffiths, J., & Jones, B. 1976, MNRAS, 176, 73P

Bally J., Stark A.A., Wilson R.W., 1988, ApJ 324, 223

Bally, J., Stark, A. A., Wilson, R. W., & Henkel, C. 1987, ApJS, 65, 13

Bally, J., Yusef-Zadeh, F., & Hollis, J. M. 1989, IAU Symp. 136: The Center of the Galaxy, 136, 189

Bania, T. M. 1977, ApJ, 216, 381

Binney J., Gerhard O. E., Stark A. A., Bally J., Uchida K. I., 1991, MNRAS 252, 210

Black J. H., 1987, Interstellar Processes, 731

Black, J. H. & Dalgarno, A. 1976, ApJ, 203, 132

Black, J. H. & van Dishoeck, E. F. 1987, ApJ, 322, 412

Blitz, L., Bloemen, J. B. G. M., Hermsen, W., & Bania, T. M. 1985, A&A, 143, 267

Boland, W., & de Jong, T. 1981, A&A, 98, 149

Burton M. G., Hollenbach D. J., Tielens A. G. G. M., 1990, ApJ 365, 620

Burton M. G., Hollenbach D. J., Tielens A. G. G. M., 1992, ApJ 399, 563

Burton, W. B. & Liszt, H. S. 1992, A&AS, 95, 9

Caswell, J. L., Batchelor, R. A., Forster, J. R., & Wellington, K. J. 1983, Australian Journal of Physics, 36, 401

Catchpole R. M., Whitelock P. A., Glass I. S. 1990, MNRAS 247, 479

Cesaroni, R., Hofner, P., Walmsley, C. M., & Churchwell, E. 1998, A&A, 331, 709

Cesaroni, R., Olmi, L., Walmsley, C. M., Churchwell, E., & Hofner, P. 1994, ApJ, 435, L137

Chiar, J. E., Tielens, A. G. G. M., Whittet, D. C. B., Schutte, W. A., Boogert, A. C. A., Lutz, D., van Dishoeck, E. F., & Bernstein, M. P. 2000, ApJ, 537, 749

Chu, Y.-H. 1981, ApJ, 249, 195

Chu, Y.-H., Treffers, R.R., & Kwitter, K.B. 1983, ApJS, 53, 937

Churchwell, E., Wood, D., Myers, P. C., & Myers, R. V. 1986, ApJ, 305, 405

Chrysostomou A., Brand P.W.J.L., Burton M.D., Moorhouse A., 1993, MNRAS 265, 329

Clegg, P. E., Ade, P. A. R., Armand, C, et al. 1996, A&A, 315, L38

Coil, A. L. & Ho, P. T. P. 1999, ApJ, 513, 752

Colgan, S. W. J., Erickson, E. F., Simpson, J. P., Haas, M. R., & Morris, M. 1996, ApJ, 470, 882

Combes, F. 1994, NATO ASIC Proc. 445: The Nuclei of Normal Galaxies: Lessons from the Galactic Center, 65

Combes, F. 1996, IAU Symp. 169: Unsolved Problems of the Milky Way, 169, 133

Contopoulos, G. & Papayannopoulos, T. 1980, A&A, 92, 33

Cotera, A. S., Erickson, E. F., Colgan, S. W. J., Simpson, J. P., Allen, D. A., & Burton, M. G. 1996, ApJ, 461, 750

Cotera, A., Colgan, S. W. G., & Simpson, J. P. 2000a, ISO beyond the peaks: The 2nd ISO workshop on analytical spectroscopy. Eds. A. Salama, M.F.Kessler,

Cotera, A. S., Simpson, J. P., Erickson, E. F., Colgan, S. W. J., Burton, M. G., & Allen, D. A. 2000b, ApJS, 129, 123

Cox, D. P. 1979, ApJ, 234, 863

Cox P., Laureijs R., 1989, IRAS Observations of the Galactic Center. in: Morris M. (ed.) Proc. IAU Symp. 136, The Center of the Galaxy. Kluwer, Dordrecht, p. 121}

Cram, L. E., Claussen, M. J., Beasley, A. J., Gray, A. D., & Goss, W. M. 1996, MNRAS, 280, 1110

Cravens, T. E. & Dalgarno, A. 1978, ApJ, 219, 750

Dahmen G., Hüttemeister S., Wilson T. L., Mauersberger R., et al., 1997, A&AS 126, 197

Dahmen, G., Huttemeister, S., Wilson, T. L., & Mauersberger, R. 1998, A&A, 331, 959

Danby G., Flower D. R., Valiron P., Schilke P., Walmsley C. M., 1988, MNRAS 235, 229

de Graauw, T., Haser, L. N., Beintema, D. A., et al. 1996, A&A, 315, L49

de Jong, T. 1977, A&A, 55, 137

de Jong, T., Dalgarno, A., Boland,W., 1980, A&A, 91, 68

de Vicente, P., Martın-Pintado, J., & Wilson, T.L. 1997, A&A, 320, 957 (dVMPW)

Diehl, R. et al. 1993, A&AS, 97, 181

Draine, B. T. 1978, ApJS, 36, 595

Draine B.T., 1989, in: Kaldeich B.H. (ed.) Infrared Spectroscopy in Astronomy, ESA SP-290, 93

Draine B. T., Roberge W. G., Dalgarno A., 1983, ApJ 264, 485

Dubner, G.M., Niemela, V.S., & Purton, C.R. 1990, AJ, 99, 857

Duley, W. W. & Williams, D. A. 1993, MNRAS, 260, 37

Egan, M. P., Shipman, R. F., Price, S. D., Carey, S. J., Clark, F. O., & Cohen, M. 1998, ApJ, 494, L199

Englmaier, P. & Gerhard, O. 1999, MNRAS, 304, 512

Ferland, G.J. 1996, Hazy, a Brief Introduction to Cloudy, University of Kentucky Department of Physics and Astronomy Internal Report.

Field, G. B., Somerville, W. B., & Dressler, K. 1966, ARA&A, 4, 207

Figer, D. F., Kim, S. S., Morris, M., Serabyn, E., Rich, R. M., & McLean, I. S. 1999, ApJ, 525, 750

Figer, D. F., McLean, I. S., & Morris, M., 1999, ApJ, 514, 202

Figer, D. F., Najarro, F., Morris, M., McLean, I. S., Geballe, T. R., Ghez, A. M., & Langer, N. 1998, ApJ, 506, 384

Flower D.R., Watt G.D., 1984, MNRAS 209, 25

Flower, D. R. 1998, MNRAS, 297, 334

Flower, D.R., Pineau des Forêts, G., & Walmsley, C.M. 1995, A&A, 294, 815

Fuente A., Martín-Pintado J., Cernicharo J., Bachiller R., 1990, A&A 237, 471

Fuente A., Martín-Pintado J., Rodríguez-Fernández N. J., Cernicharo J., Gerin, M., 2000, A&A 354, 1053

Fuente A., Martín-Pintado J., Rodríguez-Fernández N.J., Rodríguez-Franco A., de Vicente, P., 1999, ApJ 518, L45

Fuente, A., Martín-Pintado, J., Rodríguez-Franco, A., & Moriarty-Schieven, G. D. 1998, A&A, 339, 575

Fux, R. 1999, A&A, 345, 787

García-Burillo, S., Martín-Pintado, J., Fuente, A., Neri, R. 2000, A&A, 355, 499

García-Segura, G., & Mac Low, M. 1995, ApJ, 455, L145

Gardner, F.F., Whiteoak, J.B., Forster, J.R., & Pankonin, V. 1986, MNRAS, 218, 385

Garrido, J., Barcia, A., Lopez-Perez, J.A., Paez, J., 1999, Microwave Journal 42, 82

Gaume, R.A., & Claussen, M.J. 1990, ApJ, 351, 538

Gaume, R.A., Claussen, M. J., De Pree, C.G., Goss, W.M., & Mehringer, D. M. 1995, ApJ, 449, 663

Gaume, R. A., Johnston, K. J., Nguyen, H. A., Wilson, T. L., Dickel, H. R.,Goss, W. M., & Wright, M. C. H. 1991, ApJ, 376, 608

Gaume, R.A., & Mutel, R.L. 1987, ApJS, 65, 193

Gaustad, J. E. 1963, ApJ, 138, 1050

Gautier T.N., Hauser M.G., Beichman C.A., et al., 1984, ApJ 278, L57

Genzel R., 1991, en: The Galactic Interstellar Medium, Eds: Pfenniger & Bartholdi, Springer Verlag

Genzel R., & Downes, D. 1977, A&AS, 30, 145

Genzel, R., Pichon, C., Eckart, A., Gerhard, O. E., & Ott, T. 2000, MNRAS, 317, 348

Gerlich D., 1990, J. Chem. Phys. 92, 2377

Glass, I. S., Moneti, A., & Moorwood, A. F. M. 1990, MNRAS, 242, 55P

Goldsmith P. F. & Langer W. D., 1978, ApJ 222, 881

Gordon, M. A., Berkermann, U., Mezger, P. G., Zylka, R., Haslam, C. G. T., Kreysa, E., Sievers, A., & Lemke, R. 1993, A&A, 280, 208

Guilloteau, S., Wilson, T.L., Batrla, W., Martin, R.N., & Pauls, T.A. 1983, A&A, 124, 322

Güsten, R. 1989, IAU Symp. 136: The Center of the Galaxy, 136, 89

Güsten, R. & Downes, D. 1980, A&A, 87, 6

Güsten, R. & Downes, D. 1983, A&A, 117, 343

Güsten R., Walmsley C.M., Pauls T., 1981, A&A 103, 197

Güsten R., Walmsley C. M., Ungerechts H., Churchwell E., 1985, A&A 142, 381

Habing, H. J. 1968, Bulletin of the Astronomical Institute of the Netherlands, 19, 421

Handa, T., Sofue, Y., Nakai, N., Hirabayashi, H., Akabane, K., & Inoue, M. 1987, IAU Symp. 115: Star Forming Regions, 115, 538

Hasegawa, T., Morita, K.-I., Okumura, S., Kaifu, N., Suzuki, H., Ohishi, M., Hayashi, M., & Ukita, N. 1985, in Masers, Molecules, and Mass Outflows in Star Forming Regions, ed. A. D. Haschick (Westford: Haystack Obs.), p. 275

Hasegawa, T., Sato, F., Whiteoak, J.B., & Miyawaki, R. 1994, ApJ, 429, L77

Heiligman, G. M. 1987, ApJ, 314, 747

Herbst, E., Millar, T. J., Wlodek, S., & Bohme, D. K. 1989, A&A, 222, 205

Hollenbach, D. & McKee, C. F. 1979, ApJS, 41, 555

Hollenbach D. & McKee C. F., 1989, ApJ 342, 306

Hollenbach D.J., Takahashi T., Tielens A.G.G.M., 1991, ApJ 377, 192

Hollenbach, D. J. & Tielens, A. G. G. M. 1997, ARA&A, 35, 179

Houghton, S., & Whiteoak, J.B. 1995, MNRAS, 273, 1033

Hüttemeister S., Dahmen G., Mauersberger R., Henkel C., Wilson T.L., Martín-Pintado J., 1998, A&A 334, 646

Hüttemeister S., Wilson T.L., Bania T.M., Martín-Pintado J., 1993a, A&A 280, 255

Hüttemeister, S., Wilson, T.L., Henkel, C., & Mauersberger, R. 1993b, A&A, 276, 445

Hüttemeister, S., Wilson, T. L., Mauersberger, R., Lemme, C., Dahmen, G., & Henkel, C. 1995, A&A, 294, 667

Irvine W. M., Goldsmith P. F., Hjalmarson A., 1987, Interstellar Processes, 561

Jackson J.M., Heyer M.H., Paglione T.A.D., Bolatto A.D., 1996, ApJ 456, L91

Johnston, K. J., Gaume, R., Stolovy, S., Wilson, T.L., Walmsley, C.M., & Menten, K.M. 1992, ApJ, 385, 232

Kawai, N., Fenimore, E. E., Middleditch, J., Cruddace, R. G., Fritz, G. G., Snyder, W. A., & Ulmer, M. P. 1988, ApJ, 330, 130

Kessler, M. F., Steinz, J. A., Anderegg, M. E., et al. 1996, A&A, 315, L27

Killeen, N. E. B., Lo, K. Y., & Crutcher, R. 1992, ApJ, 385, 585

Kim, S., Martin, C. L., Stark, A. A., & Lane, A. P. 2000, American Astronomical Society Meeting, 197, 0404

Kinugasa, K. & Tsunemi, H. 1999, PASJ, 51, 239

Kobayashi, H., Ishiguro, M., Chikada, Y., Ukita, N., Morita, K., Okumura-Kawabe, S., Kasuga, T., & Kawabe, R. 1989, in IAU Symposium 136, Dust and Gas in the Center of the Galaxy, ed. M. Morris, Kluwer Academic Publisher, p. 181

Koyama, K., Awaki, H., Kunieda, H., Takano, S., & Tawara, Y. 1989, Nature, 339, 603

Koyama, K, Maeda, Y., Sonobe, T., Takeshima, T., Tanaka, Y., & Yamauchi, S., 1996, PASJ 48, 249

Kraemer, K. E., & Jackson, J. M. 1995, ApJ, 439, L9

Kunze D., Rigopoulou D., Genzel R., Lutz, D., 1999, The Universe as Seen by ISO. Eds. P. Cox & M. F. Kessler. ESA SP-427, 909

Kurucz, R. 1994, Solar abundance model atmospheres for 0,1,2,4,8 km/s. Kurucz CD-ROM No. 19. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory, 1994., 19

Kwok, S., & Volk, K. 1985, ApJ, 299, 191

Lacy, J. H., Achtermann, J. M., & Bruce, D. E. 1989, IAU Symp. 136: The Center of the Galaxy, 136, 523

Lacy, J. H., Townes, C. H., Geballe, T. R., & Hollenbach, D. J. 1980, ApJ, 241, 132

Lang, C. C., Anantharamaiah, K. R., Kassim, N. E., & Lazio, T. J. W. 1999, ApJ, 521, L41

Lang, C. C., Goss, W. M., & Morris, M. 2001, AJ, 121, 2681

Lang, C. C., Goss, W. M., & Wood, D. O. S. 1997, ApJ, 481, 1016

LaRosa, T. N., Kassim, N. E., Lazio, T. J. W., & Hyman, S. D. 2000, AJ, 119, 207

Larson, R. B. 1981, MNRAS, 194, 809

Le Bourlot, J. 2000, A&A, 360, 656

Le Bourlot J., Pineau des Forêts G., Flower D.R., 1999, MNRAS 305, 802

Leech, K. & The SWS team, 2001, SWS - The Short Wavelength Spectrometer, SAI/2000-008/Dc

Lester, D. F., Dinerstein, H. L., Werner, M. W., Watson, D. M., Genzel, R., & Storey, J. W. V. 1987, ApJ, 320, 573

Levine, D., Morris, M., & Figer, D. 1999, in The Universe as Seen by ISO, Eds. P. Cox & M. Kessler, ESA SP-427, 699

Lindqvist, M., Sandqvist, A., Winnberg, A., Johansson, L. E. B., & Nyman, L.-A. 1995, A&AS, 113, 257

Lis D. C. & Carlstrom J. E. 1994, ApJ 424, 189

Lis, D.C., & Goldsmith, P.F. 1989, ApJ, 337, 704

Lis D.C., Menten K.M., 1998, ApJ 507, 794

Lis, D. C., Menten, K. M., Serabyn, E., & Zylka, R. 1994, ApJ, 423, L39

Lis, D. C., Serabyn, E., Zylka, R., & Li, Y. 2001, ApJ, 550, 761

Liszt, H. S. 1992, ApJS, 82, 495

Liszt, H. S. & Burton, W. B. 1978, ApJ, 226, 790

Liszt, H. S. & Spiker, R. W. 1995, ApJS, 98, 259

Lutz D., 1999, in: Cox P. & Kessler M. (eds.) The Universe as Seen by ISO, ESA SP-427, 623

Lutz D., Feuchtgruber H., Morfill J., 2000, MPE-ISO-99-1

Maeda, Y. & Koyama, K. 1996, en: The Galactic Center (Ed: R. Gredel), Astronomical Society of the Pacific (ASP), Vol. 102, p.423

Maloney, P. R., Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1996, ApJ, 466, 561

Mandy, M. E. & Martin, P. G. 1993, ApJS, 86, 199

Mangum, J. G., & Wootten, A. 1994, ApJ, 428, L33

Markevitch, M., Sunyaev, R. A., & Pavlinsky, M. 1993, Nature, 364, 40

Martin, A.H.M., & Downes, D. 1972, Astrophys. Letters, 11, 219

Martín-Pintado, J., Bachiller, R., & Fuente, A. 1992, A&A, 254, 315

Martín-Pintado J., de Vicente P., Fuente A., Planesas P., 1997, ApJ 482, L45

Martín-Pintado J., de Vicente P., Wilson T.L., Johnston K.J., 1990, A&A 235, 193

Martín-Pintado, J., Gaume, R., Johnston, K.J., & Bachiller, R. 1995, ApJ, 446, 687

Martín-Pintado, J., Rizzo, J. R., de Vicente, P., Rodríguez-Fernández, N. J., & Fuente, A. 2001, ApJ, 548, L65

Martín-Pintado J., Rodríguez-Fernández N. J., de Vicente P., Fuente A., Wilson T. L., Hüttemeister S., Kunze D., 2000, ISO beyond the peaks: The 2nd ISO workshop on analytical spectroscopy, held 2-4 February 2000, at VILSPA., ESA SP-456, in press

Martín-Pintado, J., Wilson, T.L., Henkel, C., & Gardner, F.F. 1985, A&A, 142, 131

Mauersberger R., 1986, Tesis Doctoral, Universidad de Bonn

Mauersberger R., Henkel C., Wilson T.L., Walmsley C.M., 1986a, A&A 162, 199

Mauersberger, R., Wilson, T. L., & Henkel, C. 1986b, A&A, 160, L13

Mayer-Hasselwander, H. A. et al. 1998, A&A, 335, 161

Mehringer, D. M., Goss, W. M., Lis, D. C., Palmer, P., & Menten, K. M. 1998, ApJ, 493, 274

Mehringer, D.M., Goss, M.W., & Palmer, P., 1994, ApJ, 434, 237

Mehringer, D.M., & Menten, K. 1997, ApJ, 412, 684

Mehringer, D. M., Palmer, P., & Goss, W. M. 1995, ApJS, 97, 497

Mehringer, D.M., Palmer, P., Goss, M.W., & Yusef-Zadeh, F. 1993, ApJ, 412, 684

Mehringer, D. M., Yusef-Zadeh, F., Palmer, P., & Goss, W. M. 1992, ApJ, 401, 168

Menten, K.M. 1991, ApJ, 380, L75

Mezger, P. G., Duschl, W. J., & Zylka, R. 1996, A&AR, 7, 289

Mezger, P. G. & Pauls, T. 1979, IAU Symp. 84: The Large-Scale Characteristics of the Galaxy, 84, 357

Minh, Y. C., Irvine, W. M., & Ziurys, L. M. 1988, ApJ, 334, 175

Minh, Y. C., Irvine, W. M., Friberg, P., 1992, A&A, 258, 489–494.

Moneti, A., Blommaert, J. A. D. L., Najarro, F., Figer, D., & Stolovy, S. 1999, in The Universe as Seen by ISO, Eds. P. Cox & M. Kessler, ESA SP-427, 723

Moneti, A., Glass, I., & Moorwood, A. 1992, MNRAS, 258, 705

Moneti, A., Glass, I. S., & Moorwood, A. F. M. 1994, MNRAS, 268, 194

Morris, M. 1989, IAU Symp. 136: The Center of the Galaxy, 136, 171

Morris M., Polish N., Zuckerman B., Kaifu N., 1983, AJ 88, 1228

Morris M., Serabyn E., 1996, ARA&A 34, 645

Morris, M. & Yusef-Zadeh, F. 1989, ApJ, 343, 703

Murakami, H., Koyama, K., Sakano, M., Tsujimoto, M., & Maeda, Y. 2000, ApJ, 534, 283

Nagata, T., Hyland, A. R., Straw, S. M., Sato, S., & Kawara, K. 1993, ApJ, 406, 501

Nagata, T., Woodward, C. E., Shure, M., & Kobayashi, N. 1995, AJ, 109, 1676

Nagata, T., Woodward, C. E., Shure, M., Pipher, J. L., & Okuda, H. 1990, ApJ, 351, 83

Neufeld, D. A. & Dalgarno, A. 1989a, ApJ, 340, 869

Neufeld, D. A. & Dalgarno, A. 1989b, ApJ, 344, 251

Neufeld, D. A., Maloney, P. R., & Conger, S. 1994, ApJ, 436, L127

Neufeld D.A., Melnick G.J., Harwit M., 1998, ApJ 506, L75

Neufeld, D. A., Zmuidzinas, J., Schilke, P., & Phillips, T.G. 1997, ApJ, 488, L141

Odenwald, S. F. 1989, IAU Symp. 136: The Center of the Galaxy, 136, 205

Odenwald S.F., Fazio G.G., 1984, ApJ 283, 601

Oka, T., Hasegawa, T., Handa, T., Hayashi, M., & Sakamoto, S. 1996, ApJ, 460, 334

Oka, T., Hasegawa, T., Sato, F., Tsuboi, M., & Miyazaki, A. 1998, ApJS, 118, 455

Okuda, H., Shibai, H., Nakagawa, T., et al. 1990, ApJ, 351, 89

Pak S., Jaffe D. T., Keller L. D., 1996, ApJ 457, L43

Palmer, P., & Goss, W. M., 1996, Galactic Center News, 2, 2

Pauls, T. 1980, ASSL Vol. 80: Radio Recombination Lines, 159

Pauls, T. & Mezger, P. G. 1980, A&A, 85, 26

Pauls, T., Downes, D., Mezger, P. G., & Churchwell, E. 1976, A&A, 46, 407

Pauls, T.A., Wilson, T.L., Bieging, J.H., & Martin, R.N. 1983, A&A, 124, 23

Peng, Y., Vogel, S.N., & Carlstrom, J.E. 1995, ApJ, 455, 223

Petuchowski, S. J., Bennett, C. L., Haas, M. R., Colgan, S. W. J., & Erickson, E. F. 1996, ApJ, 459, 181

Piddington, J. H., & Minnett, H. C., 1951, Australian J. Sci. Res., Ser A, 4, 495

Pierce-Price, D. et al. 2000, ApJ, 545, L121

Pirronello, V. 1987, IAU Symp. 120: Astrochemistry, 120, 167

Predehl, P., & Trümper, J., 1994, A&A, 290, L29

Reid, M. J. 1993, ARA&A, 31, 345

Reid, M. J., Schneps, M. H., Moran, J. M., Gwinn, C. R., Genzel, R., Downes, D., & Roennaeng, B. 1988, ApJ, 330, 809

Rizzo, J. R., Martín-Pintado, J., & Henkel, C. 2001, ApJ, 553, L181

Roberts, D. A. & Goss, W. M. 1993, ApJS, 86, 133

Rodríguez-Fernández, N. J., Martín-Pintado, J., 2001, ESA SP-460, 491

Rohlfs, K., & Wilson, T.L. 1996, Tools of Radio Astronomy, Springer Verlag

Rosenthal D., Bertoldi F., Drapatz S., 2000, A&A 356, 705

Rubin, R. H., Simpson, J. P., Lord, S. D., Colgan, S. W. J., Erickson, E. F., & Haas, M. R. 1994, ApJ, 420, 772

Salama A., Feuchtgruber H., Heras A., et al., 1997. In: Heras A.M., Leech K., Trams N.R., Perry M. (eds.) First ISO Workshop on Analytical Spectroscopy. ESA, Noordwijk,

Sato, F., Hasegawa, T., Whiteoak, J. B., & Miyawaki, R. 2000, ApJ, 535, 857

Schaerer, D. & de Koter, A. 1997, A&A, 322, 598

Schneps, M., H., Haschick, A.D., Wright, E.L., & Barrett, A.H. 1981, ApJ, 243, 184

Schultheis, M. et al. 1999, A&A, 349, L69

Sellmaier, F.H., Yamamoto, T., Pauldrach, A. W. A., Rubin, R. H., 1996, A&A, 305, L37

Serabyn, E. & Güsten, R. 1991, A&A, 242, 376

Serabyn, E. & Morris, M. 1994, ApJ, 424, L91

Serabyn, E., Shupe, D., & Figer, D. F. 1998, Nature, 394, 448

Shields, J. C. & Ferland, G. J. 1994, ApJ, 430, 236

Shull J.M. & Beckwith S., 1982, ARA&A 20, 163

Shull, J. M. & Hollenbach, D. J. 1978, ApJ, 220, 525

Sidoli, L. & Mereghetti, S. 1999, A&A, 349, L49

Sidoli, L., Mereghetti, S., Treves, A., Parmar, A. N., Turolla, R., & Favata, F. 2001, A&A, 372, 651

Simpson, J. P., Colgan, S. W. J., Cotera, A. S., Erickson, E. F., Haas, M. R., Morris, M., & Rubin, R. H. 1997, ApJ, 487, 689

Simpson, J. P., Colgan, S. W. J., Rubin, R. H., Erickson, E. F., Haas, M. R., 1995, ApJ, 444, 721

Smith M.D., Davis C.J., Lioure A., 1997, A&A 327, 1206

Sofue, Y. 1990, PASJ, 42, 827

Solomon, P. M., Sanders, D. B., & Scoville, N. Z. 1979, ApJ, 232, L89

Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, ApJ, 319, 730

Spitzer, L. 1978, New York Wiley-Interscience, 1978. 333 p.

Stark A.A., Bania T.M., 1986, ApJ 306, L17

Stasinska, G. & Schaerer, D. 1997, A&A, 322, 615

Sternberg A., Dalgarno A., 1995, ApJS 99, 565

Sternberg A., Neufeld D.A., 1999, ApJ 516, 371

St-Louis, N., Doyon, R., Chagnon, F., & Nadeau, D. 1995, Ap&SS, 224, 271

Sunyaev, R. & Churazov, E. 1998, MNRAS, 297, 1279

Sunyaev, R. A., Markevitch, M., & Pavlinsky, M. 1993, ApJ, 407, 606

Swinyard, B. M., Clegg, P. E., Ade, P. A. R., et al. 1996, A&A, 315, L43

Tanaka, Y., Inoue, H., & Holt, S. S. 1994, PASJ, 46, L37

Taylor, G. B., Morris, M., & Schulman, E. 1993, AJ, 106, 1978

Tielens, A. G. G. M. & Hollenbach, D. 1985, ApJ, 291, 722

Timmermann R., Bertoldi F., Wright C. M., Drapatz S., Draine B. T., Haser L., Sternberg A., 1996a, A&A 315, L281

Timmermann R., Genzel R., Poglitsch A., et al., 1996b, ApJ 466, 242

Timmermann R., 1998, ApJ 498, 246

Treffers, R.R., & Chu, Y.-H. 1982, ApJ, 254, 569

Troland, T. H. & Heiles, C. 1986, ApJ, 301, 339

Turner J., Kirby-Docken K., Dalgarno A., 1977, ApJS 35, 281

Urey, H.C., 1952, en "The Planets", Capítulo IV, Oxford University Press

Valentijn E.A., Feuchtgruber H., Kester D.J.M., et al., 1996, A&A 315, L60

Valentijn E.A., Van der Werf P.P., 1999, ApJ 522, L29

van den Ancker, M. E., 1999, Tesis Doctoral, Amsterdam University

Van der Hucht, K.A. 1992, AAR, 4, 123

van Dishoeck, E. F. & Black, J. H. 1986, ApJS, 62, 109

van Dishoeck, E. F. & Blake, G. A. 1998, ARA&A, 36, 317

Vogel, S.N., Genzel, R., & Palmer, P. 1987, ApJ, 316, 243

Voit, G. M. 1991, ApJ, 379, 122

Walmsley, C. M., & Ungerechts, H. 1983, A&A, 122, 164

Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., & Moore, R. 1977, ApJ, 218, 377

Weiner, B. J. & Sellwood, J. A. 1999, ApJ, 524, 112

Whiteoak, J.B., & Gardner, F.F. 1983, MNRAS, 205, 27P

Whiteoak, J.B., Gardner, F.F., Foster, J.B., Palmer, P., & Pankonin, V. 1987, in IAU Symp. 115, Star Forming Regions, ed. M. Peimbert & J. Jugaku (Dordrecht: Reidel), p. 161

Wilgenbus, D., Cabrit, S., Pineau des Forêts, G., & Flower, D. R. 2000, A&A, 356, 1010

Wilson, T.L., Batrla, W., & Pauls, T.A. 1982b, A&A 110, L20

Wilson, T.L., Downes, D., & Bieging, J. 1979, A&A, 71, 275

Wilson T.L., Matteucci F., 1992, A&AR 4, 1

Wilson, T. L. & Rood, R. 1994, ARA&A, 32, 191

Wilson T.L., Ruf K., Walmsley C.M., Martin R.N., Pauls T.A., Batrla W., 1982, A&A 115, 185

Wilson, T.L., Walmsley, C.M., Henkel, C., Pauls, T.A., & Mattes, H. 1980, A&A, 91, 36

Wright, C.M., 2000, in: Y.C. Minh & E.F. van Dishoeck (eds.) IAU Symposium 197, Astrochemistry: From Molecular Clouds to Planetary Systems, Astronomical Society of the Pacific, p177

Yusef-Zadeh, F., Morris, M., & Chance, D. 1984, Nature, 310, 557

Yusef-Zadeh, F. & Morris, M. 1987a, ApJ, 320, 545

Yusef-Zadeh, F. & Morris, M. 1987b, ApJ, 322, 721

Yusef-Zadeh, F. & Morris, M. 1987c, AJ, 94, 1178

Yusef-Zadeh, F., Morris, M., & van Gorkom, J. H. 1987, in The Galactic Center, Ed. B. C. Backer, AIP Conf. Proc. 155, 190

Yusef-Zadeh, F., Purcell, W., & Gotthelf, E. 1997a, AIP Conf. Proc. 410: Proceedings of the Fourth Compton Symposium, 1027

Yusef-Zadeh, F., Roberts, D. A., Goss, W. M., Frail, D. A., & Green, A. J. 1996, ApJ, 466, L25

Yusef-Zadeh, F., Roberts, D. A., & Wardle, M. 1997b, ApJ, 490, L83

Zhang, Q., & Ho, P.T.P. 1995, ApJ, 450, L63

Zhang, Q., & Ho, P.T.P. 1997, ApJ, 488, 241

Zhao, J., Desai, K., Goss, W. M., & Yusef-Zadeh, F. 1993, ApJ, 418, 235

Zinchenko, I., Henkel, C., & Mao, R. Q. 2000, A&A, 361, 1079

Ziurys, L. M., Snell, R. L., & Dickman, R. L. 1989, ApJ, 341, 857

Zmuidzinas, J., Blake, G.A., Carlstrom, J., Keene, J., & Miller, D. 1995, ApJ, 447, L125

Zylka, R., Guesten, R., Henkel, C., & Batrla, W. 1992, A&AS, 96, 525

Zylka, R. & Mezger, P. G. 1988, A&A, 190, L25